

Entwicklung elektrooptischer Bauteile auf der Basis von Exziton-Polaritonen in Halbleiter-Mikroresonatoren

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

vorgelegt von

Holger Maximilian Suchomel

aus Bünde



Würzburg 2019



Eingereicht am: 21.08.2019

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Christian Schneider

2. Gutachter: Prof. Dr. Jens Pflaum

3. Gutachter: -

der Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr. Ralph Claessen

1. Prüfer: Prof. Dr. Christian Schneider

2. Prüfer: Prof. Dr. Jens Pflaum

3. Prüfer: Prof. Dr. Björn Trauzettel

im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 04.02.2022

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

Abstract	1
Zusammenfassung	3
1 Einleitung	5
2 Theoretischer Hintergrund	9
2.1 Das Halbleiter-Materialsystem.....	9
2.2 Halbleiter-Mikroresonatoren.....	11
2.2.1 Planare Halbleiter-Mikroresonatoren	12
2.2.2 Lateral strukturierte Halbleiter-Mikroresonatoren	16
2.3 Halbleiter-Exzitonen	18
2.3.1 Quantenfilm-Exzitonen.....	19
2.3.2 Quantenfilm-Exzitonen im elektrischen Feld.....	22
2.4 Licht-Materie-Wechselwirkung in Halbleiter-Mikroresonatoren	24
2.4.1 Exziton-Polaritonen	26
2.4.2 Bose-Einstein- und Polariton-Kondensation	31
2.5 Potentiallandschaften für Exziton-Polaritonen	38
2.5.1 Quadrat- und Graphen-Gitter.....	39
2.5.2 Su-Schrieffer-Heeger-Modell eines eindimensionalen Gitters.....	41
3 Technologie	47
3.1 Molekularstrahlepitaxie.....	47
3.1.1 Vakuumsystem und Wachstumskammer.....	48
3.1.2 Epitaktischer Wachstumsprozess.....	50
3.2 Bauteilprozessierung	51
3.3 Messtechnik.....	53
3.3.1 Fourier-Transform-Infrarotspektrometer	53
3.3.2 Photolumineszenz- und Reflexionsmessungen.....	54
3.3.3 Fourierraum-Spektroskopie	56

4 GaAs-Quantenfilm basierende Exziton-Polariton-Laserdioden	59
4.1 Designaspekte dotierter Halbleiter-Mikroresonatoren	60
4.1.1 Optimierung der Schichtstruktur.....	62
4.1.2 Optimierung des Q-Faktors und des Dotierprofils.....	67
4.1.3 Optimierung der Rabi-Aufspaltung	71
4.2 Elektrisch betriebene Polariton-Laserdiode	77
4.2.1 Probenaufbau und Bauteilprozessierung.....	78
4.2.2 Untersuchung der Elektrolumineszenz im Gleichstrombetrieb	79
4.2.3 Polariton-Lasing im Quasigleichstrombetrieb	84
4.2.4 Kohärenzmessung	89
4.3 Zusammenfassung und Ausblick.....	91
5 Elektrisch angeregte Gitterstrukturen	93
5.1 Untersuchung der Bandstruktur im linearen Regime	94
5.1.1 Probenaufbau und Bauteilprozessierung.....	94
5.1.2 Quadrat-Gitter	96
5.1.3 Graphen-Gitter	100
5.2 Untersuchung der nichtlinearen Elektrolumineszenz eines Graphen-Gitters....	103
5.2.1 Optimierung der Kontaktplattform	103
5.2.2 Spektrale Signaturen nichtlinearer Elektrolumineszenz	107
5.3 Eindimensionales Gitter im Su-Schrieffer-Heeger-Modell.....	112
5.3.1 Probenaufbau und Bauteilprozessierung.....	112
5.3.2 Untersuchung der Bandstruktur im linearen Regime.....	114
5.4 Zusammenfassung und Ausblick.....	118
6 Realisierung eines elektrostatischen Exziton-Polaritonen-Schalters	121
6.1 Probenaufbau und Bauteilprozessierung	122
6.2 Elektrooptische Grundcharakterisierung	123
6.3 Exziton-Polaritonen im lokalen elektrostatischen Feld.....	129
6.3.1 Elektrostatischer Schaltvorgang.....	129
6.3.2 Bistabiles Verhalten in der Strom-Spannungs-Kennlinie.....	131
6.3.3 Gross-Pitaevskii-Modell	133
6.4 Zusammenfassung und Ausblick.....	136

Anhang	139
Probe A.....	139
Probe B.....	142
Probe C.....	144
Probe D.....	147
Probe E.....	151
Probe F.....	154
Veröffentlichungen des Autors	157
Veröffentlichungen als Erstautor	157
Veröffentlichungen als Koautor	157
Tagungsbeiträge	160
Literaturverzeichnis	163
Danksagung	181

Abstract

Exciton-polaritons (polaritons), hybrid quasi-particles formed by the strong coupling between quantum well excitons and microcavity photons, are promising candidates for the realization of a new generation of nonlinear and integrated electrooptical devices. Compared to photonic or electrical approaches distinguishing advantages of polaritons are their versatile and tuneable properties that allow electrical excitation and easy manipulation, which is both advantageous for on-chip applications. The present thesis deals with the development, implementation, and improvement of compact electrooptical devices based on exciton-polaritons in semiconductor microcavities.

At first the implementation of an electrically driven vertically emitting polariton laser diode, which operates without the need of an applied magnetic field, is presented. For this purpose, the layer structure, quality factor, doping profile and Rabi-splitting of the polariton laser diode is optimized. The final design consists of a high-quality factor $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}/\text{AlAs}$ microcavity ($Q \sim 16,000$) and features a Rabi-splitting of ~ 11.0 meV. Signatures for polariton condensation under electrical excitation are shown in the processed device. It features a clear nonlinearity in its input-output characteristic, a well-pronounced drop in the emission linewidth and a persisting blueshift above the first threshold with increasing pump-power. On top of that, evidence of the systems coherence properties in the condensed phase is provided directly by utilizing interference spectroscopy.

Based on the optimized microcavity structures a process for the electrical excitation of one- and two-dimensional potential landscapes is developed. At first, the linear band structures of polaritonic square as well as honeycomb lattices are studied under electrical injection and compared to the results acquired by optical excitation. The obtained dispersions are reproduced by a tight-binding model. Moreover, the capability of the device to facilitate an electrically induced nonlinear emission is demonstrated. The investigated laser mode at the high symmetry Γ points in the second Brillouin zone, is located at the low energy flatband, as verified by the kagome geometry of the measured mode structure. Subsequent, the results of a one-dimensional SSH chain are presented under electrical excitation. In addition, the properties of a built-in lattice defect, forming a topological protected state in the middle of the S band gap, are investigated, paving the way towards the realization of electrically driven topological polariton lasers.

Finally, an electrooptical polariton switch is demonstrated as a prototype of a polaritonic field-effect transistor. Here, an optical generated polariton condensate propagating along a one-dimensional channel is controlled by an electrical gate. The operation of the device relies on the combination of an electrostatic potential trap underneath the contact, and the associated exciton ionization. The switching behaviour is analysed in a qualitative as well as in a quantitative manner and verified by modelling the experimental findings with the Gross-Pitaevskii equation. Furthermore, a pronounced negative differential resistance and a strong bistability is observed in the photocurrent response as a function of the carrier density. This is attributed to competing transitions of trapped condensate modes and thus directly to the spatial degree of freedom of the polariton states, which represents a completely new way to create bistability.

Zusammenfassung

Exziton-Polaritonen (Polaritonen), hybride Quasiteilchen, die durch die starke Kopplung von Quantenfilm-Exzitonen mit Kavitätsphotonen entstehen, stellen auf Grund ihrer vielseitigen und kontrollierbaren Eigenschaften einen vielversprechenden Kandidaten für die Entwicklung einer neuen Generation von nichtlinearen und integrierten elektrooptischen Bauteilen dar. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung und Untersuchung kompakter elektrooptischer Bauelemente auf der Basis von Exziton-Polaritonen in Halbleitermikrokavitäten.

Als erstes wird die Implementierung einer elektrisch angeregten, oberflächenemittierenden Polariton-Laserdiode vorgestellt, die ohne ein externes Magnetfeld arbeiten kann. Dafür wird der Schichtaufbau, der Q-Faktor, das Dotierprofil und die Rabi-Aufspaltung der Polariton-Laserdiode optimiert. Der Q-Faktor des finalen Aufbaus beläuft sich auf $Q \sim 16.000$, während die Rabi-Aufspaltung im Bereich von $\sim 11,0$ meV liegt. Darauf aufbauend werden Signaturen der Polariton-Kondensation unter elektrischer Anregung, wie ein nichtlinearer Anstieg der Intensität, die Reduktion der Linienbreite und eine fortgesetzte Verschiebung der Emission zu höheren Energien oberhalb der ersten Schwelle, demonstriert. Ferner werden die Kohärenzeigenschaften des Polariton-Kondensats mittels Interferenzspektroskopie untersucht.

Basierend auf den optimierten Halbleiter-Mikroresonatoren wird eine Kontaktplattform für die elektrische Anregung ein- und zweidimensionaler Gitterstrukturen entwickelt. Dazu wird die Bandstrukturbildung eines Quadrat- und Graphen-Gitters unter elektrischer Anregung im linearen Regime untersucht und mit den Ergebnissen der optischen Charakterisierung verglichen. Die erhaltenen Dispersionen lassen sich durch das zugehörige Tight-Binding-Modell beschreiben. Ferner wird auch eine elektrisch induzierte Nichtlinearität in der Emission demonstriert. Die untersuchte Laser-Mode liegt auf der Höhe des unteren Flachbandes und an der Position der Γ -Punkte in der zweiten Brillouin-Zone. Die zugehörige Modenstruktur weist die erwartete Kagome-Symmetrie auf. Abschließend wird die Bandstrukturbildung eines SSH-Gitters mit eingebautem Defekt unter elektrischer Anregung untersucht und einige Eigenschaften des topologisch geschützten Defektzustandes gezeigt. Dazu gehört vor allem die Ausbildung der lokalisierten Defektmode in der Mitte der S-Bandlücke. Die erhaltenen Ergebnisse stel-

len einen wichtigen Schritt in der Realisierung eines elektrisch betriebenen topologischen Polariton-Lasers dar.

Abschließend wird ein elektrooptisches Bauteil auf der Basis von Polaritonen in einem Mikrodrahtresonator vorgestellt, in dem sich die Propagation eines Polariton-Kondensats mittels eines elektrostatischen Feldes kontrollieren lässt. Das Funktionsprinzip des Polariton-Schalters beruht auf der Kombination einer elektrostatischen Potentialsenke unterhalb des Kontaktes und der damit verbundenen erhöhten Exzitationionsrate. Der Schaltvorgang wird sowohl qualitativ als auch quantitativ analysiert und die erhaltenen Ergebnisse durch die Modellierung des Systems über die Gross-Pitaevskii-Gleichung beschrieben. Zusätzlich wird ein negativer differentieller Widerstand und ein bistabiles Verhalten in der Strom-Spannungs-Charakteristik in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte im Kontaktbereich beobachtet. Dieses Verhalten wird auf gegenseitig konkurrierende Kondensats-Zustände innerhalb der Potentialsenke und deren Besetzung und damit direkt auf den räumlichen Freiheitsgrad der Polariton-Zustände zurückgeführt.

1 Einleitung

Elektrooptische Bauteile auf der Basis von Halbleiterschichtstrukturen stellen auf Grund ihrer enorme Anwendungsvielfalt einen festen Bestandteil des täglichen Lebens dar [1]. Dazu gehören energiesparende Leuchtdioden (LED, engl. Light-Emitting Diode) sowie monochromatische und kohärente Lichtquellen in Form von Halbleiterlasern. Während im ersten Fall die spontane und irreversible Emission eines angeregten Elektron-Loch-Paares ausgenutzt wird, beruht ein Laser (engl. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) auf der stimulierten Emission. Zur Herstellung der Halbleiterstrukturen eignet sich insbesondere das Verfahren der Molekularstrahlepitaxie. Dieses ermöglicht das epitaktische Schichtwachstum mit höchster kristalliner Qualität [2-4]. Mit dem stetigen Fortschritt dieser Technologie konnten letztlich Halbleiter-Mikroresonatoren mit ausreichender Güte realisiert werden, in denen im Gegensatz zu den „klassischen“ Bauelementen ein reversibler Energieaustausch zwischen den Kavitätsphotonen und Quantenfilm-Exzitonen stattfinden kann [5]. Das System befindet sich damit im Regime der starken Kopplung, in dem die elementaren Anregungen nicht mehr Photonen und Exzitonen entsprechen, sondern gemischten Licht-Materie-Zuständen, den Exziton-Polaritonen (Polaritonen). Die individuellen Eigenschaften der beiden Komponenten können jeweils über die Verstimmung in den Vordergrund treten oder unterdrückt werden, sodass die Vorteile beider Bestandteile genutzt werden können. Der Materie-Anteil begünstigt zum einen die Wechselwirkung des Systems mit anderen Teilchen und führt damit zu ausgeprägten Nichtlinearitäten [6, 7]. Zum anderen kann die Exziton-Komponente über ein externes elektromagnetisches Feld signifikant beeinflusst werden [8-12]. Der Licht-Anteil bedingt hingegen eine hohe Propagationsgeschwindigkeit [13] sowie eine vergleichsweise geringe effektive Polariton-Masse. Letztere erlaubt, dass die Polaritonen bei vergleichsweise hohen Temperaturen durch stimulierte Streuprozesse in einen einzigen Quantenzustand kondensieren können. Dieser Phasenübergang ist eng verwandt mit einer Bose-Einstein-Kondensation [14] und zeigt neben einer makroskopischen Grundzustandsbesetzung [6, 15] auch eine hohe zeitliche und räumliche Kohärenz [7, 16-20]. Abhängig von dem verwendeten Materialsystem kann die Polariton-Kondensation im Bereich von einigen Kelvin bis hinauf zur Raumtemperatur, sowohl unter optischer [6, 21-24] als auch elektrischer Anregung [25-28] beobachtet werden.

Das Polariton-System stellt dank seiner reichhaltigen und kontrollierbaren Eigenschaften einen vielversprechenden Kandidaten für die Entwicklung einer neuen Generation von nichtlinearen und integrierten elektrooptischen Bauteilen dar, deren Realisierung und Optimierung Thema dieser Arbeit ist. Die Spannweite reicht hierbei von kohärenten Lichtquellen, über Quantensimulatoren, bis hin zu Logikbausteinen für die Informationsverarbeitung. Zur Klasse der kohärenten Lichtquellen gehören die Polariton-Laser, deren Konzept im Gegensatz zum „klassischen“ Laser nicht auf der stimulierten Emission, sondern auf der stimulierten Streuung beruht und somit keine Besetzungsinversion erfordert [29]. Dadurch können deutlich niedrigere Laserschwellen erreicht werden, die typischerweise ein bis zwei Größenordnungen unterhalb der „klassischen“ liegen [15, 30, 31]. Die Realisierung eines Polariton-Lasers unter elektrischer Anregung erlaubt weiterhin eine bessere Skalierbarkeit des Systems, wozu sowohl Oberflächenemitter unter Zuhilfenahme eines externen Magnetfeldes [25, 26], als auch Kantenemitter [28] demonstriert wurden. Da allerdings die meisten komplexeren optischen und elektrooptischen Experimente auf oberflächenemittierenden Strukturen basieren, eignet sich vor allem die erste Geometrie für eine direkte Integration. Die Weiterentwicklung der Oberflächenemitter, hinsichtlich des Betriebs ohne die Verwendung eines externen Magnetfeldes, bietet folglich ein höheres Maß an Praktikabilität und eröffnet neue Möglichkeiten für die Anwendung.

Die Licht- und die Materie-Komponente der Polaritonen können ferner dazu genutzt werden künstliche Potentiale zur räumlichen Lokalisierung zu erzeugen, in denen die Dynamik der Kondensate beeinflusst werden kann [32]. Die Abbildung klassischer Einzelteilchen-, Vielteilchen- und nichtlinearer Problemstellungen auf den Hamiltonoperator des Polariton-Systems über die zugrunde liegende Potentiallandschaft bietet somit eine weitere Anwendungsmöglichkeit [33-36]. Dazu wurden vor allem zweidimensionale Gitterpotentiale unter optischer Anregung im linearen und nichtlinearen Regime untersucht, wozu einfache periodische Strukturen wie das Quadrat-Gitter [36, 37], als auch Lieb- [38, 39], Kagome- [40] oder Graphen-Anordnungen [41, 42] gehören. Die Fähigkeit, nahezu beliebige Potentiallandschaften für das Polariton-System zu realisieren, führte darüber hinaus auch zur Vorhersage [43-45] und letztlich zur experimentellen Realisierung [46, 47] von Bandstrukturen, die topologisch nicht-triviale Eigenschaften aufweisen. Auch für diese Anwendungen erlaubt der elektrische Betrieb der Gitterstrukturen eine bessere Skalierbarkeit, Praktikabilität und Integrierbarkeit und eröffnet neue

Möglichkeiten durch die Kombination homogener und lokalisierter Anregungskonfigurationen.

Während etablierte elektronische Logikelemente zunehmend an ihre inhärenten physikalischen Grenzen stoßen [48-50], versprechen alternative optische Ansätze wesentliche Vorteile für die Verarbeitung von Informationen mit Licht [51]. Allerdings ist eine Manipulation der beteiligten Teilchen in den elektronischen Bauteilen deutlich einfacher zu realisieren als in den photonischen Systemen [51, 52]. Der hybride Licht-Materie-Charakter eines Polaritons erlaubt hingegen die Vorteile beider Komponenten ausnutzen zu können, weshalb sich das Polariton-System auch für die Entwicklung von integrierten Schaltkreisen für die Informationsverarbeitung eignet. So wurden Architekturen für optische Polariton-Schaltkreise vorgeschlagen [53-56] und optische Polariton-Schalter [57, 58] und Polariton-Transistoren [13] vorgestellt, die schnelle Schaltzeiten und hohe Propagationslängen aufweisen [17, 58-61]. Die Kontrolle der Dynamik der Kondensate über elektrische Felder stellt hierfür wiederum eine kompaktere und skalierbare Alternative dar [10, 12, 62, 63], ohne die zusätzliche Injektion von Ladungsträgern.

Im folgenden Kapitel 2 wird zunächst ein Überblick über die theoretischen Grundlagen des verwendeten Systems und die angrenzenden Forschungsfelder gegeben. Im anschließenden Kapitel 3 erfolgt die Erläuterung der technologischen Aspekte zur Herstellung und messtechnischen Charakterisierung der Halbleiterschichtstrukturen und Bauelemente. In den Kapiteln 4-6 erfolgt schließlich die Präsentation und Diskussion der durchgeführten Experimente für die verschiedenen Bauteilklassen. In Kapitel 4 wird die Optimierung der Exziton-Polariton-Laserdioden mit integrierten GaAs-Quantenfilmen im Detail vorgestellt und der elektrische Betrieb im linearen und nichtlinearen Regime untersucht. Darauf aufbauend wird in Kapitel 5 eine Kontaktplattform für die elektrische Anregung ausgewählter Gitterstrukturen entwickelt. Abschließend wird im Kapitel 6 ein elektrooptisches Bauteil auf der Basis von Polaritonen in einem Mikrodrahtresonator vorgestellt, in dem die Propagation des Polariton-Kondensats mittels eines lokalen, elektrostatischen Feldes kontrolliert werden kann.

2 Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel wird eine Einführung in die Grundlagen gegeben, die den theoretischen Hintergrund dieser Arbeit bilden. Weiterhin soll das Kapitel dazu dienen einen Überblick über das Forschungsgebiet und die angrenzenden Felder zu geben. In Abschnitt 2.1 wird dazu zunächst das verwendete Halbleiter-Materialsystem vorgestellt. Anschließend werden in Abschnitt 2.2 und 2.3 der räumliche Einschluss von Photonen in einem Halbleiter-Mikroresonator und von Exzitonen in Halbleiter-Quantenfilmen erläutert. Darauf aufbauend werden in Abschnitt 2.4 die starke Kopplung und Polaritonen-Kondensation der sich ausbildenden Exziton-Polaritonen diskutiert. Abschließend werden in Abschnitt 2.5 einige Methoden zur Erzeugung künstlicher Potentiallandschaften zusammengefasst und die Eigenschaften ausgewählte Gitterstrukturen vorgestellt. Neben einem Quadrat- und Graphen-Gitter liegt ein weiterer Fokus auf der Topologie eines eindimensionalen Gitters im Rahmen des Su-Schrieffer-Heeger-Modells. Für eine ausführliche Behandlung der theoretischen Grundlagen sei auf entsprechende Literatur verwiesen [64-75].

2.1 Das Halbleiter-Materialsystem

Zur Realisierung der in dieser Arbeit untersuchten Halbleiterstrukturen wurden die III/V-Verbindungshalbleiter GaAs und AlAs beziehungsweise deren ternäre Verbindungen $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ mit dem Aluminiumanteil x verwendet. Im Folgenden sollen dafür fundamentale Eigenschaften der Kristall- und Bandstruktur eingeführt und zusammengefasst werden.

Das Materialsystem kristallisiert in einer Zinkblende-Konfiguration, in der die homöopolare, kovalente Bindung gegenüber der heteropolaren, ionischen Bindung überwiegt. Die kovalente Bindung findet über eine sp^3 -Hybridisierung der jeweiligen Valenzorbitale statt [64, 66]. Die Gitterkonstanten betragen bei Raumtemperatur $a_{\text{GaAs}} = 5,65 \text{ \AA}$ beziehungsweise $a_{\text{AlAs}} = 5,66 \text{ \AA}$ [76] und unterscheiden sich daher um weniger als 0,2%, was ein nahezu verspannungs- und defektfreies epitaktisches Wachstum erlaubt.

Die Bandstruktur der Volumenmaterialien weist, in Analogie zu dem Bahndrehimpuls der Elektronen in einem Atom, ein s -artiges Leitungsband, mit je einem lokalen Energieminimum an den Γ -, X- und L-Punkten im reziproken Raum, sowie drei p -artige

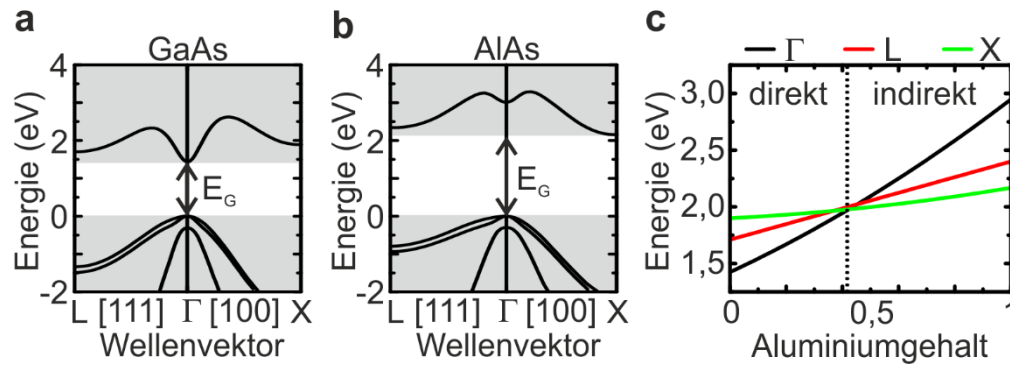


Abbildung 2.1: Bandstruktur der binären Halbleiter GaAs (a) und AlAs (b) entlang der Γ X- und Γ L-Richtungen im reziproken Raum ($T = 0$ K). GaAs zeigt eine direkte Bandlücke, AlAs hingegen eine indirekte zwischen dem Γ -Punkt des Valenzbandes und dem X-Punkt im Leitungsband [77, 78]. (c) Differenz der drei Leitungsbandminima zur Valenzbandkante der ternären Verbindung $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, als Funktion des Aluminiumgehalts x bei Raumtemperatur ($T = 300$ K) im gesamten Zusammensetzungsbereich. Bei einem Aluminiumgehalt von $x_{\text{CO}} = 0,41$ kreuzen sich die Verläufe der lokalen Leitungsbandminima der Γ - und X-Punkte, was dem Übergang zwischen der direkten und der indirekten Bandlücke entspricht [79].

Valenzbänder auf. Letztere setzen sich aus dem am Γ -Punkt entarteten Schwer- und Leichtlochband (hh, engl. heavy hole; lh, engl. light hole) und einem durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung abgespaltenen Lochband zusammen. Während GaAs eine direkte Bandlücke besitzt und sich dadurch hervorragend für die Anwendung in optisch aktiven Bauteilen eignet [67], weist AlAs eine indirekte Bandlücke zwischen dem Γ -Punkt der Valenzbandkante und dem X-Punkt des Leitungsbandminimums auf [77, 78]. Dazu sind in Abb. 2.1 (a) und (b) die zugehörigen Bandstrukturen von GaAs (a) und AlAs (b) entlang der Γ X- und Γ L-Richtungen im reziproken Raum dargestellt. Die Bandlücken E_G zwischen der Valenzbandkante und dem Leitungsbandminimum betragen am absoluten Nullpunkt ($T = 0$ K) $E_G = 1,519$ eV für GaAs und $E_G = 2,249$ eV für AlAs. Weiterhin kann die Differenz der drei lokalen Leitungsbandminima an den jeweiligen Γ -, X- und L-Punkten zur Valenzbandkante, in Abhängigkeit von der Aluminiumkonzentration x der ternären Verbindung $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, mithilfe der empirischen Bowingparameter beschrieben werden [79]. Die Ergebnisse der quadratischen Interpolation zwischen den Werten für GaAs und AlAs sind in Abb. 2.1 (c) dargestellt und zeigen bei einem Aluminiumanteil von $x_{\text{CO}} = 0,41$ einen Übergang von einer direkten auf eine indirekte Bandlücke im Volumenmaterial.

Die Wechselwirkung von Ladungsträgern in einem periodischen Kristallpotential lässt sich in vielen Situationen im Rahmen der Effektive-Masse-Näherung beschreiben [65]. Dabei können die Ladungsträger wie freie Teilchen im Vakuum behandelt werden, indem ihnen eine effektive Masse m^* zugeordnet wird. Diese lässt sich aus

der Krümmung der Energie-Wellenvektor-Dispersion $E(\vec{k})$ und dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum $\hbar = h/2\pi$ berechnen:

$$m_{ij}^* = \hbar^2 \left[\frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j} \right]^{-1} \quad i, j = x, y, z \quad (1)$$

Während für die verwendeten Halbleitermaterialien am Γ -Punkt des Leitungsbandes ein isotroper Fall vorliegt, sind die effektiven Massen der Elektronen am X- und L-Punkt sowie die der leichten und schweren Löcher im Valenzband richtungsabhängig [76, 80]. Die Wechselwirkung der Halbleiter mit einem elektromagnetischen Feld kann hingegen auch klassisch über die komplexwertige dielektrische Funktion ε und dem daraus abgeleiteten Brechungsindex \bar{n} , mit der Brechzahl n und dem Extinktionskoeffizient κ , beschrieben werden [65, 68]:

$$\bar{n} = \sqrt{\varepsilon} = n + i\kappa \quad (2)$$

Knapp unterhalb der Bandlückenenergie von GaAs bei Raumtemperatur und damit unterhalb der Absorptionskante, ergibt sich für GaAs eine Brechzahl von $n = 3,6$ beziehungsweise $n = 3,0$ für AlAs, wobei die Materialien nur eine schwache Temperaturabhängigkeit im Bereich von $\sim 10^{-4}/\text{K}$ zeigen [81, 82].

2.2 Halbleiter-Mikroresonatoren

Durch den räumlichen Einschluss von Licht kann die Wechselwirkung mit einer Materie-Komponente signifikant beeinflusst werden [29, 69, 83, 84]. Für die experimentelle Umsetzung des Einschlusses werden wiederum optische Resonatoren mit Spiegeln benötigt, die eine ausreichend hohe Reflektivität aufweisen. Dies kann in dem verwendeten Halbleitermaterialsystem durch mehrere Ansätze realisiert werden, die im Folgenden kurz beschrieben werden sollen.

Bereits an der Grenzfläche des Halbleiter-Luft-Übergangs von GaAs ergibt sich mit den Fresnel-Gleichungen, unterhalb der Absorptionskante und für senkrechten Lichtfall, eine Reflektivität von $\sim 30\%$ [85]. Trifft das Licht hingegen oberhalb des kritischen Winkels von $\sim 17^\circ$ zum Lot auf die Grenzfläche, so wird dieses nahezu vollständig reflektiert, was als interne Totalreflexion bezeichnet wird. Dieser Effekt wird beispielsweise in Mikroscheiben- [86] oder Mikroring-Resonatoren [87] zur Ausbildung sogenannter Flüstergaleriemoden ausgenutzt. Ein weiterer Ansatz für den räum-

lichen Einschluss von Licht besteht in der periodischen Modulation des Brechungsindex, wodurch man einen photonischen Kristall erhält [88]. In Analogie zur Bandstruktur eines Elektrons im periodischen Coulomb-Potential eines Atomgitters gibt es im photonischen Kristall erlaubte Zustände, die durch eine photonische Bandlücke, dem sogenannten Stopband, getrennt sind [69]. Im Energiebereich des Stopbandes kann schließlich eine Reflektivität von über $\sim 99\%$ erreicht werden. Neben ein- [5] und zweidimensionalen [89] photonischen Kristallen können periodische Modulationen des Brechungsindex auch in allen drei Raumdimensionen realisiert werden [90, 91]. Im speziellen erfolgt in dieser Arbeit der vertikale Einschluss der Photonen, senkrecht zur Probenoberfläche, durch einen eindimensionalen photonischen Kristall in Form zweier sogenannter Bragg-Spiegel.

2.2.1 Planare Halbleiter-Mikroresonatoren

Die Bandlücke der in dieser Arbeit verwendeten Halbleitermaterialien liegt im sichtbaren und infraroten Spektralbereich. Die Abmessungen der optischen Resonatoren für den vertikalen Einschluss der Photonen liegen damit typischerweise im Mikrometerbereich. Man spricht daher in diesem Zusammenhang auch von einem Halbleiter-Mikroresonator oder einer Mikrokavität [69], dessen Aufbau schematisch in Abb. 2.2 gezeigt ist. Der Resonator besteht aus zwei gegenüberliegenden Bragg-Spiegeln (DBR, engl. Distributed Bragg Reflector), die einen Zwischenbereich der Länge L_C , die Kavität, umschließen. Die Anordnung stellt somit ein Fabry-Pérot-Mikroresonator dar [92], bei dem das elektromagnetische Feld stehende Wellen zwischen den ebenen Spiegeln ausbildet. Die Kavitätslänge muss folglich einem ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge $\lambda = \lambda_C/n_C$ entsprechen:

$$L_C = n_z \frac{\lambda}{2} = n_z \frac{\lambda_C}{2n_C} \quad n_z \in \mathbb{N} \quad (3)$$

Hierbei bezeichnet λ_C die Vakuumwellenlänge des Lichtes und n_C den Brechungsindex der Kavität. Daraus abgeleitet spricht man für $n_z = 1$ von einer $\lambda/2$ -Kavität und für $n_z = 2$ von einer λ -Kavität. Die Bragg-Spiegel setzen sich wiederum aus einer periodischen Abfolge von Halbleitermaterialien mit den Brechungsindizes $n_{1,2}$ und den Schichtdicken $d_{1,2}$ zusammen, wobei eine vollständige Periode als Spiegelpaar bezeichnet wird. Die Schichtdicken $d_{1,2}$ werden ferner so gewählt, dass ihre optischen Weglängen jeweils einem Viertel der Vakuumwellenlänge λ_C entsprechen. Für senkrechten

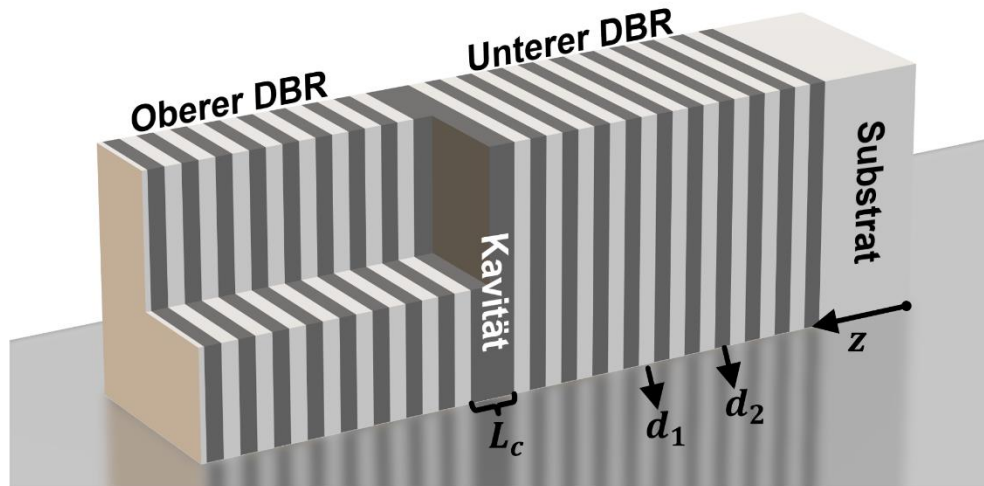


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines Halbleiter-Mikroresonators, bestehend aus zwei Bragg-Spiegeln (DBRs), die die Kavität mit der Länge L_C umschließen. Die DBRs setzen sich wiederum aus einer periodischen Abfolge von Halbleiternmaterialien mit den Schichtdicken $d_{1,2}$ zusammen, wobei eine vollständige Periode als Spiegelpaar bezeichnet wird. Die optische Weglänge der einzelnen Schichten erfüllt gerade die Bragg-Bedingung aus Gl. (4).

Lichteinfall gilt damit der folgende Zusammenhang:

$$d_1 n_1 = d_2 n_2 = \frac{\lambda_C}{4} \quad (4)$$

Summiert über ein Spiegelpaar kommt es in der Nähe der Resonanz aufgrund des Laufzeitunterschiedes und des Phasensprungs bei der Reflexion am Übergang zum optisch dichteren Medium zur konstruktiven Interferenz reflektierter Wellen. Die gesamte Schichtstruktur kann dabei, wie bereits diskutiert, als eindimensionaler photonischer Kristall betrachtet werden, in dem die Kavität einen intrinsischen Defekt darstellt. Das zugehörige Reflexionsspektrum bildet folglich ein Stopband um die zentrale Kavitätsmode λ_C aus, was sich mithilfe der Transfermatrixmethode berechnen lässt [69, 93]. In Abb 2.3 (a) ist dazu beispielhaft das berechnete Reflexionsspektrum einer $\lambda/2$ -Kavität aus AlAs, umgeben von 20 (15) $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}/\text{AlAs}$ Spiegelpaaren im unteren (oberen) Bragg-Spiegel dargestellt (schwarz). Hierbei ergibt sich in einem Energiebereich von $\sim \pm 80$ meV um λ_C eine Reflektivität von über 99%, wobei eine maximale Reflektivität von $\sim 99,981\%$ erreicht wird. Sowohl die Breite als auch die maximale Reflektivität des Stopbandes werden, neben dem Brechzahlkontrast $|n_1 - n_2|$, vor allem durch die Anzahl der Spiegelpaare in den Bragg-Spiegeln bestimmt [68]. Um dies zu verdeutlichen, zeigt das eingebettete Diagramm in Abb 2.3 (a) das berechnete Reflexionsspektrum mit einer reduzierten Anzahl von Spiegelpaaren (blau). Die Transfermatrixmethode erlaubt darüber hinaus auch den Einfluss der Absorption in der Schichtstruktur zu berücksich-

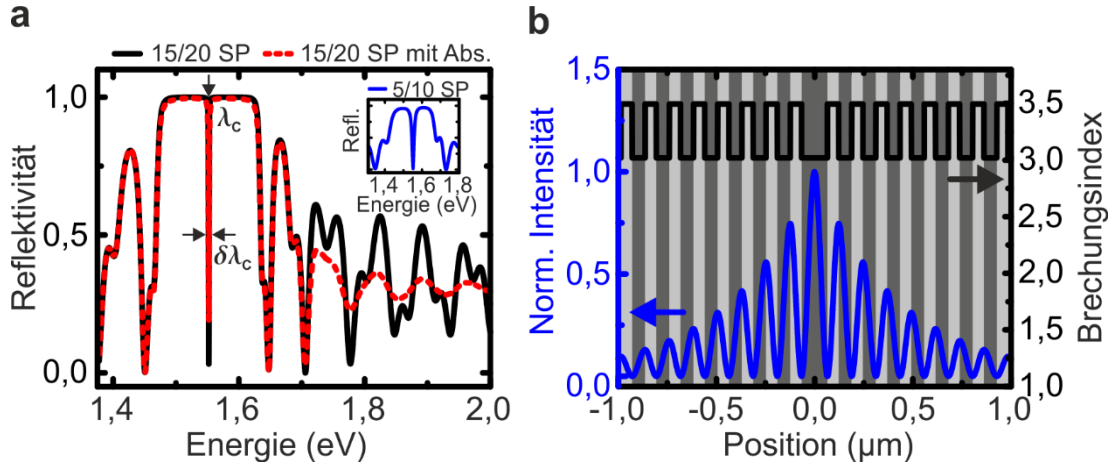


Abbildung 2.3: (a) Transfermatrix-Rechnung einer $\lambda/2$ -Kavität aus AIs, umgeben von 15 beziehungsweise 20 Spiegelpaaren (SP) aus $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}/\text{AIs}$, mit (rot) und ohne (schwarz) Berücksichtigung der Absorption in der Schichtstruktur. Die Resonanzwellenlänge λ_c ist durch ein Reflexionsminimum innerhalb des Stoppbandes gekennzeichnet, dessen Halbwertsbreite $\delta\lambda_c$ den Gütefaktor Q des Resonators bestimmt. Das eingebettete Diagramm zeigt das berechnete Reflexionsspektrum für eine reduzierte Anzahl von SP, gerechnet ohne die Berücksichtigung der Absorption (blau). (b) Zugehöriger Brechungsindexverlauf (schwarz) und berechnete Intensität des elektrischen Feldes (blau).

tigen und führt, wie in Abb 2.3 (a) ersichtlich, oberhalb der Absorptionskante auf eine Dämpfung des Reflexionsspektrums (rot).

Die Kavitätsmode ist im Reflexionsspektrum durch ein Minimum innerhalb des Stoppbandes gekennzeichnet, dessen Halbwertsbreite $\delta\lambda_c$ (FWHM, engl. Full Width at Half Maximum) den Gütefaktor Q (Q-Faktor) des Resonators bestimmt:

$$Q = \frac{\lambda_c}{\delta\lambda_c} = \frac{E_c}{\delta E_c} = \frac{E_c \tau_c}{\hbar} \quad (5)$$

Der Q-Faktor ist wiederum direkt mit der Lebensdauer der Photonen innerhalb des Resonators τ_c verknüpft und wird weiterhin durch zusätzliche Verlustkanäle reduziert [94, 95]. Neben intrinsischen Beschränkungen durch die Materialzusammensetzung oder die Anzahl der verwendeten Spiegelpaare treten auch extrinsische Verluste durch Streuung oder Absorption auf [96, 97]. Typische Q-Faktoren der untersuchten Halbleiter-Mikroresonatoren liegen im Bereich von mehreren ~ 10.000 was nach Gl. (5) einer Photonlebensdauer τ_c von einigen Pikosekunden entspricht.

In Abb. 2.3 (b) sind der Brechungsindexverlauf und die berechnete Intensität des elektrischen Feldes der Kavitätsresonanz zur in Abb. 2.3 (a) beschriebenen Struktur dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass das Feld nicht auf die Kavität beschränkt wird, sondern einige Spiegelpaare in die Bragg-Spiegel eindringt. Die Kavitätslänge L_c muss

folglich um die Eindringtiefe L_{DBR} erweitert werden, womit eine effektive Kavitätslänge L_{eff} definiert werden kann [69]:

$$L_{eff} = L_C + L_{DBR} \approx L_C + \frac{\lambda_C}{2n_C} \frac{n_1 n_2}{|n_2 - n_1|} \quad (6)$$

Der räumliche Einschluss im planaren Halbleiter-Mikroresonator führt auch auf eine Modifikation der Energiedispersion der Kavitätsphotonen. Das Licht kann sich innerhalb der Kavität nur parallel zu den Grenzflächen mit dem Wellenvektor \vec{k}_{\parallel} frei bewegen, während es durch den optischen Resonator senkrecht dazu mit dem Wellenvektor $|\vec{k}_{\perp}| = 2\pi/\lambda$ nach Gl. (3) als stehende Welle quantisiert ist. Die Dispersion $E_C(\vec{k})$ des Kavitätsphotons in einem planaren Halbleiter-Mikroresonator lässt sich damit wie folgt beschreiben [98]:

$$E_C(|\vec{k}|) = \frac{\hbar c}{n_C} |\vec{k}| = \frac{\hbar c}{n_C} |\vec{k}_{\perp}| \sqrt{1 + \left(\frac{|\vec{k}_{\parallel}|}{|\vec{k}_{\perp}|}\right)^2} \quad (7)$$

Hierbei bezeichnet c der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. In der Nähe des Dispersionsminimums lässt sich Gl. (7) für $|\vec{k}_{\parallel}| \ll \vec{k}_{\perp}$ quadratisch approximieren:

$$E_C(|\vec{k}|) \approx E_{c,0} + \frac{\hbar^2 |\vec{k}_{\parallel}|^2}{2m_c} \quad (8)$$

Der erste Term $E_{c,0} = \hbar c |\vec{k}_{\perp}| / n_C = \hbar c / \lambda_C$ entspricht dabei den quantisierten, longitudinalen Eigenmoden des Resonators. Der Abstand benachbarter longitudinaler Moden ist auf Grund der geringen Kavitätslänge, die im Bereich der Wellenlänge des verwendeten Lichtes liegt, so groß, dass in der Regel nur eine longitudinale Kavitätsmode im Stopband existiert. Der zweite Term in Gl. (8) beschreibt die Dispersion eines freien Teilchens, parallel zu den Grenzflächen, wobei dem Photon eine effektive Masse $m_c = \hbar n_C |\vec{k}_{\perp}| / c = \hbar n_C^2 / (\lambda_0 c)$ zugeordnet werden kann. Diese liegt typischerweise in der Größenordnung von $10^{-5} m_e$. Eine vollständige vektorielle Betrachtung der Struktur zeigt jedoch, dass sowohl transversal elektrische (TE) als auch transversal magnetische (TM) Polarisierungen der optischen Moden möglich sind [70]. Unter senkrechten Lichteinfall sind die jeweiligen TE- und TM-Moden energetisch entartet. Mit zunehmenden Winkel und zunehmender Verstimmung zwischen der Energie des Stopbandzentrums und der Kavitätsresonanz kommt es jedoch zu einer sichtbaren Aufspaltung [69, 99].

2.2.2 Lateral strukturierte Halbleiter-Mikroresonatoren

2.2.2.1 Mikrodrahtresonator

In einem Mikrodrahtresonator (Abb. 2.4 (a)) wird das Licht, zusätzlich zum longitudinalen Einschluss der Bragg-Spiegel, durch die Reflexion an dem Halbleiter-Luft-Übergang der Mikrodrahtseitenwände in lateraler Richtung räumlich beschränkt. Liegen die Abmessungen des Mikrodrahtes L_y im Bereich der Wellenlänge des verwendeten Lichtes, kommt es zu einer sichtbaren Quantisierung der Modenenergien. Die Dispersion $E_{C,n_y}(\vec{k})$ des Kavitätsphotons in einem Halbleiter-Mikrodrahtresonator lässt sich somit im Modell eines unendlich tiefen Potentialtopfes wie folgt beschreiben [100]:

$$E_{C,n_x}(|\vec{k}|) = \sqrt{E_{C,0}^2 + \frac{\hbar^2 c^2}{n_c^2} \left(\frac{\pi^2}{L_y^2} n_y^2 + k_x^2 \right)} \quad n_y \in \mathbb{N} \quad (9)$$

Der erste Term entspricht den longitudinalen Eigenmoden des Resonators, während der zweite Ausdruck die Quantisierung durch den räumlichen Einschluss im Mikrodraht beschreibt, entlang dessen sich das Licht mit dem Wellenvektor k_x frei bewegen kann. Die Intensität des elektrischen Feldes entlang des Mikrodrahtquerschnitts kann in guter Näherung durch $|\vec{E}|^2 \propto \sin^2\left(\frac{\pi}{L_y} n_y y\right)$ beziehungsweise $|\vec{E}|^2 \propto \cos^2\left(\frac{\pi}{L_y} n_y y\right)$ beschrieben werden [100] und ist in Abb. 2.4 (b-c) für die Grund- sowie die erste ange-

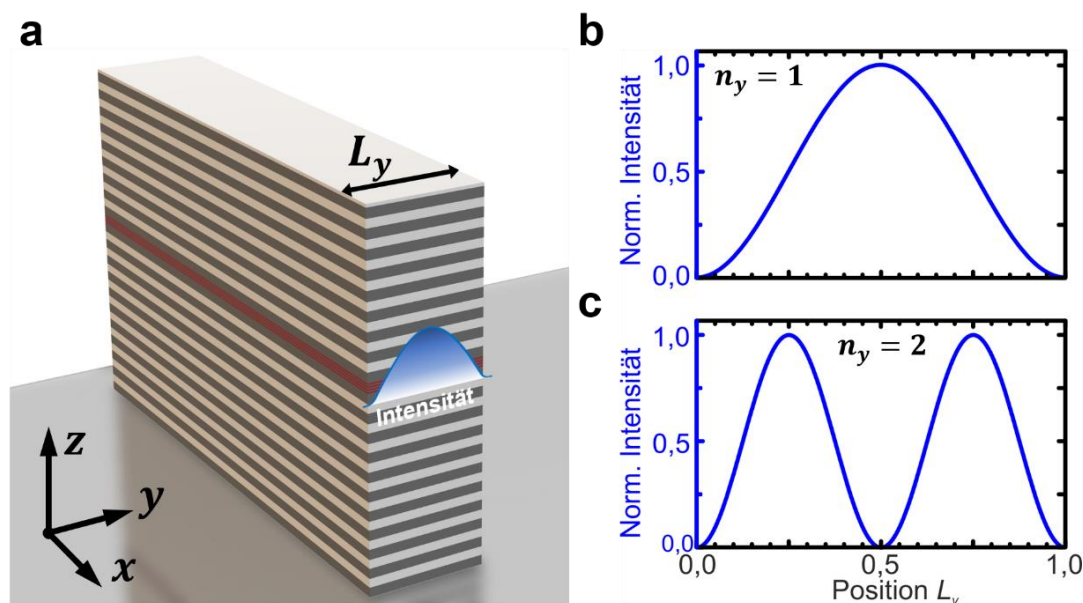


Abbildung 2.4: (a) Zweidimensionaler Einschluss von Licht in einem Mikrodrahtresonator mit Breite L_y . (b-c) Berechnete Intensität der Grundmode mit $n_y = 1$ (b) und der ersten angeregten Mode mit $n_y = 2$ (c) in y -Richtung.

rechte Mode gezeigt. Bei einer vollständigen vektoriellen Betrachtung der Struktur muss wiederum zwischen der TE- und der TM- polarisierten optischen Mode unterschieden werden. Die Aufspaltung nimmt hierbei mit abnehmender Mikrodrahtbreite L_y zu, bedingt durch den zunehmenden Einfluss der Randbedingungen am Halbleiter-Luft-Übergang auf die jeweiligen Moden, die unterschiedliche Eindringtiefen in das Vakuum aufweisen.

2.2.2.2 Mikrosäulenresonator

Im Falle eines Mikrosäulenresonators mit kreisförmigem Querschnitt (Abb. 2.5 (a)) wird ein vollständiger dreidimensionaler Einschluss erzielt. Liegt der Radius R der Mikrosäule im Bereich der Wellenlänge des verwendeten Lichtes, kommt es zur sichtbaren Ausbildung von diskreten Moden. Diese lassen sich wiederum näherungsweise als Kombination der longitudinalen Fabry-Pérot-Moden und den transversalen Moden eines unendlich langen Zylinders beschreiben. Die transversalen Moden separieren dabei in einen azimuthalen sowie einen radialen Anteil mit den entsprechenden Modenzahlen n_φ und n_r . Die quantisierten Modenenergien E_{c,n_φ,n_r} der Kavitätsphotonen im Halbleiter-Mikrosäulenresonator lassen sich somit wie folgt beschreiben [101, 102]:

$$E_{c,n_\varphi,n_r} = \sqrt{E_{c,0}^2 + \frac{\hbar^2 c^2 X_{n_\varphi,n_r}^2}{n_c^2 R^2}} \quad n_\varphi, n_r \in \mathbb{N} \quad (10)$$

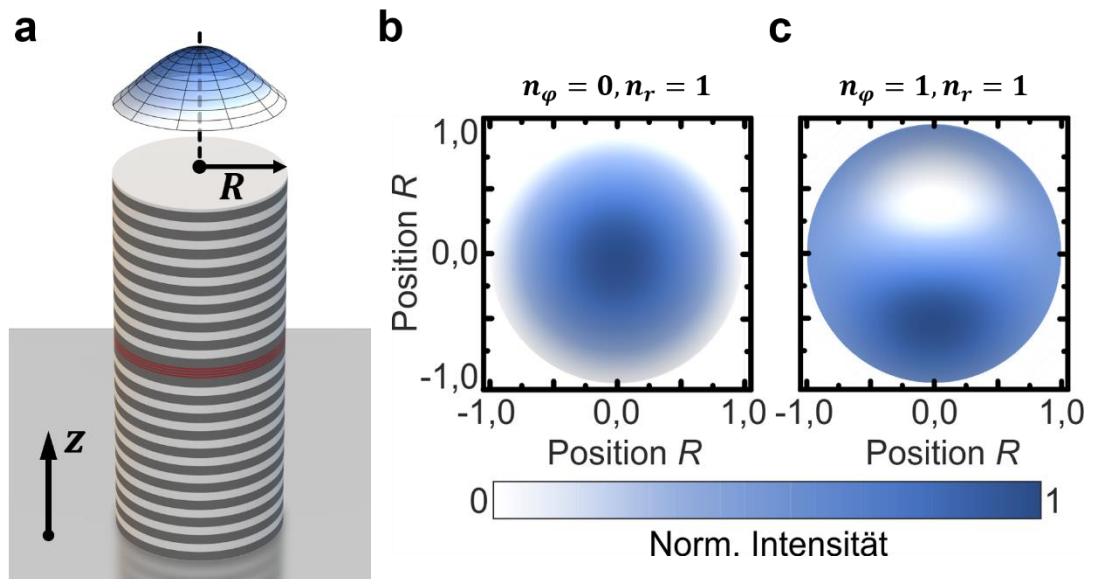


Abbildung 2.5: (a) Dreidimensionaler Einschluss von Licht in einem Mikrosäulenresonator mit Radius R . (b-c) Berechnete Intensität der Grundmode mit $\{n_\varphi = 0, n_r = 1\}$ (b) und der ersten angeregten Mode mit $\{n_\varphi = 1, n_r = 1\}$ (c) in radialer Richtung.

Der Ausdruck X_{n_ϕ, n_r} beschreibt hierbei die n_r -te Nullstelle der Besselfunktion $J_{n_\phi}(X_{n_\phi, n_r} r/R)$ [70, 101]. Das berechnete Intensitätsprofil der transversalen Moden ist in Abb. 2.5 (b) und (c) für die Grund- sowie die erste angeregte Mode gezeigt. Eine vollständige vektorielle Betrachtung der Struktur zeigt, dass neben den TE- und TM- polarisierten optischen Moden, auch Hybrid-Moden möglich sind [103].

2.3 Halbleiter-Exzitonen

Unter einem Exziton versteht man ein Quasiteilchen, welches eine elementare Festkörper-Anregung darstellt. Hierbei wird ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben, wobei es über die Coulomb-Anziehung mit dem zurückbleibenden Loch in Wechselwirkung tritt. Das aneinander gebundene Elektron-Loch-Paar wird als Exziton bezeichnet und lässt sich im Rahmen der Effektive-Masse-Näherung als wasserstoffartiges Problem behandeln [64]. Abhängig von der räumlichen Ausdehnung im Kristallgitter kann zwischen Frenkel- und Wannier-Mott-Exzitonen unterschieden werden. Erstere können typischerweise in Materialien mit einer kleinen relativen Dielektrizitätszahl ϵ_r beobachtet werden, wie zum Beispiel in organischen Molekülen [104] oder Alkalihalogeniden [71]. Die damit verbundene schwache Coulomb-Abschirmung zwischen Elektron und Loch führt zu einer Lokalisierung der Exzitonen auf den Bereich der Einheitszelle des Kristallgitters beziehungsweise des organischen Moleküls und zu hohen Bindungsenergien von über > 100 meV [71, 105]. In dem verwendeten GaAs-Halbleitermaterialsystem führt die vergleichsweise große relative Dielektrizitätszahl zu einer starken Coulomb-Abschirmung. Es werden daher schwach gebundene Wannier-Mott-Exzitonen mit einer Bindungsenergie im Bereich von wenigen \sim meV beobachtet, deren Ausdehnung sich über mehrere Gitterkonstanten erstrecken kann [76]. Im GaAs Volumenhalbleiter beträgt die Exziton-Bindungsenergie $E_B \sim 4,2$ meV, bei einem Exziton-Bohr-Radius von $a_B \sim 15$ nm [64].

Die z -Komponente des Drehimpulses weist im verwendeten GaAs/AlAs-Halbleitermaterialsystem für die Elektronen im Leitungsband einen Wert von $J_e = \pm 1/2$ auf. Für die Löcher im Valenzband gilt wiederum $J_{hh} = \pm 3/2$ (hh) für das Schwerloch- beziehungsweise $J_{lh} = \pm 1/2$ (lh) für das Leichtlochband [106]. Der Zusammenschluss aus Elektron und Loch zu einem hh- beziehungsweise lh-Exziton führt in der Drehimpulsaddition zu einem neuen, ganzzahligen Gesamtdrehimpuls. Für das

hh-Exziton beträgt die z-Komponente beispielsweise $J_X = \pm 1$ (antiparallel) beziehungsweise $J_X = \pm 2$ (parallel). Exzitonen sind somit bosonische Quasiteilchen und folgen damit der Bose-Einstein-Statistik. Diese Annahme ist allerdings nur für kleine Exziton-Dichten unterhalb der Mott-Dichte gerechtfertigt, bei denen der Teilchenabstand deutlich größer ist als der Exziton-Radius [107]. Mit zunehmender Teilchendichte führt die elektrostatische Abschirmung zum Aufbrechen der Elektron-Loch-Komplexe. Dabei bildet sich ein Elektron-Loch-Plasma aus, in dem der fermionische Charakter der Teilchen nicht mehr vernachlässigt werden kann [108, 109].

Der räumliche Einschluss der Exzitonen im Bereich ihres Bohr-Radius führt weiterhin zu einer Modifikation der Energiedispersion, der Bindungsenergie sowie der elektrooptischen Eigenschaften. Ein eindimensionaler Einschluss kann hierbei durch einen Doppelheteroübergang erreicht werden, bei dem die Bandlücke des mittleren Materials vollständig innerhalb der Bandlücke des umschließenden Materials liegt. Es kommt zu einer Bandkantenverbiegung und einer Angleichung der Fermi-Niveaus, wobei sich in guter Näherung ein rechteckiger Potentialtopf ausbildet. Man spricht bei dieser Schichtstruktur von einem Quantenfilm (QW, engl. Quantum Well). Mithilfe verschiedener epitaktischer Wachstumsverfahren kann überdies auch ein zwei- und dreidimensionaler Einschluss realisiert werden, deren Strukturen als Quantendraht beziehungsweise Quantenpunkt (QD, engl. Quantum Dot) bezeichnet werden [72].

2.3.1 Quantenfilm-Exzitonen

Ein eindimensionaler Einschluss von Halbleiter-Exzitonen innerhalb eines QWs kann näherungsweise durch einen rechteckigen Potentialtopf mit endlichen Barrieren beschrieben werden. Die Dispersion $E_X(\vec{k}_{\parallel})$ des QW-Exzitons im Grundzustand wird dabei maßgeblich durch die Potentialtopfbreite d beeinflusst und lässt sich in Abhängigkeit vom Wellenvektor \vec{k}_{\parallel} , parallel zur QW-Ebene, wie folgt beschreiben [69]:

$$E_X(\vec{k}_{\parallel}) = E_G + \delta E_e(d) + \delta E_h(d) - E_B(d) + \frac{\hbar^2 |\vec{k}_{\parallel}|^2}{2(m_e^* + m_h^*)} \quad (11)$$

Liegt die QW-Breite d im Bereich des Exziton-Bohr-Radius, so kommt es zu einer sichtbaren Quantisierung der Elektron-Loch-Subbänder, senkrecht zur QW-Ebene, während sich die Ladungsträger parallel zum QW mit der Gesamtmasse des Exzitons, bestehend aus effektiver Elektron- und Lochmasse $m_{e,h}^*$, frei bewegen können. Die Energie des QW-Exzitons ist somit auf Grund der Quantisierungsenergien von Elektron und

Loch $\delta E_{e,h}$ für entsprechend schmale QWs größer als die Bandlücke E_G des Volumenmaterials.

In Abb. 2.6 (a) sind die quantisierten Energieniveaus sowie die zugehörigen Wellenfunktionen der Grundzustände von Elektron und Loch am Beispiel verschieden breiter GaAs-QWs in AlAs dargestellt. Elektron und Loch bilden stehende Wellen aus, die innerhalb des Potentialtopfes Sinus- und Kosinus-Funktionen folgen und außerhalb exponentiell abklingen. Für einen Potentialtopf mit unendlich hohen Barrieren gilt für die Quantisierungsenergien die exakte Proportionalität $\delta E_{e,h} \propto 1/m^*d^2$. Folglich führen hierbei die unterschiedlichen effektiven Massen m_{hh}^* und m_{lh}^* des Schwer- und Leichtlochbandes zu einer Aufhebung der Energieentartung im Valenzband, wobei das Schwerlochband bei vernachlässigbarer Verspannung der verwendeten Halbleitermaterialien den Grundzustand bildet.

Der Term $E_B(d)$ beschreibt schließlich die Bindungsenergie des QW-Exzitons. Im idealen zweidimensionalen Fall mit unendlich hohen Barrieren vervierfacht sich die Bindungsenergie im Vergleich zum Volumen-Exziton. Damit verbunden ist eine Halbierung des Bohr-Radius $a_B^{2D} = a_B^{3D}/2$. Mit der reduzierten Masse μ^* , gebildet aus den effektiven Massen von Elektron und Loch, gilt schließlich die folgende Proportionalität [73, 110]:

$$E_B^{2D} = 4E_B^{3D} \propto \frac{\mu^*}{\epsilon_r^2} \quad (12)$$

Für endlich hohe Barrieren variiert die Bindungsenergie in Abhängigkeit von der QW-

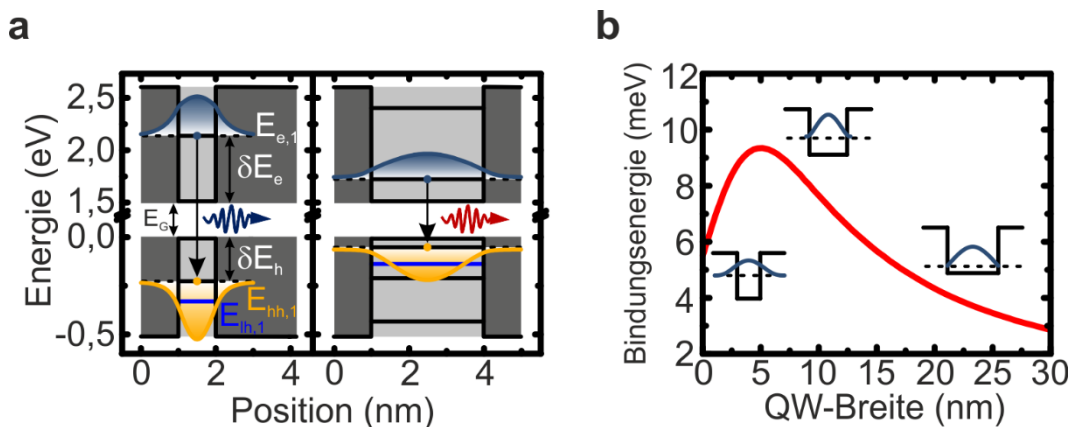


Abbildung 2.6: (a) Berechnete Bandstruktur für in der Breite variierte GaAs-QWs in AlAs, zugehörige Energieniveaus und Grundzustands-Wellenfunktionen der Elektronen im Leitungsband $E_{e,1}$ und schweren ($E_{hh,1}$, schwarz) und leichten ($E_{lh,1}$, blau) Löcher im Valenzband. Zusätzlich eingezeichnet ist die Bandlücke des QW-Materials E_G sowie die Quantisierungsenergien der Elektronen im Leitungsband δE_e und der Löcher im Valenzband δE_h . (b) Bindungsenergie E_B der QW-Exzitonen als Funktion der QW-Breite [111].

Breite und der Höhe der Potentialbarriere zwischen dem idealen zwei- und dreidimensionalen Fall. Der Verlauf der Bindungsenergie als Funktion der QW-Breite ist in Abb. 2.6 (b) für eine endlich hohe Barriere schematisch dargestellt. Mit abnehmender QW-Breite steigt die Bindungsenergie zunächst an. Für sehr schmale beziehungsweise sehr flachen QWs dringt die Wellenfunktion der Teilchen, wie in Abb. 2.6 (a) zu sehen, weit in die Barriere ein. Dies führt zu einer effektiven Vergrößerung des Bohr-Radius und damit zu einer Abnahme der Bindungsenergie. Typische Bindungsenergien in GaAs-QWs liegen im Bereich von ~ 10 meV [111], sodass die Exzitonen durch den thermischen Zerfall nur unterhalb von ~ 100 K beobachtet werden können [112]. Thermisch stabile Exzitonen bei Raumtemperatur können hingegen in Verbindungshalbleitern wie CdTe, GaN oder ZnO mit Bindungsenergien im Bereich von ~ 25 meV realisiert werden [113]. Übergangsmetall-Dichalkogenide (TMDC, engl. Transition metal dichalcogenide) sowie organische Halbleiter zeigen darüber hinaus Exziton-Bindungsenergien von mehreren 100 meV [105, 114]. Die höchste Qualität der QWs und Resonatoren wird gegenwärtig jedoch noch immer durch das monolithische Wachstum und die Prozessierung des GaAs/AlAs-Halbleitersystems erreicht [2-4].

Zur Beschreibung der optischen Eigenschaften der Exzitonen wird berücksichtigt, dass das aneinander gebundene Elektron-Loch-Paar einen Dipol ausbildet, der mit dem elektromagnetischen Feld der Frequenz ω in Wechselwirkung treten kann. Dabei wird durch die Absorption eines Photons ein Exziton erzeugt, welches nach der endlichen Lebensdauer τ_X unter Emission eines Photons bei geltender Energie- und Impulserhaltung rekombiniert. Auf Grund der zusätzlich zu berücksichtigenden Drehimpulserhaltung sind nur helle Exzitonen mit dem Gesamtdrehimpuls $J_X = \pm 1$ für die Licht-Materie-Wechselwirkung relevant. Die endliche Lebensdauer und die damit verbundene Linienbreite δE_X der Exzitonen wird durch verschiedene homogene und inhomogene Verbreiterungsmechanismen bestimmt. Neben der natürlichen Lebensdauer gehören dazu vor allem Wechselwirkungsprozesse mit Phononen und Fehler in der Kristallstruktur. Unter nicht-resonanten Anregungsbedingungen liegt die gemessene Lebensdauer des QW-Exzitons typischerweise im Bereich von ~ 1 ns [115]. Die Dipoleigenschaften des Exzitons können mithilfe der dielektrischen Funktion ϵ im Modell eines Lorentz-Oszillators mit der Resonanzenergie E_X und der Linienbreite δE_X beschrieben werden [116]:

$$\epsilon_X(\omega) = \epsilon + \frac{e^2 \hbar^2}{m_e \epsilon_0 d} \frac{f}{E_X^2 - \hbar^2 \omega^2 - i \hbar \omega \delta E_X} \quad (13)$$

Die Oszillatorstärke pro Flächeneinheit f beschreibt die Stärke des optischen Übergangs und hängt im Wesentlichen vom räumlichen Überlapp der Wellenfunktionen sowie dem Exziton-Bohr-Radius ab [73, 117]. Für die Oszillatorstärke eines QW-Exzitons gilt ferner der folgende Zusammenhang:

$$f = \frac{2}{\mu^* \hbar \omega} |\langle u_V | \vec{r} \vec{e} | u_C \rangle|^2 |\langle F_V | F_C \rangle|^2 \frac{1}{\pi a_{B,2D}^2} \quad (14)$$

Hierbei entsprechen $|u_V\rangle$ und $|u_C\rangle$ jeweils dem gitterperiodischen Anteil der Bloch-Wellenfunktionen der Elektronen im Leitungsband und der Löcher im Valenzband, $\vec{r} \vec{e}$ dem Dipoloperator und $|F_V\rangle$ und $|F_C\rangle$ den einhüllenden Wellenfunktionen von Elektron und Loch, senkrecht zur Ebene des QWs. Die Oszillatorstärke nimmt mit abnehmender QW-Breite auf Grund der damit verbundenen Abnahme des Exziton-Bohr-Radius zu und erreicht in GaAs-QWs typische Werte im Bereich von $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [111]. Eine weitere Reduktion der QW-Breite führt jedoch analog zur Beschreibung der Exziton-Bindungsenergie wieder zu einer Zunahme des Exziton-Bohr-Radius und damit zu einer Abnahme der Oszillatorstärke. Darüber hinaus sinkt die Oszillatorstärke mit zunehmender Ladungsträgerdichte, durch die elektrostatischen Abschirmung der Elektron-Loch-Komplexe [118]. Unter Beachtung des Pauli-Prinzips bedingt auch der fermionische Charakter der Teilchen eine zusätzliche Abnahme der Oszillatorstärke [119, 120].

2.3.2 Quantenfilm-Exzitonen im elektrischen Feld

Ein statisches elektrisches Feld \vec{E} im Halbleiter führt zu einer Verkipfung der elektronischen Bandstruktur. Folglich wird das Einschlusspotential der Exzitonen durch einen linearen Anteil, proportional zur elektrischen Feldstärke, modifiziert. Im Gegensatz zu den Eigenschaften der Kavitätsphotonen führt dies zu einer signifikanten Änderung der Energieniveaus, der Lebensdauer, als auch der Oszillatorstärke der Exzitonen im QW [62, 63]. Das elektrische Feld lässt sich hierbei in eine laterale Komponente \vec{E}_{\parallel} , parallel zur QW-Ebene sowie in eine vertikale Komponente \vec{E}_{\perp} , senkrecht zur QW-Ebene zerlegen, auf welche die QW-Exzitonen unterschiedlich reagieren.

Das Coulomb-Potential zwischen Elektron und Loch bildet das entsprechende Einschlusspotential des Ladungsträgerkomplexes für die laterale Feldkomponente \vec{E}_{\parallel} , deren Modifikation durch das elektrische Feld in Abb. 2.7 (a) schematisch dargestellt ist. Mit zunehmender Feldstärke steigt die Wahrscheinlichkeit für einen Tunnelprozess durch die Potentialbarriere, was zu einer erhöhten Feldionisationsrate der Exzitonen

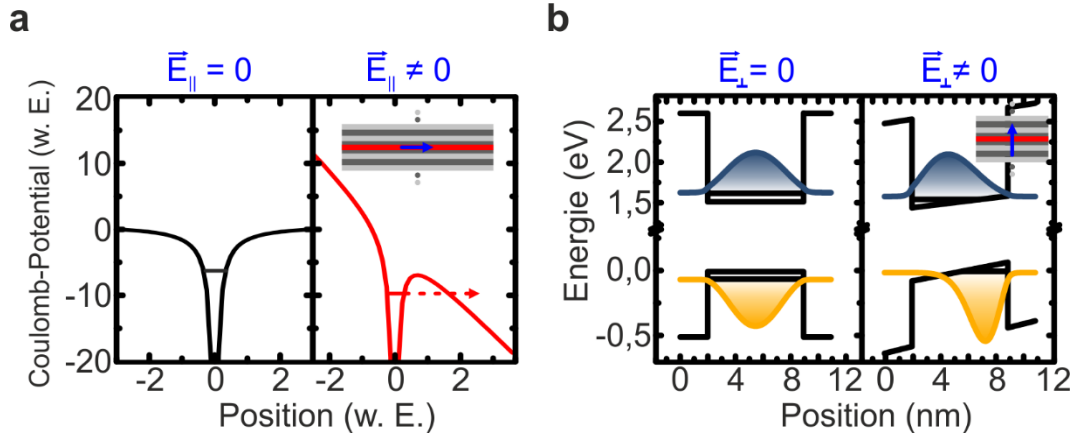


Abbildung 2.7: (a) Schematische Darstellung des Coulomb-Potentials eines Exzitons mit (rot) und ohne (schwarz) elektrisches Feld \vec{E}_{\parallel} , parallel zur QW-Ebene. (b) Berechneter Bandkantenverlauf (schwarz) eines GaAs-Quantenfilms mit AlAs-Barrieren, mit und ohne elektrisches Feld \vec{E}_{\perp} , senkrecht zur QW-Ebene. Weiterhin sind die berechneten Wellenfunktionen von Elektron (blau) und Loch (gelb) der ersten Energieniveaus im Leitungsband und Valenzband abgebildet [63].

führt. Analog zu Beobachtungen im Volumenmaterial wird eine zunehmende Linienverbreiterung auf Grund der abnehmenden Exziton-Lebensdauer beobachtet [63]. Typischerweise kann eine Emission bis zu Feldstärken im Bereich von 10 kV/cm beobachtet werden [63]. Für die vertikale Feldkomponente \vec{E}_{\perp} bildet die elektronische Bandstruktur des Doppelheteroübergangs das relevante Einschlusspotential für das Exziton, deren Modifikation durch das elektrische Feld in Abb. 2.7 (b) schematisch dargestellt ist. Im Gegensatz zum ersten Fall verhindert der Potentialtopf des QWs eine Feldionisation bis zu einer typischen Feldstärke im Bereich von 100 kV/cm [62, 121]. Für kleine Feldstärken und schmale QWs kann dabei in guter Näherung eine quadratische Abnahme der Emissionsenergie angenommen werden [122]:

$$\Delta E_X(|\vec{E}|) = -\alpha |\vec{E}|^2 \quad (15)$$

Die Proportionalitätskonstante α entspricht hierbei der elektrischen Polarisierbarkeit. Durch den Einschluss der Exzitonen im Potentialtopf kann somit die Energieänderung die Bindungsenergie der Exzitonen um ein Vielfaches übersteigen, bevor Tunnelprozesse aus der QW-Struktur nicht mehr vernachlässigbar sind. Man spricht in diesem Zusammenhang vom räumlich beschränkten Stark-Effekt (QCSE, engl. Quantum-Confined Stark-Effect) [62, 63, 121]. Wie in Abb. 2.7 (b) angedeutet, führt das elektrische Feld weiterhin zu einer Verschiebung der Wellenfunktionen von Elektron und Loch. Zum einen führt dies nach Gl. (14) zu einer Reduktion der Oszillatorstärke f [123], zum anderen steigt durch die Verschiebung der Exzitonen-Bohr-Radius und die

Bindungsenergie sinkt. Letzterer Effekt liefert einen entgegengesetzten Beitrag zur Verschiebung der Emission. Mit zunehmender QW-Breite und abnehmenden Einschlusspotential nimmt das Ausmaß der Effekte zu [124].

2.4 Licht-Materie-Wechselwirkung in Halbleiter-Mikroresonatoren

Die Wechselwirkung zwischen einer elektromagnetischen Welle und einer Festkörperanregung kann sowohl zu schwach als auch stark gekoppelten Systemen führen, wobei letztere neue Eigenzustände mit einem hybriden Licht-Materie-Charakter ausbilden. Darunter fallen unter anderen Phonon-Polaritonen [125, 126], Plasmon-Polaritonen [127] sowie die in dieser Arbeit untersuchten Exziton-Polaritonen, die durch die Wechselwirkung zwischen Exzitonen und Licht entstehen und im Folgenden im Detail diskutiert werden sollen [5, 128].

Die Kopplungsstärke V stellt für das entsprechende Regime eine wichtige Kenngröße dar, die durch den räumlichen Einschluss des Lichtes und der Exzitonen beeinflusst werden kann. Zum einen führt der Lichteinschluss innerhalb eines Halbleiter-Mikroresonators im Vergleich zu einer freien ebenen Welle zu einer lokalen Überhöhung der Feldintensität innerhalb der Kavität [69]. Zum anderen führt der räumliche Einschluss der Exzitonen innerhalb eines QWs zu einer Zunahme ihrer Oszillatorstärke. Werden die QWs nun wie in Abb. 2.8 gezeigt in den Feldmaxima der optischen Mode der Mikrokavität platziert, wird eine optimale Wechselwirkung erzielt, wobei die Überhöhung der Feldintensität und die Zunahme der Oszillatorstärke das verringerte Modenvolumen überkompensieren. Die Kopplungsstärke ist daher abhängig von der Oszillatorstärke f der Exzitonen (vgl. Gl. (14)), der Anzahl der QWs in den Feldmaxima der Resonatormode N_{QW} , als auch von der effektiven Kavitätslänge L_{eff} (vgl. Gl. (6)) [73, 129]:

$$V \propto \sqrt{\frac{f N_{QW}}{L_{eff}}} \quad (16)$$

Beide Regime lassen sich jeweils anhand der Kopplungsstärke im Verhältnis zu den Zerfallsraten der Exzitonen und Photonen, die wiederum proportional zu deren Linienbreiten δE_X und δE_C sind, charakterisieren.

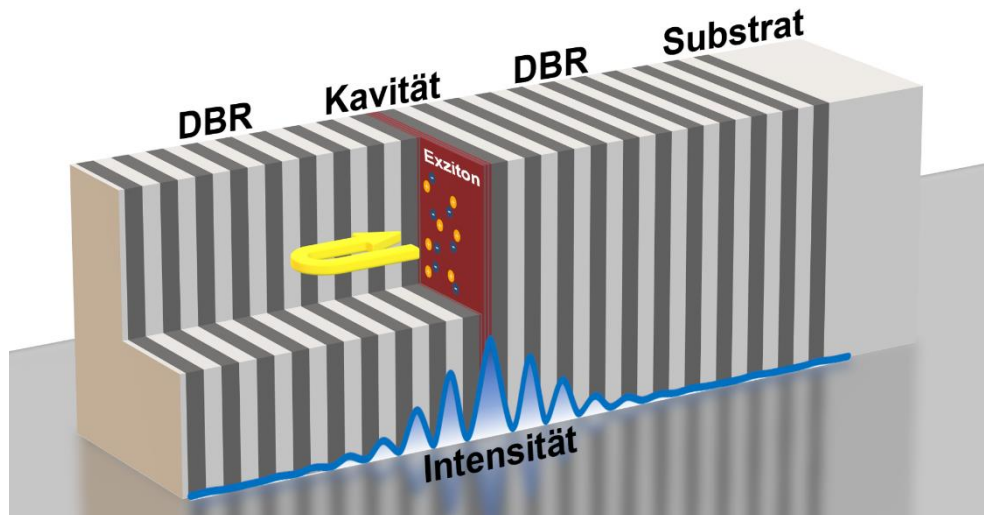


Abbildung 2.8: Schematischer Aufbau eines Halbleiter-Mikroresonators, bestehend aus zwei Bragg-Spiegeln (DBRs), die die Kavität umschließen. Zur Maximierung der Licht-Materie-Wechselwirkung sind innerhalb der Kavität mehrere Quantenfilme (QWs) in das Feldmaximum der longitudinalen Resonator-Mode eingebettet. Die in den QWs enthaltenen Exzitonen rekombinieren unter der Emission eines Photons, welches durch die hohe Reflektivität der Spiegel wieder von den QWs absorbiert werden kann.

Ist die Kopplungsstärke klein im Verhältnis zu den Linienbreiten, beziehungsweise gilt $V < |\delta E_X - \delta E_C|/4$ [129, 130], so befindet sich das System in der schwachen Kopplung. Die Kohärenz des gekoppelten Systems geht durch dephasierende Prozesse, zum Beispiel durch das Entweichen der Photonen aus dem Resonator, schneller verloren, als ein Energieaustausch zwischen den Exzitonen und Photonen stattfinden kann. Die spontane Emission stellt daher einen irreversiblen Prozess dar. Die Wechselwirkung führt jedoch auf Grund der erhöhten photonischen Zustandsdichte im Halbleiter-Mikroresonator zu einer höheren Rate der spontanen Emission der Exzitonen im Falle der Resonanz, was im Allgemeinen als Purcell-Effekt bezeichnet wird [83].

Ist die Kopplungsstärke groß im Verhältnis zu den Linienbreiten, beziehungsweise gilt $V > |\delta E_X - \delta E_C|/4$ [129], so befindet sich das System im Regime der starken Kopplung. Die Wechselwirkung erfolgt nun schneller als die dephasierenden Prozesse, wodurch ein periodischer Energietransfer durch die sich wiederholenden Absorptions- und Emissionsprozesse der Kavitätsphotonen und QW-Exzitonen stattfinden kann, was als Rabi-Oszillationen bezeichnet wird [131, 132]. Die spontane Emission stellt somit einen reversiblen Prozess dar, wobei sich neue Quasiteilchen mit einem hybriden Licht-Materie-Charakter, den Exziton-Polaritonen, ausbilden [5, 128].

Während für die starke Kopplung der Exziton-Polaritonen nur der Grundzustand der Exzitonen betrachtet wird, ist diese Näherung nicht mehr gerechtfertigt, sobald die Kopplungsstärke im Bereich der Bindungsenergie der Exzitonen liegt, $V/E_B \sim 1$ [133,

134]. Die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch und die Licht-Materie-Kopplung können nun nicht mehr unabhängig voneinander betrachtet werden. Das System befindet sich im Regime der sehr starken Kopplung (VSC, engl. Very Strong Coupling), welches sich dadurch auszeichnet, dass der mittlere Abstand des Elektron-Loch-Paars im unteren Polariton-Zustand abnimmt [135]. Eine Konsequenz daraus ist eine erhöhte Stabilität des Polariton-Komplexes gegenüber einer thermischer Dissoziation, sodass auch im GaAs-Materialsystem stabile Polariton-Zustände bei Raumtemperatur postuliert wurden [136].

2.4.1 Exziton-Polaritonen

Um die starke Kopplung zwischen den Kavitätsphotonen und den QW-Exzitonen in einem Halbleiter-Mikroresonator zu beschreiben, wurden verschiedene theoretische Ansätze entwickelt. Im semiklassischen Ansatz können die Reflexions-, Transmissions- und Absorptionseigenschaften der Struktur über die Transfermatrix-Methode berechnet werden, wobei das aktive Medium nach Gl. (13) als Lorentz-Oszillator beschrieben werden kann. Der Vorteil dieses Ansatzes besteht darin, dass der vollständige Aufbau des Halbleiter-Mikroresonators sehr einfach berücksichtigt wird. Zum besseren Verständnis der Photolumineszenz (PL) eignet sich hingegen der quantentheoretische Ansatz. In diesem wird die Dipolwechselwirkung zwischen dem Vakuumfeld der Kavität und dem optischen Übergang der Exzitonen als Vakuum Rabi-Oszillation verstanden und soll im Folgenden erläutert werden.

Im Rahmen der Rotating-Wave-Approximation, in der letztlich die Wechselwirkungsprozesse vernachlässigt werden bei denen gleichzeitig ein Exziton-Photon-Paar erzeugt oder vernichtet wird, lässt sich die Dipolwechselwirkung zwischen dem Grundzustand des QW-Exzitons und des Kavitätsphotons, unter der Annahme einer unendlichen Teilchen-Lebensdauer, als System gekoppelter harmonischer Oszillatoren beschreiben [137]. Der Hamiltonoperator \hat{H} nimmt in der Besetzungszahldarstellung die folgende Form an:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_C + \hat{H}_X + \hat{H}_{WW} \\ &= \sum_{\vec{k}} E_C(\vec{k}_{\parallel}) \hat{a}_{\vec{k}_{\parallel}}^{\dagger} \hat{a}_{\vec{k}_{\parallel}} + \sum_{\vec{k}} E_X(\vec{k}_{\parallel}) \hat{b}_{\vec{k}_{\parallel}}^{\dagger} \hat{b}_{\vec{k}_{\parallel}} + \sum_{\vec{k}} V(\hat{a}_{\vec{k}_{\parallel}}^{\dagger} \hat{b}_{\vec{k}_{\parallel}} + \hat{a}_{\vec{k}_{\parallel}} \hat{b}_{\vec{k}_{\parallel}}^{\dagger}) \end{aligned} \quad (17)$$

Die Operatoren $\hat{a}_{\vec{k}_{\parallel}}^{\dagger}$, $\hat{a}_{\vec{k}_{\parallel}}$ und $\hat{b}_{\vec{k}_{\parallel}}^{\dagger}$, $\hat{b}_{\vec{k}_{\parallel}}$ entsprechen dabei den jeweiligen Erzeugungs- und

Vernichtungsoperatoren für die Photonen und Exzitonen, die Ausdrücke $E_C(\vec{k}_\parallel)$ und $E_X(\vec{k}_\parallel)$ bezeichnen die zugehörigen Photon- und Exziton-Dispersionen und die Kopplungskonstante V beschreibt die in Gl. (16) diskutierte Dipolwechselwirkung zwischen dem Vakuumfeld der Kavität und dem optischen Übergang der Exzitonen. Der Wellenvektor \vec{k}_\parallel ist auf Grund der Translationsinvarianz entlang der QW-Ebene eine Erhaltungsgröße, sowohl für das elektronische als auch für das photonische System. Das heißt, dass der QW-Exziton-Zustand mit Wellenvektor \vec{k}_\parallel an die Kavitätsmode mit demselben Wellenvektor \vec{k}_\parallel , aber beliebigen \vec{k}_\perp , koppeln kann. Der Wechselwirkungsoperator, \hat{H}_{WW} , beschreibt folglich, dass durch die Vernichtung eines Exzitons mit der Energie $E_X(\vec{k}_\parallel)$ und dem Wellenvektor \vec{k}_\parallel ein Photon mit der Energie $E_C(\vec{k}_\parallel)$ mit dem gleichen Wellenvektor \vec{k}_\parallel erzeugt wird und umgekehrt. Im Regime der starken Kopplung findet nun ein periodischer, kohärenter Energietransfer zwischen dem Exziton und dem Photon statt, der wie bereits diskutiert als Rabi-Oszillation bezeichnet wird. Daran angelehnt wird der Ausdruck $\hbar\Omega = 2V$ als Rabi-Energie und Ω als Rabi-Frequenz bezeichnet [137].

Der Hamiltonoperator in Gl. (17) lässt sich über die Hopfield-Transformation [128, 137] mit $\hat{P}_{\vec{k}_\parallel} = X_{\vec{k}_\parallel} \hat{b}_{\vec{k}_\parallel} + C_{\vec{k}_\parallel} \hat{a}_{\vec{k}_\parallel}$ und $\hat{Q}_{\vec{k}_\parallel} = -C_{\vec{k}_\parallel} \hat{b}_{\vec{k}_\parallel} + X_{\vec{k}_\parallel} \hat{a}_{\vec{k}_\parallel}$ diagonalisieren:

$$\hat{H} = \sum_{\vec{k}} E_{LP}(\vec{k}_\parallel) \hat{P}_{\vec{k}_\parallel}^\dagger \hat{P}_{\vec{k}_\parallel} + \sum_{\vec{k}} E_{UP}(\vec{k}_\parallel) \hat{Q}_{\vec{k}_\parallel}^\dagger \hat{Q}_{\vec{k}_\parallel} \quad (18)$$

Den elementaren Erzeugungs- und Vernichtungsprozessen entsprechen nun nicht mehr Photonen und Exzitonen, sondern neuen Quasiteilchen mit einem hybriden Licht-Materie-Charakter, den Exziton-Polaritonen, die im Folgenden kurz als Polaritonen bezeichnet werden. Ein Polariton kann dementsprechend als lineare Superposition aus Photon und Exziton mit demselben Wellenvektor \vec{k}_\parallel interpretiert werden. Der jeweilige Licht- und Materie-Anteil ist über die Betragsquadrate der Hopfield-Koeffizienten $X_{\vec{k}_\parallel}$ und $C_{\vec{k}_\parallel}$ gegeben, wobei folglich $|X_{\vec{k}_\parallel}|^2 + |C_{\vec{k}_\parallel}|^2 = 1$ gelten muss [137]:

$$|X_{\vec{k}_\parallel}|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\Delta(\vec{k}_\parallel)}{\sqrt{(\hbar\Omega)^2 + \Delta(\vec{k}_\parallel)^2}} \right) \quad (19a)$$

$$|C_{\vec{k}_{\parallel}}|^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\Delta(\vec{k}_{\parallel})}{\sqrt{(\hbar\Omega)^2 + \Delta(\vec{k}_{\parallel})^2}} \right) \quad (19b)$$

Dabei bezeichnet $\Delta(\vec{k}_{\parallel}) = E_C(\vec{k}_{\parallel}) - E_X(\vec{k}_{\parallel})$ die energetische Verstimmung zwischen den Kavitätsphotonen und den QW-Exzitonen. Die beiden neuen Eigenzustände des Systems, $E_{LP}(\vec{k}_{\parallel})$ und $E_{UP}(\vec{k}_{\parallel})$, mit den zugehörigen Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, $\hat{P}_{\vec{k}_{\parallel}}^{\dagger}$, $\hat{P}_{\vec{k}_{\parallel}}$ und $\hat{Q}_{\vec{k}_{\parallel}}^{\dagger}$, $\hat{Q}_{\vec{k}_{\parallel}}$, werden gemäß ihrer Energie als unteres (LP, engl. Lower Polariton) und oberes (UP, engl. Upper Polariton) Polariton bezeichnet. Ihre Dispersionskurven ergeben sich zu [73, 129, 137]:

$$E_{LP,UP}(\vec{k}_{\parallel}) = \frac{1}{2} \left(E_X(\vec{k}_{\parallel}) + E_C(\vec{k}_{\parallel}) \mp \sqrt{(\hbar\Omega)^2 + \Delta(\vec{k}_{\parallel})^2} \right) \quad (20)$$

In Abb. 2.9 sind die Dispersionskurven des LPs sowie des UPs zusammen mit den zugehörigen Photon- und Exziton-Dispersionskurven für den Fall eines planaren Halbleiter-Mikroresonators für unterschiedliche Werte für die Verstimmung dargestellt. Im relevanten Bereich des Wellenvektors \vec{k}_{\parallel} variiert die Dispersion des Exzitons nach Gl. (11) auf Grund der hohen effektiven Masse nur um wenige μeV , sodass die Energie als nahezu konstant angesehen werden kann. Weiterhin sind in Abb. 2.9 die zugehörigen

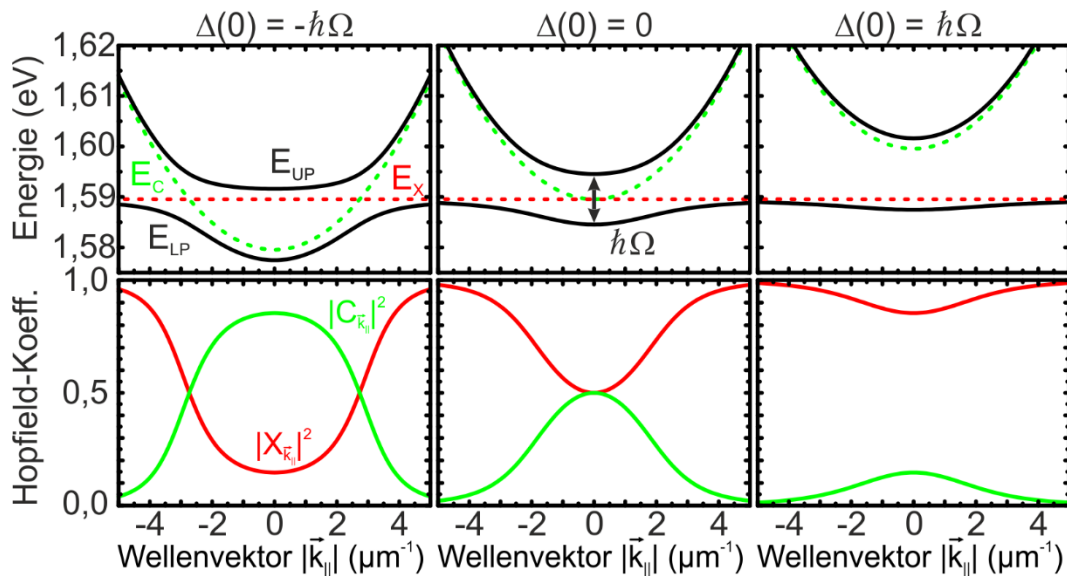


Abbildung 2.9: Polariton-Dispersionskurven des unteren (E_{LP} , schwarz) und oberen (E_{UP} , schwarz) Polaritons für verschiedene Werte der energetischen Verstimmung $\Delta(0)$, normiert auf die Rabi-Aufspaltung $\hbar\Omega$ und zusammen mit den zugehörigen Exziton- (E_X , rot) und Photon-Dispersionskurven (E_C , grün) des ungekoppelten Systems. Gleichzeitig sind die korrespondierenden Hopfield-Koeffizienten $|X_{\vec{k}_{\parallel}}|^2$ und $|C_{\vec{k}_{\parallel}}|^2$ (rot und grün) dargestellt.

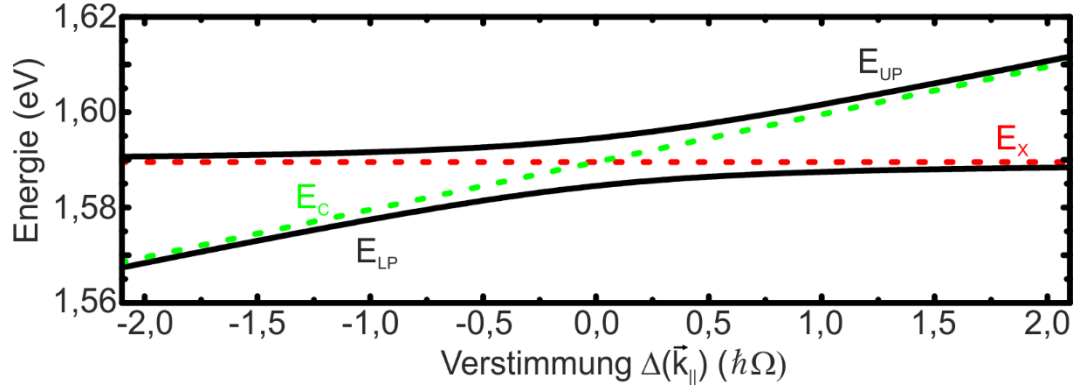


Abbildung 2.10: Energiepositionen der unteren und oberen Polariton-Moden ($E_{LP,UP}$, schwarz) sowie der ungekoppelten Exziton- (E_X , rot) und Photon-Moden (E_C , grün), als Funktion der energetischen Verstimmung $\Delta(\vec{k}_{\parallel}) = E_C(\vec{k}_{\parallel}) - E_X(\vec{k}_{\parallel})$ zwischen dem Kavitätsphoton und dem QW-Exziton. Das Antikreuzen der Polariton-Moden an der Resonanz ist ein charakteristisches Merkmal für das Regime der starken Kopplung, während sich hier die Moden des Exzitons und Photons gerade kreuzen.

Hopfield-Koeffizienten als Funktion des Wellenvektors \vec{k}_{\parallel} dargestellt. Die Hopfield-Koeffizienten $|X_{\vec{k}_{\parallel}}|^2$ und $|C_{\vec{k}_{\parallel}}|^2$ geben jeweils den Exziton- und Photon-Anteil im LP beziehungsweise den Photon- und Exziton-Anteil im UP an. Für eine große Verstimmung, $|\Delta(\vec{k}_{\parallel})| \gg \hbar\Omega$, gehen die Polariton-Dispersionen in den Verlauf der nicht gekoppelten Exziton- und Photon-Energien über, wobei der hybride Licht-Materie-Charakter verschwindet. Die gemischten Licht-Materie-Zustände dominieren hingegen für kleine Werte der Verstimmung, $|\Delta(\vec{k}_{\parallel})| \leq \hbar\Omega$, wobei die Polariton-Dispersionen deutlich von den Energien der Exziton- und Photon-Dispersionen abweichen. Im Resonanzfall, $|\Delta(\vec{k}_{\parallel})| = 0$, wird ein minimaler Modenabstand $\hbar\Omega$ zwischen dem UP und LP erreicht, der als Rabi-Aufspaltung bezeichnet wird. Weiterhin beträgt hier der Licht-Materie-Anteil jeweils 50%. Das Antikreuzen der Polariton-Dispersion gilt als das charakteristische Zeichen für das Regime der starken Kopplung [5, 89, 102] und ist in Abb. 2.10 als Funktion der Verstimmung aufgetragen. Im Gegensatz dazu schneiden sich die Dispersionen im Regime der schwachen Kopplung an der Resonanz.

Die bisherige Behandlung der starken Kopplung basierte auf der Annahme, dass die QW-Exzitonen und Kavitätsphotonen eine unendliche Lebensdauer aufweisen. Die Berücksichtigung der in Abschnitt 2.2 und 2.3 diskutierten endlichen Zerfallszeiten für die beiden gekoppelten harmonischen Oszillatoren aus Kavitätsphoton und QW-Exziton in Gl. (17), führt somit sowohl zu einer Modifikation der Dispersions-Relationen als auch der Rabi-Aufspaltung. Für letztere gilt dabei der folgende Zusammenhang [73]:

$$\hbar\Omega = \sqrt{4V^2 - \frac{1}{4}(\delta E_C - \delta E_X)^2} \quad (21)$$

Experimentell kann die Rabi-Aufspaltung über entsprechende PL-, Absorptions-, Transmissions- oder Reflexionsmessungen bestimmt werden. Der erhaltene Wert ist jedoch im Allgemeinen von der Messmethode abhängig [129]. Die Abweichung von Gl. (21) wird dabei mit zunehmender Linienbreite der Exzitonen und Photonen dominanter. Aus dem semiklassischen Ansatz erhält man den folgenden Zusammenhang für die unter der Reflexion bestimmte Rabi-Aufspaltung [129]:

$$\hbar\Omega_R = 2 \sqrt{\sqrt{V^4 \left(1 + \frac{2\delta E_X}{\delta E_C}\right)^2 + \frac{1}{2}V^2\delta E_X^2 \left(1 + \frac{\delta E_X}{\delta E_C}\right)} - 2V^2 \frac{\delta E_X}{\delta E_C} - \frac{\delta E_X^2}{4}} \quad (22)$$

Ähnliche Ausdrücke erhält man für die unter PL, Transmission sowie Absorption bestimmte Rabi-Aufspaltung. Der Kehrwert der Polariton-Lebensdauer kann wiederum aus der linearen Superposition der reziproken Lebensdauer der Exzitonen τ_X und Photonen τ_C mithilfe der Hopfield-Koeffizienten berechnet werden [98]:

$$\frac{1}{\tau_{LP}(\vec{k}_{\parallel})} = \frac{|X_{\vec{k}_{\parallel}}|^2}{\tau_X} + \frac{|C_{\vec{k}_{\parallel}}|^2}{\tau_C} \quad (23)$$

Folglich wird die Lebensdauer des LPs für hohe negative Verstimmungen maßgeblich durch den photonischen Bestandteil bestimmt und liegt damit im Bereich von ~ 10 ps. Der dominante Zerfallsmechanismus besteht hierbei zumeist in dem Entweichen der Kavitätsphotonen aus der Mikrokavität auf Grund der endlichen Reflektivität der Bragg-Spiegel.

Für kleine Wellenvektoren $|\vec{k}_{\parallel}|$ lassen sich die Dispersionen in Gl. (20) parabolisch approximieren, wobei sich analog zu den Kavitätsphotonen in Gl. (8) und den QW-Exzitonen in Gl. (11) eine effektive Polariton-Masse $m_{LP,UP}$ definieren lässt [137].

$$E_{LP,UP}(\vec{k}_{\parallel}) = E_{LP,UP}(0) + \frac{\hbar^2 |\vec{k}_{\parallel}|^2}{2m_{LP,UP}} \quad (24)$$

Die effektiven Massen der Polaritonen lassen sich wiederum über die mit den Hopfield-Koeffizienten gewichteten Photon- und Exziton-Massen darstellen [137]:

$$\frac{1}{m_{LP}} = \frac{|X_{\vec{k}_{\parallel}}|^2}{(m_e^* + m_h^*)} + \frac{|C_{\vec{k}_{\parallel}}|^2}{m_C} \quad (25a)$$

$$\frac{1}{m_{UP}} = \frac{|C_{\vec{k}_{\parallel}}|^2}{(m_e^* + m_h^*)} + \frac{|X_{\vec{k}_{\parallel}}|^2}{m_C} \quad (25b)$$

Der Darstellung der Hopfield-Koeffizienten in Abb. 2.9 folgend, variieren die effektiven Polariton-Massen in Abhängig von der Verstimmung zwischen der effektiven Masse des Photons und des Exzitons. Für eine typische Verstimmung im Bereich von $\Delta(0) \sim -\hbar\Omega$ ändert sich die effektive Masse des LPs daher von $m_{LP} \cong (m_e^* + m_h^*)$ für große $|\vec{k}_{\parallel}|$ bis zu $m_{LP} \cong m_C/|C_0|^2 \sim 10^{-4}(m_e^* + m_h^*)$ für $|\vec{k}_{\parallel}| \sim 0$.

2.4.2 Bose-Einstein- und Polariton-Kondensation

Bosonische Teilchen zeichnen sich dadurch aus, dass diese im Gegensatz zu Fermionen einen einzigen Quantenzustand makroskopisch besetzen können. Oberhalb einer kritischen Teilchendichte n_c und unterhalb einer kritischen Temperatur T_c führt diese Eigenschaft zum Phasenübergang der Bose-Einstein-Kondensation (BEC, engl. Bose-Einstein-Condensate) im thermodynamischen Gleichgewicht [138-140]. Dabei wird der Grundzustand des Systems von dem überwiegenden Anteil der Bosonen makroskopisch besetzt. Für die kritische Temperatur T_c gilt in Abhängigkeit von der Teilchendichte n für den dreidimensionalen Fall eines idealen Bose-Gases der folgende Zusammenhang [141]:

$$T_c = \frac{2\pi\hbar^2}{k_B m} \left(\frac{n}{\zeta\left(\frac{3}{2}\right)} \right)^{\frac{2}{3}} \Leftrightarrow n_c = \frac{\zeta\left(\frac{3}{2}\right)}{\lambda_T^3} \quad (26)$$

Hierbei bezeichnet k_B die Boltzmann-Konstante und $\zeta(3/2) \approx 2.612$ den Betrag der Riemannschen Zeta-Funktion an der Stelle 3/2. Anschaulich wird mit sinkender Temperatur und steigender Teilchendichte der mittlere Teilchenabstand vergleichbar mit der thermischen de-Broglie-Wellenlänge λ_T . In diesem Bild können die einzelnen Teilchen zunehmend miteinander überlappen, wobei sie letztendlich ein kohärentes Wellenpaket ausbilden. Dieser Phasenübergang wird von einer hohen räumlichen und zeitlichen Kohärenz begleitet [142-144], während sich das System durch eine einzelne makroskopische Wellenfunktion beschreiben lässt. Im Gegensatz zum dreidimensionalen Fall exis-

tiert im thermodynamischen Grenzfall in einem System mit der Dimensionalität $d \leq 2$ kein BEC bei einer endlichen Temperatur [145]. Wird das Bose-Gas jedoch durch ein geeignetes Einschlusspotential räumlich beschränkt, so ist wiederum ein Phasenübergang in ein BEC mit makroskopischer Grundzustandsbesetzung möglich [146-148]. Prinzipiell ist ein Einschlusspotential in der Praxis immer gegeben, beispielsweise durch die endliche Größe des Systems oder durch das Anregungsvolumen. Experimentell wurde ein BEC bereits in einer Vielzahl von atomaren Gasen [139, 140], in bosonischen Quasiteilchen im Festkörper [6, 7, 149, 150], als auch in photonischen Systemen [151] nachgewiesen. Die größten Herausforderungen für die Beobachtung eines BECs bestehen darin die erforderliche kritische Temperatur als auch die kritische Besetzung im Grundzustand zu erreichen.

Polaritonen weisen entsprechend ihrer bosonischen Bestandteile aus hellen Exzitonen und Photonen einen ganzzahligen Wert von ± 1 für die z-Komponente des Gesamtdrehimpulses auf. Sie folgen damit für kleine Teilchendichten unterhalb der Mott-Dichte als bosonische Quasiteilchen der Bose-Einstein-Statistik. Auch Polaritonen können daher einen einzigen Quantenzustand makroskopisch besetzen und ein BEC ausbilden. Die Besonderheit besteht jedoch darin, dass mit dem photonischen Bestandteil relativ kleine effektive Polariton-Massen erreicht werden können, die somit vergleichsweise hohe kritischen Temperaturen $T_c \propto 1/m$ zulassen (vgl. Gl. (26)). Polaritonen in Halbleiter-Mikroresonatoren weisen auf Grund des räumlichen Licht-Einschlusses, im Gegensatz zu Polaritonen im Volumenmaterial, ein Energieminimum im LP auf, in welches die Polaritonen relaxieren können. Wie bereits in Abschnitt 2.4.1 diskutiert geht jedoch ein hoher photonischer Anteil und damit eine geringe Polariton-Masse mit einer geringen Lebensdauer der Polaritonen einher. Die Lebensdauer der Kavitätsphotonen wird dabei maßgeblich durch die endliche Reflektivität der Spiegel auf einige Pikosekunden beschränkt. Damit die Teilchen ein thermodynamisches Gleichgewicht erreichen können und den Grundzustand besetzen, muss die Lebensdauer der Teilchen größer sein als ihre Relaxationszeit. Letztere liegt ebenfalls in der Größenordnung von einigen Pikosekunden. Das Polariton-System befindet sich daher in der Regel nicht im thermodynamischen Gleichgewicht. Wird die kritische Teilchendichte jedoch außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichts erreicht, so wird dennoch ein Phasenübergang in einen makroskopisch besetzten Grundzustand beobachtet, der viele Eigenschaften eines BECs teilt. Man spricht in diesem Zusammenhang von einer dynamischen Kondensation in ein Quasi-BEC [14]. Abhängig von dem verwendeten Materialsystem wur-

den Polariton-Kondensate im Bereich von einigen Kelvin [6, 7, 15, 150] bis hinauf zur Raumtemperatur [21, 22, 24] beobachtet. Einige Veröffentlichungen zeigen jedoch auch Signaturen für einen Übergang in das thermodynamische Gleichgewicht [7, 152].

2.4.2.1 Relaxationsdynamik

Die Herausforderung für die Realisierung eines Polariton-Kondensats besteht in der Regel darin die kritische Teilchendichte n_c im Grundzustand des Systems zu erreichen. Entscheidend hierfür ist die Relaxationsdynamik des Polariton-Systems, die erheblich vom Licht-Materie-Anteil der Polaritonen abhängt. Wie in Abschnitt 2.4.1 diskutiert ändert sich der Charakter des LPs für eine negative Verstimmung ($\Delta(0) < 0$) in Abhängigkeit des Wellenvektors $|\vec{k}_{\parallel}|$ von exzitonisch für große $|\vec{k}_{\parallel}|$ bis hin zu photonisch für $|\vec{k}_{\parallel}| \sim 0$. Entsprechend ändert sich zum einen die Lebensdauer der Polaritonen über mehrere Größenordnungen hinweg und zum anderen die Streuraten [153, 154]. Zu den beiden wichtigsten Streumechanismen gehören sowohl die Polariton-Phonon-, als auch die Polariton-Polariton-Streuung.

Die Relaxationsdynamik kann schließlich mit einem kinetischen Ansatz der Boltzmann-Gleichung beschrieben werden, in dem nur die Streuraten betrachtet und die Renormalisierung der Eigenenergien durch die Wechselwirkungen vernachlässigt wird. Dies führt bei einer entsprechenden Diskretisierung der Polariton-Dispersion auf ein über die Streuraten gekoppeltes System von Ratengleichungen [73, 155, 156]. Die Relaxationsdynamik mit den entsprechenden Streumechanismen ist in Abb. 2.11 verdeutlicht. In dem photonisch verstimmt System wird typischerweise durch nicht-resonante Anregung ein Elektron-Loch-Plasma generiert. Die Anregung kann dabei optisch [6] oder elektrisch [25, 26, 157-160] erfolgen, wobei letztere Methode zur theoretischen Beschreibung die Lösung der Poisson-Gleichung für das elektrische Potential und die Berechnung der Quasi-Fermi-Energien der Elektronen und Löcher erfordert [161]. Das Elektron-Loch-Plasma relaxiert dann unter der Emission von akustischen Phononen auf der Pikosekunden Skala [162] in das exzitonische Polariton-Reservoir des LPs bei hohem $|\vec{k}_{\parallel}|$ und durch die Polariton-Phonon- und die Polariton-Polariton-Streuung weiter in die Richtung des Grundzustandes bei $|\vec{k}_{\parallel}| = 0$. Am Wendepunkt der Dispersion ändert sich der Licht-Materie-Anteil des LPs in einem kleinen Wellenvektor-Bereich von vorwiegend exzitonisch bei großen $|\vec{k}_{\parallel}|$ (große Streuraten, große Lebensdauer) zu vorwiegend photonisch um $|\vec{k}_{\parallel}| \sim 0$ (geringe Streuraten, geringe Lebensdauer). Dies führt

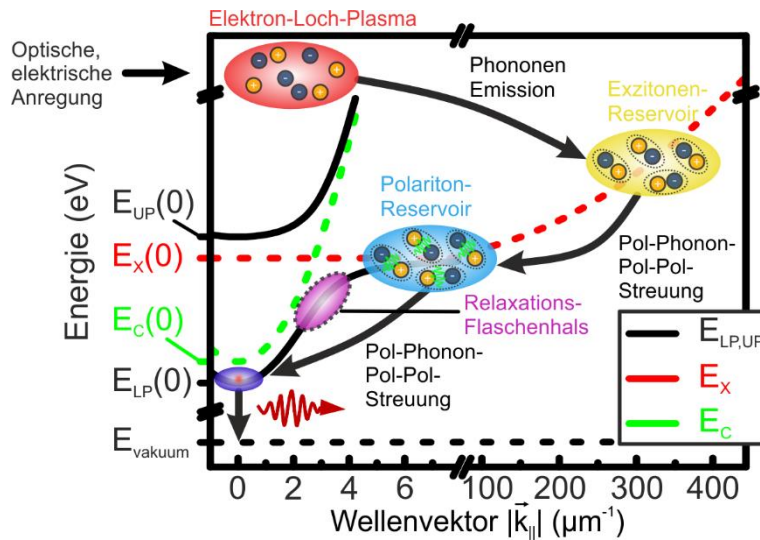


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Relaxationsprozesse eines nicht-resonant angeregten Polariton-Systems [98].

zur Ausbildung eines „Relaxations-Flaschenhals“ in dem sich die Polaritonen ansammeln und dessen Überwindung eines der Hauptschwierigkeiten der Polariton-Kondensation darstellt [26, 153, 163].

Für die Polariton-Phonon-Streuung kommen neben der Streuung an optischen Phononen mit Energien im Bereich von ~ 30 meV vor allem akustische Phononen mit Energien im Bereich von ~ 1 meV in Frage. Die Streuung an optischen Phononen ist somit deutlich effizienter, die Streuraten sind allerdings, insbesondere bei niedrigen Gittertemperaturen, sehr gering. Die Streuzeiten mit akustischen Phononen liegen im Bereich von ~ 10 ps, weshalb auch dieser Mechanismus für das Erreichen der kritische Teilchendichte n_c im Grundzustand vernachlässigbar ist. Ein räumlicher Einschluss der Polaritonen führt jedoch zu einem Bruch der Translationsinvarianz und damit zu einer Aufhebung der Impulserhaltung in dieser Richtung, womit sich die Streuraten wiederum erhöhen lassen sollten. Im Falle eines dreidimensionalen Einschlusses sollten die Polaritonen letztlich an Phononen mit beliebigen Wellenvektoren streuen können [98].

Die Polariton-Polariton-Streuung stellt den wichtigsten Streumechanismus für die Polariton-Kondensation dar. Die Energien der Streuung liegen im Bereich von einigen meV, bei Streuzeiten von einigen Pikosekunden. Es handelt sich um einen elastischen Streumechanismus, der auf der Dipol-Dipol-Wechselwirkung der Exziton-Komponente der Polaritonen beruht und darüber hinaus einen stimulierten Prozess darstellt. Das heißt, die Wahrscheinlichkeit für die Streuung zweier Polaritonen aus den Zuständen $E_1(\vec{k}_{\parallel,1})$, $E_2(\vec{k}_{\parallel,2})$ in die Zustände $E'_1(\vec{k}'_{\parallel,1})$, $E'_2(\vec{k}'_{\parallel,2})$ hängt von der Besetzung der Endzustände ab [154].

Durch die beschriebenen Streumechanismen wird das Dispersionsminimum des Polariton-Systems zunehmend besetzt. Wird nun im zeitlichen Mittel die kritische Besetzungsdichte im Grundzustand erreicht, nimmt die Wahrscheinlichkeit für die Streuung in diesen durch den stimulierten Prozess der Polariton-Polariton-Streuung stark zu. Es kommt zu einem nichtlinearen Anstieg der Besetzung und zum Phasenübergang in das Polariton-Kondensat. Analog zum BEC lässt sich das Kondensat durch eine makroskopische Wellenfunktion beschreiben und weist darüber hinaus eine hohe räumliche [7, 16, 17] und zeitliche Kohärenz [18-20] auf. Die Kohärenz wird beim Zerfall der Polaritonen aus dem Kondensat auf das emittierte Photon übertragen. Ein Polariton-Kondensat stellt daher einen monochromatischen und kohärenten Lichtemitter dar. Da die Eigenschaften des emittierten Lichtes denen eines „klassischen“ Lasers gleichen, wird ein Polariton-Kondensat auch als Polariton-Laser bezeichnet. Es ist jedoch zu beachten, dass der Verstärkungsmechanismus auf der stimulierten Streuung beruht und die Schwelle durch einen Besetzungsschwellwert des Grundzustandes gegeben ist. Beim „klassischen“ Laser dominiert hingegen die stimulierte Emission oberhalb der Besetzungsinversion. Da für das Kondensat keine Besetzungsinversion erforderlich ist, können deutlich niedrigere Laserschwellen erreicht werden [29], die typischerweise ein bis zwei Größenordnungen unterhalb der „klassischen“ Laserschwelle liegen [15, 30, 31].

In der Beschreibung der Relaxationsdynamik kann die Besetzung des Kondensats auch unabhängig von den kinetischen Boltzmann-Gleichungen über ein vereinfachtes 3-Niveau-System modelliert werden. Die Näherung begründet sich dabei über den Flaschenhals-Effekt in der Dispersionsrelation. Das 3-Niveau-System ist in Abb. 2.12 (a) schematisch dargestellt. Hierbei wird neben der Erzeugung von Ladungsträgern im Elektron-Loch-Reservoir N_{eh} nur die Polariton-Polariton-Streuung aus einem inkohärenten Exziton-Reservoir N_X in den Grundzustand N_{LP} des LPs berücksichtigt und die Polariton-Phonon-Streuung vernachlässigt. Die Ratengleichungen nehmen damit die folgende Form an [155, 156]:

$$\frac{dN_{eh}}{dt} = \eta P - a_{eh \rightarrow X} N_{eh} - \frac{N_{eh}}{\tau_{eh}} \quad (27a)$$

$$\frac{dN_X}{dt} = a_{eh \rightarrow X} N_{eh} - a_{X \rightarrow LP} N_X^2 (1 + N_{LP}) - \frac{N_X}{\tau_X} \quad (27b)$$

$$\frac{dN_{LP}}{dt} = a_{X \rightarrow LP} N_X^2 (1 + N_{LP}) - \frac{N_{LP}}{\tau_{LP}} \quad (27c)$$

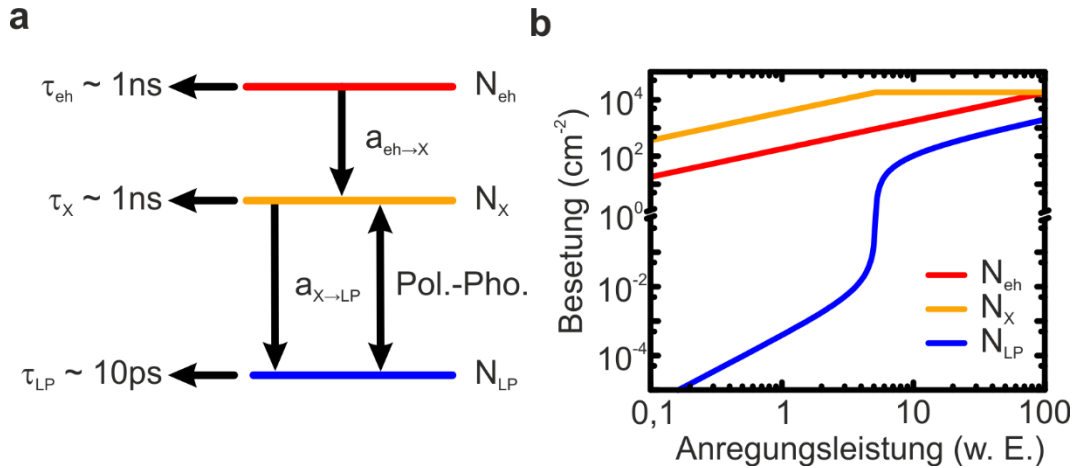


Abbildung 2.12: (a) Zur Beschreibung der Relaxationsdynamik des Polariton-Systems können die Ratengleichungen des dargestellten 3-Niveau-Systems herangezogen werden. Durch optisches oder elektrisches Pumpen werden Ladungsträger im Elektron-Loch-Reservoir N_{eh} generiert, die über das Exziton-Reservoir N_x in den Grundzustand des unteren Polaritons N_{LP} relaxieren. Dabei bezeichnet $a_{eh \rightarrow x}$ die Streurrate aus dem Elektron-Loch-Reservoir in das Exziton-Reservoir, $a_{x \rightarrow LP}$ die Polariton-Polariton-Streurate, Pol.-Pho. die Streuung mit Phononen sowie τ die jeweilige Lebensdauer der Teilchen. (b) Berechnete Teilchendichten für das Elektron-Loch-, Exziton- und Polariton-Reservoir im 3-Niveau-System, als Funktion der Anregungsleistung, durch die numerische Integration der Gl. (27a) bis Gl. (27c), für typische Streuraten und Lebenszeiten [164].

Hierbei bezeichnet $a_{eh \rightarrow x}$ die Streurrate in das Exziton-Reservoir, $a_{x \rightarrow LP}$ die Polariton-Polariton-Streurate in den Grundzustand, P die Pumprate der Ladungsträger und η die Pumpeffizienz. Weiterhin weisen die Elektron-Loch-Paare, die Exzitonen und die Polaritonen im Grundzustand eine endliche Lebensdauer τ auf. Die Gleichgewichtslösung des gekoppelten Systems von Ratengleichungen in Gl. (27) kann durch die numerische Integration über einen entsprechend langen Zeitraum gefunden werden ($t \sim 100\tau_{LP}$). In Abb. 2.12 (b) sind die berechneten Besetzungen des Elektron-Loch- (rot), des Exziton- (orange) sowie des Polariton-Reservoirs (blau) über der Anregungsleistung dargestellt. Während die Besetzung des Elektron-Loch-Reservoirs in der logarithmischen Auftragung linear zunimmt, sättigt die Besetzung des Exziton-Reservoirs an der Schwelle. Die Besetzung des Grundzustandes zeigt hingegen einen nichtlinearen Anstieg, hervorgerufen durch die stimulierten Streuprozesse. Da das Entweichen der Photonen aus dem Resonator den dominanten Zerfallskanal im Grundzustand entspricht, wird folglich in der Emission ebenfalls ein nichtlinearer Anstieg der Intensität beobachtet.

2.4.2.2 Phasendiagramm eines Halbleiter-Mikroresonators

Neben einem Quasi-BEC aus Polaritonen können in einem Halbleiter-Mikroresonator auch weitere Phasen beobachtet werden. In Abb. 2.13 ist dazu das zugehörige Phasen-

diagram in Abhängigkeit von der Temperatur und der Elektron-Loch-Paar-Dichte (Teilchendichte) schematisch dargestellt. Für niedrige Teilchendichten und Temperaturen bilden sich Polaritonen im Regime der starken Kopplung aus, die inkohärentes Licht emittieren. Oberhalb der kritischen Besetzung führen stimulierte Streuprozesse zur Kondensation der Polaritonen in ein Quasi-BEC. Dabei teilt die Emission viele Eigenschaften mit dem Licht eines konventionellen Lasers, weshalb das System auch als Polariton-Laser bezeichnet wird. Oberhalb der Mott-Dichte führt der Überlapp benachbarter Exziton-Wellenfunktionen schließlich zu einem Aufbrechen der gebundenen Elektron-Loch-Komplexe [118]. Das System befindet sich nun im Regime der schwachen Kopplung, in dem bei Erreichen der Besetzungsinversion „klassisches“ Laser-Licht emittiert wird. Für hohe Temperaturen und Teilchendichten, unterhalb der Besetzungsinversion, kommt es zur thermischen Dissoziation der Exzitonen [112], wobei die spontane Emission aus dem Elektron-Loch-Plasma die inkohärente Lichtemission dominiert.

Um einen Polariton-Laser von einem „klassischen“ Photon-Laser zu unterscheiden, kann unter anderem die Exziton-Komponente der Polaritonen herangezogen werden. Diese führt unter dem Einfluss eines externen elektrischen und magnetischen Feldes, im Gegensatz zur rein photonischen Mode, auf eine messbare Verschiebung [8-12, 26, 164]. Darüber hinaus führt die Polariton-Polariton-Wechselwirkung im Polariton-Kondensat zu einer Verschiebung der Emission zu höheren Energien [6, 31], während

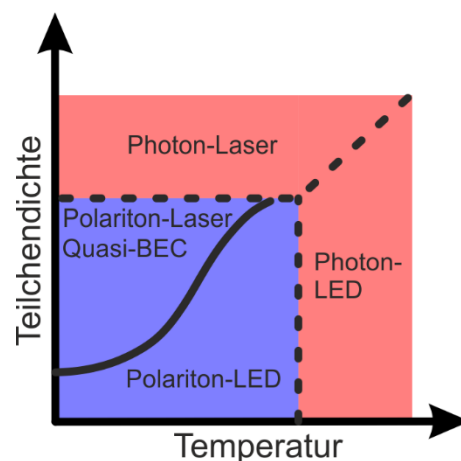


Abbildung 2.13: Phasendiagramm des schwach und stark gekoppelten Licht-Materie-Systems. Im Regime der starken Kopplung (blau) unterscheidet man zwischen der inkohärenten Lichtemission einer Polariton-LED und der kohärenten Emission eines Polariton-Lasers. Für hohe Teilchendichten und Temperaturen geht das System in das Regime der schwachen Kopplung über (rot) und zeigt oberhalb der Besetzungsinversion kohärente Lichtemission im Photon-Laser-Regime. Für hohe Temperaturen und Teilchendichten, unterhalb der Besetzungsinversion, zeigt das System inkohärente Lichtemission durch vorwiegend spontane Emission aus dem Elektron-Loch-Plasma (Photon-LED) [165].

beim Phasenübergang ein Abfall der räumlichen Korrelationsfunktion erster Ordnung beobachtet werden kann [166].

2.5 Potentiallandschaften für Exziton-Polaritonen

Der räumliche Einschluss und die Erzeugung beliebiger Potentiallandschaften parallel zu den Grenzflächen der Bragg-Spiegel des Halbleiter-Mikroresonators stellt einen Schlüsselfaktor zur Realisierung von nichtlinearen und integrierten elektrooptischen Bauteilen auf der Basis von Polaritonen dar. Die Spannweite reicht hierbei von kohärenten Lichtquellen, über Quantensimulatoren, bis hin zu Logikbausteinen für die Informationsverarbeitung [113, 167, 168]. Dabei kann sowohl die Licht-, als auch die Materie-Komponente der Polaritonen dazu genutzt werden künstliche Potentiale zu generieren, innerhalb derer die Dynamik der Kondensate kontrolliert und beeinflusst werden kann. Das technologisch elaborierte Halbleiter-Materialsystem bietet eine Vielzahl von Methoden, um die planaren Mikrokavitäten zu strukturieren und um die lokalen Eigenschaften der QWs zu beeinflussen [32].

Zum einen kann die Potentiallandschaft der Polaritonen über die Exziton-Komponente manipuliert werden. Ein möglicher Ansatz besteht hierfür darin einen räumlichen Einschluss über eine mechanische Verspannung der Kristallstruktur [150] oder über eine lokale Vermischung des QW-Materials mit der Barriere, wie sie beispielsweise durch Ionenimplantation hervorgerufen werden kann [169], zu erreichen. Eine flexible und reversible Möglichkeit besteht wiederum in der lokalen Injektion eines Ladungsträger-Reservoirs. Durch die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern und den Polaritonen kann für letztere eine effektive Potentialbarriere in der Größenordnung von einigen \sim meV erzeugt werden. Durch entsprechende Anregungsmuster können einzelne Potentialfallen [170] oder auch kompliziertere Potentiallandschaften [34] realisiert werden. Die Methode erlaubt darüber hinaus auch die Propagation des Polariton-Kondensats zu beeinflussen [13, 57, 171, 172]. Die Injektion von zusätzlichen Ladungsträgern führt allerdings durch die Wechselwirkung mit den Polaritonen zu einem Aufheizen des Systems. Dadurch wird der Laser auf kleine Anregungsleistungen zur Bauteilkontrolle beschränkt. Eine kompakte und skalierbare Alternative ohne die Injektion von zusätzlichen Ladungsträgern besteht in dem Einsatz von elektrischen Feldern. Wie in Abschnitt 2.3.2 diskutiert führt der QCSE zur einer Absenkung der Exziton-Emissionsenergie [62, 63]. Im Polariton-System kann eine Abnahme der

Rabi-Energie im elektrischen Feld, bedingt durch Phonon-assistierte Tunnelprozesse zwischen benachbarten QWs, allerdings auch zu einer Zunahme der Emissionsenergie führen [10, 12]. Ein vollständiger räumlicher Einschluss mittels elektrischer Felder wurde bisher nur in Systemen mit indirekten Exzitonen beobachtet [173], während die Demonstration elektrostatischer Potentialfallen im Polariton-System noch aussteht.

Zum anderen wurden mehrere Ansätze für den räumlichen Einschluss der Polaritonen über die Photon-Komponente entwickelt. Dazu gehören die Applikation von strukturierten Metall-Masken [37], die Ausnutzung von natürlich auftretenden photonischen Defektzuständen [174], die gleichzeitig als Inspiration für einen kontrollierten Prozess dienen [175], als auch lithographische Methoden zur Strukturierung der Halbleiter-Mikroresonatoren [100, 101, 176]. Die Elektronenstrahl- und die optische Lithografie ermöglichen hierbei die Definition von nahezu beliebigen Strukturen, die im Anschluss an das Probenwachstum in den planaren Halbleiter-Mikroresonatoren geätzt werden. So entstehen tiefe Potentialfallen, in denen die Polaritonen im Bereich ihrer Wellenlänge räumlich eingeschlossen werden. Zu den gängigsten Strukturen gehören die bereits in Abschnitt 2.2.2 diskutierten Mikrodraht- und Mikrosäulenresonatoren. Letztere können über einen räumlichen Überlapp benachbarter Mikrosäulen lateral miteinander gekoppelt [177] und somit zu beliebigen Gitterstrukturen erweitert werden [178, 179].

2.5.1 Quadrat- und Graphen-Gitter

Die theoretische Beschreibung der Polaritonen unterhalb der Schwelle zur Kondensation reduziert sich im Allgemeinen auf die getrennte Lösung der Eigenwertprobleme für die Photonen und Exzitonen in ihren jeweiligen Potentiallandschaften. Anschließend werden beide Komponenten durch den in Gl. (17) beschriebenen Hamiltonoperator linear gekoppelt und die zugehörigen Polariton-Dispersionen abgeleitet. Für einen vollständigen photonischen Einschluss genügt daher die Lösung der Maxwell-Gleichungen für das photonische System, welches anschließend mit der Exziton-Resonanz gekoppelt wird [180]. In periodischen Gitterstrukturen, in denen es in Analogie zu dem periodischen Coulomb-Potential eines Kristallgitters zur Ausbildung einer durch Energielücken getrennten Bandstruktur für die Elektronen kommt [36], können die Polariton-Dispersionen auch direkt aus der Lösung der zugehörigen Eigenwertprobleme mit dem gitterperiodischen Anteil $u_{\vec{k}}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{a})$ und der Potentiallandschaft $V(\vec{r}) = V(\vec{r} + \vec{a})$ bestimmt werden, wobei \vec{a} den jeweiligen Gittervektor beschreibt. Insbesondere für tiefe Potentialfallen, wie sie in geätzten Mikrosäulenresonatoren auftreten, eig-

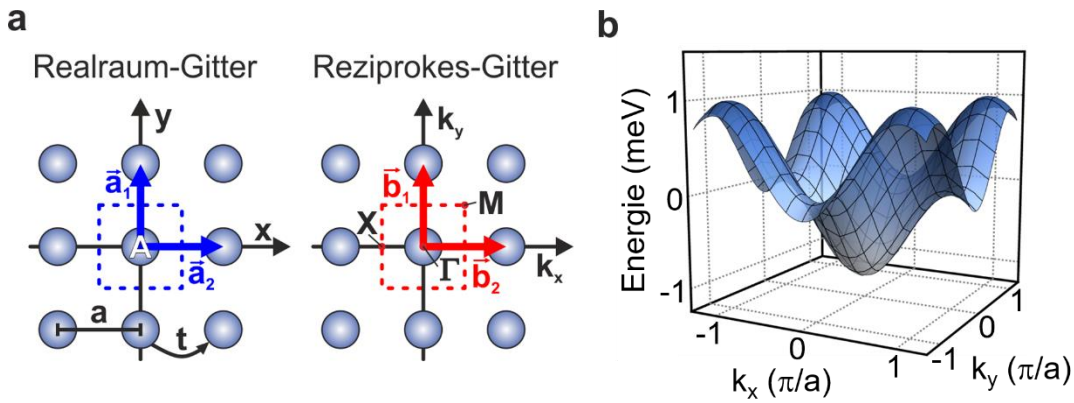


Abbildung 2.14: (a) Gitterstruktur im Realraum eines zweidimensionalen Quadrat-Gitters mit den Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 und der Gitterkonstante a , zusammen mit der ersten Brillouin-Zone des zugehörigen reziproken Gitters mit den Hochsymmetriepunkten Γ , X und M . (b) Entsprechende Energie-Dispersion des S-Bandes aus der Tight-Binding-Rechnung unter Berücksichtigung der Kopplung Nächster-Nachbarn.

net sich die Tight-Binding-Methode zur Lösung der so formulierten Eigenwertprobleme [74]. Das zweidimensionale Quadrat-Gitter stellt hierfür eines der simpelsten Geometrien einer zweidimensionalen Potentiallandschaft dar. In Abb. 2.14 (a) ist dazu die Gitterstruktur mit den Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 und der Gitterkonstante a , zusammen mit dem zugehörigen reziproken Gitter, dargestellt. Weiterhin ist im reziproken Gitter die erste Brillouin-Zone mit den Hochsymmetriepunkten Γ , X und M gezeigt. Die zugehörige Energie-Dispersion des S-Bandes in Abb. 2.14 (b) ergibt sich aus der Tight-Binding-Methode unter Berücksichtigung der Kopplung Nächster-Nachbarn mit der Kopplungskonstanten t :

$$E(\vec{k}) = 2t \left(\cos(k_x a) + \cos(k_y a) \right) \quad (28)$$

Ein Dreieck-Gitter mit einer zweiatomigen Basis, auch Honigwabengitter oder Graphengitter genannt, bildet auf Grund der Symmetrie sogenannte Dirac-Punkte am Rand der Brillouin-Zone aus und stellt eines der meist studiertesten zweidimensionalen Gitterstrukturen dar [41, 43, 181, 182]. In Abb. 2.15 (a) ist die Gitterstruktur mit den Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 und der Gitterkonstante a dargestellt. Das zugehörige reziproke Gitter stellt wiederum ein Graphengitter dar, welches gegenüber dem Ortsgitter um 90° gedreht ist. Die erste Brillouin-Zone wird durch die Hochsymmetriepunkte Γ , K , K' und M charakterisiert, wobei sich die Unterscheidung der äquivalenten Dirac-Punkte K und K' durch die Beiträge der zwei Sub-Gitter begründet. Die zugehörige Energie-Dispersion des S-Bandes in Abb. 2.15 (b) ergibt sich aus der Tight-Binding-Methode unter Berücksichtigung der Kopplung Nächster-Nachbarn mit der Kopplungskonstanten

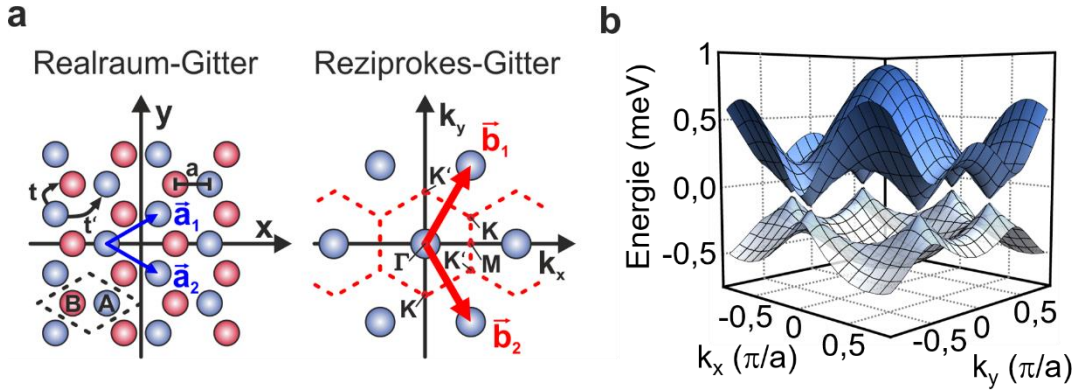


Abbildung 2.15: (a) Gitterstruktur im Realraum eines zweidimensionalen Dreieck-Gitters mit zweiatomiger Basis, mit den Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 und der Gitterkonstante a , zusammen mit der ersten Brillouin-Zone des zugehörigen reziproken Gitters und den jeweiligen Hochsymmetriepunkten Γ , K , K' und M . (b) Entsprechende Energie-Dispersion des S-Bandes aus der Tight-Binding-Rechnung unter Berücksichtigung der Kopplung Nächster- und Übernächster-Nachbarn.

t und Übernächster-Nachbarn mit der Kopplungskonstanten t' [182, 183]:

$$E(\vec{k}) = \pm t \sqrt{3 + f(\vec{k})} - t' f(\vec{k}) \quad (29a)$$

$$f(\vec{k}) = 2 \cos(\sqrt{3}k_y a) + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y a\right) \cos\left(\frac{3}{2}k_x a\right) \quad (29b)$$

Durch die zweiatomige Basis erhält man folglich auch zwei Bänder, deren Dispersionen sich aus der Diagonalisierung der zugehörigen 2×2 -Matrix ergeben.

2.5.2 Su-Schrieffer-Heeger-Modell eines eindimensionalen Gitters

Die Fähigkeit, nahezu beliebige Potentiallandschaften für das Polariton-System zu realisieren, ermöglicht schließlich die Konstruktion von Bandstrukturen, die topologisch nicht-triviale Eigenschaften aufweisen. Das sogenannte Su-Schrieffer-Heeger-Modell (SSH-Modell) stellt hierfür eines der einfachsten Modell-Systeme dar [75]. Dieses besteht aus einem eindimensionalen Gitter mit chiraler Symmetrie und ist schematisch in Abb. 2.16 dargestellt. Das Gitter mit der Gitterkonstanten a setzt sich aus einer zweiatomigen Basis und folglich aus zwei Subgittern A und B zusammen, die alternierend über die Parameter t und t^* gekoppelt sind. Die Kette besteht insgesamt aus N Elementarzellen, wobei jede Elementarzelle das Dimer A - B enthält. Demnach beginnt die Kette mit dem Element A und endet mit dem Element B . Im Folgenden sollen im Rahmen dieses Modells zunächst die Bandstruktur unter periodischen Randbedingungen abge-

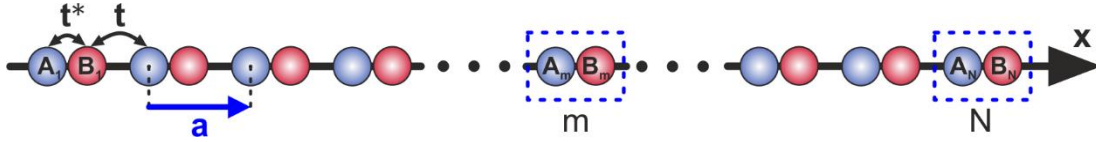


Abbildung 2.16: Schematischer Aufbau des Su-Schrieffer-Heeger-Modells, bestehend aus einem eindimensionalen Gitter mit zweiatomiger Basis und Gitterkonstanten a . Die beiden Subgitter A und B sind alternierend über die Parameter t und t^* gekoppelt, wobei jede der insgesamt N Elementarzellen das Dimer A - B enthält.

leitet, die wichtigsten Eigenschaften erläutert und abschließend die Entstehung von topologisch geschützten Randzuständen motiviert werden.

2.5.2.1 Bandstruktur

Der Hamiltonoperator des in Abb. 2.16 beschriebenen, eindimensionalen Gitters nimmt unter Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen den Teilchen im periodischen Gitterpotential im Rahmen der Tight-Binding-Methode die folgende Form an [184]:

$$\hat{H} = \sum_{m=1}^N (t^* \hat{b}_m^\dagger \hat{a}_m + t \hat{a}_{m+1}^\dagger \hat{b}_m + h.c.) \quad (30)$$

Die Operatoren \hat{a}_m^\dagger , \hat{a}_m und \hat{b}_m^\dagger , \hat{b}_m entsprechen den jeweiligen Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren für die Teilchen im Gitter in der Elementarzelle m . Für periodische Born-von-Kármán-Randbedingungen und unter Ausnutzung der Translationsinvarianz, kann der Hamiltonoperator im Impulsraum definiert und in die Basis der Pauli-Matrizen $\hat{\sigma}_x$, $\hat{\sigma}_y$ zerlegt werden [75]:

$$\hat{H}(k) = \begin{pmatrix} 0 & t^* + te^{-ika} \\ t^* + te^{ika} & 0 \end{pmatrix} = d_x(k) \hat{\sigma}_x + d_y(k) \hat{\sigma}_y \quad (31)$$

Die Komponenten des Vektors $\vec{d}(k) = (d_x(k), d_y(k))$ ergeben sich dabei zu $d_x(k) = t^* + t \cos(ka)$, beziehungsweise $d_y(k) = t \sin(ka)$. Die Diagonalisierung liefert schließlich die gesuchten Eigenwerte in der folgenden Form:

$$E(k, \pm) = \pm \sqrt{t^2 + t^{*2} + 2tt^* \cos(ka)} \quad (32)$$

Bedingt durch die zweiatomige Basis bildet das System zwei Energie-Bänder (\pm) aus, die achsensymmetrisch zu $E = 0$ angeordnet sind. In Abb. 2.17 (a) ist die Dispersionsrelation für verschiedene Parameter t und t^* dargestellt. Für ungleiche Kopplungskoeffizienten $t^* \neq t$ ist das untere Band vom oberen durch die Energielücke $2\Delta = 2|t - t^*|$ getrennt. Folglich schließt sich die Bandlücke für den Fall, dass $t^* = t$ gilt. Im vollstän-

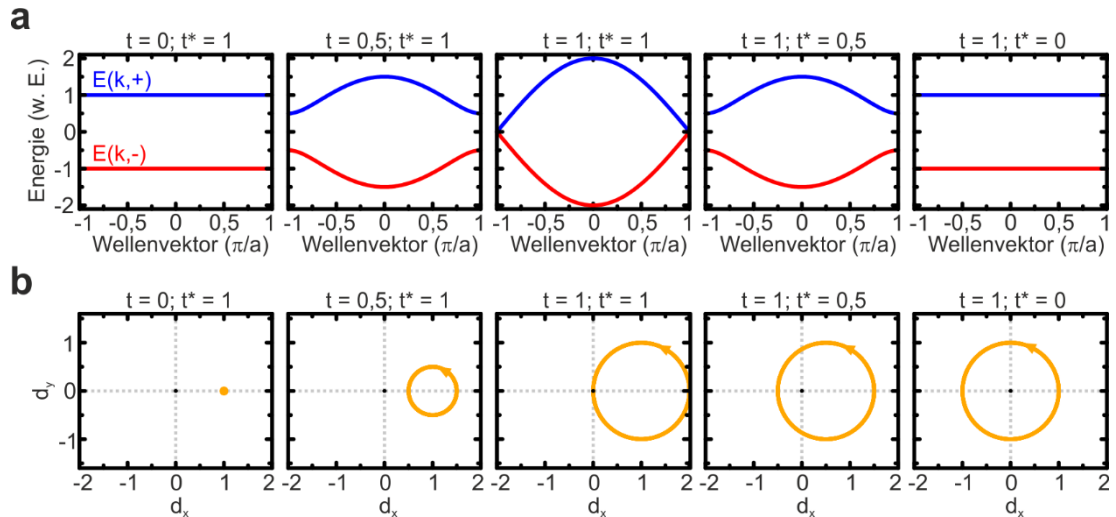


Abbildung 2.17: (a) Energie-Dispersion des Su-Schrieffer-Heeger-Modells für verschiedene Kopplungsparameter t und t^* . (b) Trajektorie des Vektors $\vec{d}(k)$ aus Gl. (31) in der $d_x d_y$ -Ebene für die Kopplungsparameter t und t^* aus (a), während der Wellenvektor die Brillouin-Zone durchwandert, $k = 0 \rightarrow 2\pi/a$ [75].

dig dimerisierten Fall, mit $t = 0$ oder $t^* = 0$, bildet das System lokalisierte Zustände aus.

2.5.2.2 Topologische Klassifikation

Die Topologie umfasst einen Teilbereich der Mathematik, welcher sich mit den Eigenschaften von Strukturen beschäftigt, die unter kontinuierlicher Deformation erhalten bleiben. So stellt beispielsweise die Anzahl der Löcher in einer geometrischen Struktur eine topologische Invariante dar. Aufbauend auf der Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts [185] konnte das mathematische Konzept auch auf die Klassifizierung von elektronischen und photonischen Zuständen übertragen werden [186-188]. Unter einer kontinuierlichen Deformation wird hierbei eine stetige Änderung der Materialparameter verstanden, wobei kein Phasenübergang hervorgerufen werden darf. Das heißt, dass die Symmetrien des Systems erhalten bleiben und keine Bandlücke entsteht oder geschlossen wird.

Die Topologie der Bandstruktur wird allgemein über Invarianten beschrieben [75]. Die wichtigste topologische Invariante eines eindimensionalen Systems stellt die sogenannte „winding number“ \mathcal{W} dar, die formal der auf die Kreiszahl π normierten geometrischen Phase \mathcal{Z} , hier Zak-Phase genannt, entspricht [184]:

$$\mathcal{W} = \frac{\mathcal{Z}}{\pi} = i \oint_{BZ} \langle u_n(k) | \partial_k u_n(k) \rangle dk \quad (33)$$

Die Integration erfolgt entlang eines geschlossenen Pfades durch die erste Brillouin-Zone, wobei die normierten Bloch-Wellenfunktionen $|u_n(k)\rangle$ im Band n den Eigenzuständen des zugehörigen Hamiltonoperators entsprechen. Die resultierende Phase, beziehungsweise die „winding number“, hängt somit von der Krümmung der zugrunde liegenden Bloch-Zustände ab. Im SSH-Modell kann die „winding number“ anschaulich über die Trajektorie des Vektors $\vec{d}(k)$ aus Gl. (31) verdeutlicht werden. Dazu ist in Abb. 2.17 (b) der Verlauf des Endpunktes des Vektors $\vec{d}(k)$ in der $d_x d_y$ -Ebene für die Kopplungskonstanten aus Abb. 2.17 (a) dargestellt, während der Wellenvektor die Brillouin-Zone durchwandert, $k = 0 \rightarrow 2\pi/a$. Die Trajektorie beschreibt einen geschlossenen Kreis mit Radius t und Mittelpunkt $(t^*/0)$. Die „winding number“ entspricht nun der Anzahl an vollständigen Umläufen um den Ursprung [75]. Während für den Fall einer geschlossenen Bandlücke $t^*/t = 1$ keine „winding number“ definiert werden kann, folgt für den Fall einer offenen Bandlücke eine „winding number“ von $\mathcal{W} = 0$ für $t^*/t > 1$ beziehungsweise $\mathcal{W} = 1$ für $t^*/t < 1$. Dabei wird der Fall mit $\mathcal{W} = 0$ als topologisch trivial und $\mathcal{W} = 1$ als topologisch nicht-trivial bezeichnet.

Eine Änderung der „winding number“ als topologische Invariante kann folglich erreicht werden, indem die Trajektorie des Vektors $\vec{d}(k)$ über den Ursprung gezogen und damit die Bandlücke in einem Punkt geschlossen wird. Eine weitere Möglichkeit, die „winding number“ des SSH-Modells zu ändern, besteht in dem Bruch der chiralen Symmetrie [75]. Unter chiraler Symmetrie versteht man zunächst eine unitäre Transformation, die mit dem Hamiltonoperator antikommutiert und auf ein symmetrisches Energiespektrum führt. Im Falle des SSH-Modells erfüllt die Pauli-Matrix $\hat{\sigma}_z$ genau diese Eigenschaften, $\{\hat{H}(k), \hat{\sigma}_z\} = 0$. Durch den Bruch der chiralen Symmetrie ist der Vektor $\vec{d}(k)$ nicht mehr auf die $d_x d_y$ -Ebene beschränkt, wodurch die „winding number“ geändert werden kann, ohne die Bandlücke zu schließen.

2.5.2.3 Randzustände

Die Betrachtung eines endlichen SSH-Gitters mit offenen Randbedingungen führt, neben dem in Abschnitt 2.5.2.1 abgeleiteten Energiespektrum, explizit im topologisch nicht-trivialen Fall zur Ausbildung von Randzuständen in der Mitte der Bandlücke. Die Entstehung der Randzustände lässt sich dadurch veranschaulichen, dass der Rand einem Übergang zwischen zwei Materialien unterschiedlicher topologischer Klasse

darstellt. Während das Gitter im topologisch nicht-trivialen Fall eine „winding number“ von $\mathcal{W} = 1$ aufweist, kann das umgebende Vakuum als Material mit topologisch trivialen Eigenschaften und $\mathcal{W} = 0$ angesehen werden. Der Übergang entspricht einer nicht-kontinuierlichen Deformation, in dessen Folge sich die „winding number“ ändert und damit die Bandlücke an der Grenzfläche geschlossen werden muss. Die Entstehung sowie die Anzahl der Randzustände ist dabei intrinsisch mit der topologischen Klassifikation der Bandstruktur verbunden und stellt damit ein Beispiel der sogenannten „Bulk-Boundary-Correspondence“ dar [189].

Eine Konsequenz aus den beschriebenen, topologisch geschützten Randzuständen ist, dass diese auf Grund ihrer Eigenschaften sehr robust gegenüber lokalen Störungen und Fabrikationsdefekten sind [46, 190-192]. Bedingt durch die chirale Symmetrie des SSH-Systems ist die Energie des Randzustandes beispielsweise unempfindlich gegenüber einer Störung der Kopplungskonstanten und liegt mittig innerhalb der Bandlücke [46].

3 Technologie

In diesem Kapitel werden die technologischen Grundlagen für die Fabrikation der untersuchten Halbleiterstrukturen vorgestellt sowie die verwendete Messtechnik beschrieben. Dazu wird zunächst in Abschnitt 3.1 das Wachstumsverfahren der Molekularstrahlepitaxie diskutiert, welches zur Herstellung der planaren Schichtstrukturen dient. Anschließend werden in Abschnitt 3.2 die wichtigsten Prozessschritte zur lateralen Strukturierung und elektrischen Kontaktierung dargelegt und abschließend in Abschnitt 3.3 die Messaufbauten und experimentellen Methoden zur Grundcharakterisierung sowie zur darauf aufbauenden Fourierraum-Spektroskopie erläutert.

3.1 Molekularstrahlepitaxie

Die Herstellung der planaren Halbleiter-Mikroresonatoren erfolgt im Rahmen dieser Arbeit mithilfe der sogenannten Molekularstrahlepitaxie (MBE, engl. Molecular-Beam-Epitaxy). Darunter versteht man ein Kristallwachstumsverfahren, bei dem Schichtstrukturen prinzipiell mit der Präzision einzelner Monolagen auf einem Trägermaterial, dem Substrat, epitaktisch und mit hoher kristalliner Qualität abgeschieden werden [193, 194]. Die Grundlagen des Verfahrens wurden bereits in den späten 1960er-Jahren auf der Basis der III/V-Verbindungshalbleiter GaAs und AlAs entwickelt und in der Folge auf eine Vielzahl von Materialsystemen übertragen [195]. Im Prinzip wird dabei ein Feststoff verdampft und der entstehende Molekularstrahl auf ein beheiztes Substrat im Ultrahochvakuum (UHV) geleitet, wo sich das Material in die Schichtstruktur einbauen kann. Das Wachstum wird somit im Wesentlichen von Oberflächenprozessen bestimmt [196-198]. Neben der konzeptionellen Einfachheit des Verfahrens bestehen jedoch hohe technologische Anforderungen an das System, um eine hohe kristalline Qualität der Schichtstruktur zu erreichen. So setzt das Verfahren beispielsweise ein UHV voraus, um den Einbau von Fremdatomen in das Kristallgitter zu reduzieren, die zu unerwünschten Störstellen und Rekombinationszentren führen können [199]. Bei einem für das UHV typischen Druck im Bereich von 10^{-10} mbar beträgt die mittlere Bedeckungszeit der Oberfläche mit einer Monolage an Teilchen aus dem Restgas mehrere Stunden. Da während des Wachstumsprozesses einzelne Monolagen innerhalb weniger Sekunden abgeschieden werden, wird somit sichergestellt, dass sich nahezu ausschließlich die abzuscheidenden Materialien in das Kristallgitter einbauen.

3.1.1 Vakuumsystem und Wachstumskammer

In Abb. 3.1 ist der Aufbau der verwendeten MBE-Anlage schematische dargestellt. Die Anlage besteht neben der Wachstumskammer aus einer angrenzenden Transfer-, Ausheiz- und Ladekammer, die jeweils über ein Edelstahl-Schieberventil getrennt sind und separat gepumpt werden. Die Ladekammer dient zum Ein- und Ausschleusen der bis zu 3-Zoll großen Substrate. Als Substratmaterial wurden monokristalline GaAs-Wafer mit einer (100)-Orientierung gewählt, da die im Vergleich zu den $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Verbindungen ähnliche Gitterkonstante ein nahezu verspannungsfreies epitaktisches Wachstum erlaubt. Um die Kontamination der Wachstumskammer mit absorbiertem Wasser und organischen Verbindungen durch die eingeschleusten Substrate zu minimieren, werden die Wafer zuvor in der Ausheizkammer auf über 400°C erhitzt, um die Verunreinigungen von der Substratoberfläche und dem Halter durch thermische Desorption zu entfernen. Sowohl die Lade-, als auch die Ausheizkammer werden über eine Kombination aus Drehschieber- und Turbomolekularpumpe evakuiert, wobei ein Restgasdruck im unteren 10^{-8} mbar Bereich erreicht wird. Die Transferkammer dient zur Lagerung und zum Transfer der ausgeheizten GaAs-Wafer in die Wachstumskammer. Durch den Einsatz einer Ionengetterpumpe wird hier ein Druck im Bereich von 10^{-10} mbar erreicht. Zum Erreichen des UHVs in der Wachstumskammer finden mehrere gasbindende Pumpen Verwendung. Dazu gehören neben einer Iongetter- auch eine Kryopumpe. Zusätzlich dient ein mit flüssigem Stickstoff (LN_2) durchflossenes Kühlschild als Kältefalle für adsorbierte Teilchen. Durch mehrwöchiges Ausheizen der Wachstumskammer auf über 200°C wird schließlich ein Enddruck im Bereich von $< 10^{-10}$ mbar erreicht.

Die Ausgangsmaterialien für den Wachstumsprozess liegen in hochreiner Form in Keramiktiegeln aus pyrolytischem Bornitrid innerhalb der auf das Substrat fokussierten Effusionszellen vor. Um eine Kontamination der Materialien und der ausgegasten Tiegel zu vermeiden, werden die Effusionszellen direkt an der ausgeheizten Anlage in einer mit Schutzgasgespülten Glove-Bag befüllt. Als Gruppe-V-Element wird Arsen über einen Feststoffcracker angeboten. Für die Elemente der Hauptgruppe III stehen zwei Gallium-Doppelfilamentzellen, zwei Aluminium-Zellen und eine Indium-Zelle zur Verfügung. Zusätzlich werden Silizium und Kohlenstoff zur n- und p-Dotierung der III/V-Verbindungshalbleiter verwendet. Während ein Nadelventil die Kontrolle über den Arsen-Fluss ermöglicht, sind alle anderen Zellen mit einer pneumatisch gesteuerten Blende ausgestattet. Beim Erhitzen der Tiegel über die Filamentheizung verdampfen die

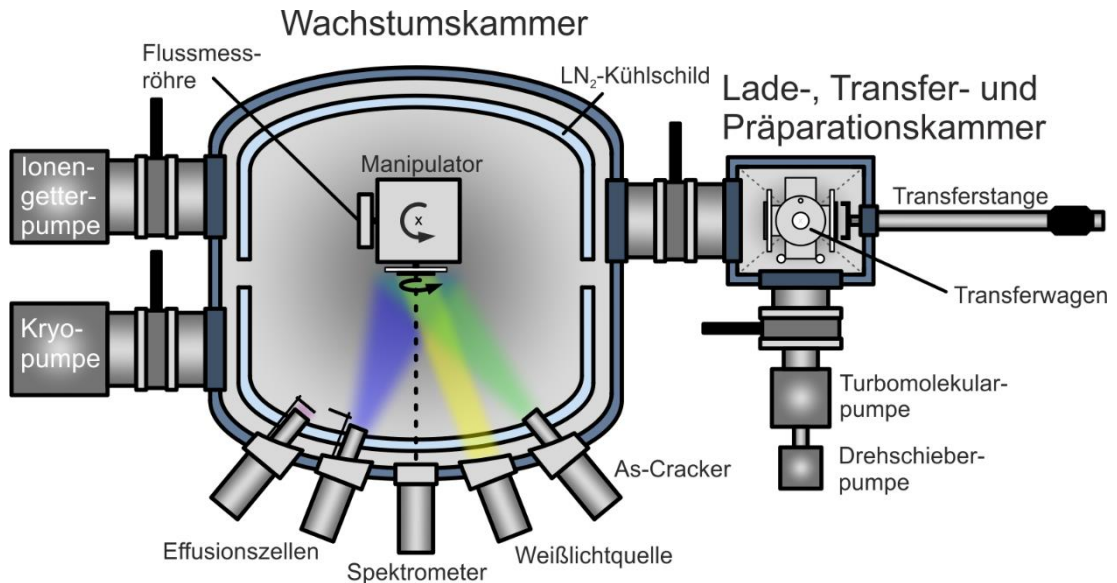


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Vakuumsystems und der Wachstumskammer der verwendeten Molekularstrahlepitaxie-Anlage.

Ausgangsstoffe, was in der UHV-Umgebung, bedingt durch die hohe mittlere freie Weglänge, zu einem ballistischen Materialfluss führt, der sich bei geöffneten Blenden auf dem Substrat abscheiden kann. Das Arsen durchläuft zuvor noch eine Cracker-Zone, in der die sublimierten As₄-Moleküle thermisch in As₂ aufgespalten werden, da letztere Verbindung einen größeren Haftkoeffizienten auf dem Substrat aufweist [197, 198] und in der Regel zu einer besseren Schichtqualität führt [200]. Durch Öffnen und Schließen der Blenden kann die Zusammensetzung der abgeschiedenen Materialien gesteuert und über die Temperatur der Effusionszellen der Materialfluss geregelt werden. Die Wachstumsraten der abgeschiedenen Heterostrukturen werden wiederum hauptsächlich durch die Substrattemperatur und den Materialfluss bestimmt. Typische Wachstumsraten liegen hier in einem Bereich zwischen 100 nm/h und 1,5 µm/h. Die Wachstumsdauer eines Halbleiter-Mikroresonators beträgt damit in der Regel mehr als 10 Stunden, was folglich eine hohe Stabilität der Wachstumsparameter voraussetzt. Dazu werden unter anderem die Tiegeltemperaturen über einen PID-Regelkreis (Proportional-Integral-Differential) konstant gehalten, wobei ein Thermoelement an der Tiegelwand als Rückkopplung dient.

Im Zentrum der Wachstumskammer befindet sich das Substrat auf einem schwenkbaren Manipulator. Die Rotation des Substrats um die eigene Achse ermöglicht dabei Inhomogenitäten in den Strahlprofilen der Effusionszellen auszugleichen, die durch die Tiegelform und die Geometrie der Wachstumskammer bedingt sind [201]. Dadurch wird ein radialsymmetrisches Schichtwachstum über den Wafer sichergestellt, bei dem

die Schichtdicken vom Wafer-Zentrum bis hin zum Rand kontinuierlich abnehmen. Die Substrattemperatur kann über ein Heizfilament verändert und mittels eines PID-Regelkreises stabilisiert werden. Für die Rückkopplung steht zum einen ein Thermo-element auf der Rückseite des Substrats, als auch eine kontaktlose Methode zur Verfügung. Für letztere wird die temperaturabhängige Absorptionskante des Halbleiters über das reflektierte Weißlichtspektrum analysiert [202]. Zur Kontrolle des Materialflusses befindet sich am Manipulator zusätzlich eine Druckmessröhre, die in den Molekularstrahl der Effusionszellen gedreht werden kann.

3.1.2 Epitaktischer Wachstumsprozess

Das epitaktische Wachstum der III/V-Verbindungshalbleiter GaAs und AlAs stellt seit den Anfängen der MBE das am sorgfältigsten untersuchten Materialsystem dar [195-198]. Bedingt durch die nahezu identischen Gitterkonstanten der abgeschiedenen Materialien und dem Substrat, findet das Wachstum monolagenweise im Frank-van-der-Merwe-Modus statt [203-205]. Der Wachstumsprozess wird hierbei durch die in Abb. 3.2 dargestellten Oberflächenprozesse bestimmt [193, 194]. Die auf das Substrat auftreffenden Teilchen werden zunächst mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit adsorbiert und diffundieren in der Folge auf der beheizten Substratoberfläche, bis sie sich innerhalb der sogenannten Migrationslänge in die Kristallstruktur einbauen oder wieder desorbieren. Der Einbau in das Kristallgitter erfolgt entweder an einer atomaren Stufe oder durch die Nukleation mit weiteren adsorbierten Teilchen. Bei ausreichend großen Migrationslängen, lagern sich die meisten Teilchen auf Grund der größeren Zahl von Bindungspartnern an einer Kristallstufe ab, wodurch schichtweise planare Monolagen abgeschieden werden. Die Migrationslänge hängt dabei entscheidend von der Substrattemperatur, dem Verhältnis der Gruppe-III- zu Gruppe-V-Elementen und dem Materialangebot ab [206].

Die Migrationslänge und die Desorptionsrate nehmen mit steigender Substrattemperatur zu. Damit ergibt sich ein spezifischer Temperaturbereich, in dem die adsorbierten Teilchen eine Kristallstufe erreichen und sich in das Kristallgitter einbauen können, bevor diese wieder desorbieren. Für das verwendete Materialsystem liegt die Substrattemperatur typischerweise in einem Bereich zwischen 500°C und 600°C.

Der Anteil der auf die Substratoberfläche auftreffenden und adsorbierten Teilchen wird über den Haftkoeffizienten ausgedrückt. Unter normalen Wachstumsbedingungen liegt dieser für die Gruppe-III-Elemente bei nahezu ~ 1 , sodass fast alle Teilchen adsor-

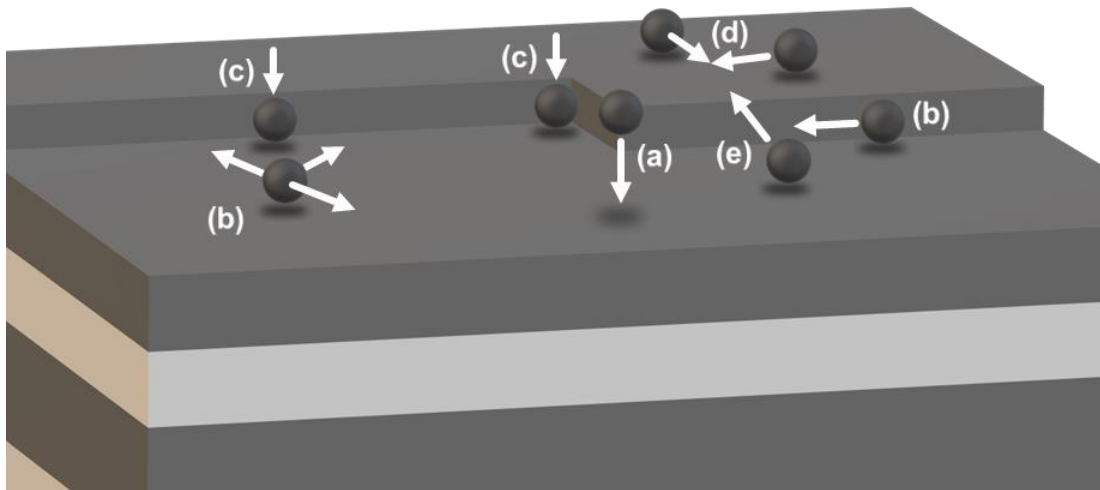


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der möglichen Oberflächenprozesse bei der Adsorption von Teilchen aus dem Molekularstrahl. (a) Adsorption. (b) Oberflächenmigration. (c) Gittereinbau an einer atomaren Stufe. (d) Oberflächennukleation. (e) Desorption.

biert werden und sich in das Kristallgitter einbauen können [206]. Hingegen nimmt der Haftkoeffizient von Arsen auf dem geheizten Substrat vergleichsweise kleine Werte an. Zu einem Einbau in das Kristallgitter kommt es dabei nur in Verbindung mit einem adäquaten Bindungspartner aus der Hauptgruppe III [194]. Die Wachstumsraten werden folglich allein durch den Fluss der Gruppe-III-Elemente bestimmt, während ein Überschuss an Arsen angeboten werden kann, ohne die Stöchiometrie zu beeinflussen. Gleichzeitig kompensiert der Arsenüberschuss das Ausgasen des Arsens aus dem abgeschiedenen Material. Zu viel Arsen führt jedoch zu einer merkbaren Reduktion der Migrationslänge. Dadurch wird die Nukleation mit anderen adsorbierten Teilchen begünstigt und es kommt, anstelle des planaren Monolagenwachstums, vermehrt zur Inselbildung. Zu wenig Arsen führt schließlich zur Bildung von Tröpfchen der elementaren Gruppe-III-Materialien, was im Falle von Gallium das Auftreten elementspezifischer Wachstumsdefekte bedingt [207, 208].

3.2 Bauteilprozessierung

Zur Realisierung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten elektrooptischen Bauteile, folgen im Anschluss an das epitaktische Wachstum der planaren Halbleiterstrukturen eine Reihe weiterer Fabrikationsschritte, wobei auf etablierte lithographische Methoden und Prozess-Verfahren zurückgegriffen wurde [12, 26]. Diese ermöglichen sowohl die Erzeugung individueller Potentiallandschaften, in denen die Polaritonen im Bereich ihrer Wellenlänge räumlich eingeschlossen werden, als auch die Generierung

einer Kontaktplattform zur elektrischen Injektion von Ladungsträgern und zum Anlegen elektrostatischer Felder.

Die einzelnen Fabrikationsschritte, die in den Grundzügen von allen untersuchten elektrooptischen Bauteilen im Rahmen dieser Arbeit durchlaufen wurden, sind in Abb. 3.3 schematisch dargestellt. Nach dem Herausspalten eines Probenstücks mit der passenden Verstimmung aus dem planaren Wafer folgt zunächst eine organische Reinigung und Oxidbehandlung, zur Entfernung organischer Rückstände und der Oberflächenoxide. Zur Festlegung des n-Kontaktes wird dann substratseitig eine Schichtfolge aus AuGe-Ni-Au flächig aufgedampft und einlegiert (a). Im nächsten Schritt wird vorderseitig ein Positivlack aufgeschleudert und mittels eines fokussierten Elektronenstrahls oder einer optischen Schattenmaske selektiv belichtet (b). Die belichteten Strukturen werden anschließend bei der Entwicklung des Photolacks entfernt. Zur Definition der Ätzmaske wird danach eine $\text{BaF}_2\text{-Cr}$ Schichtfolge aufgedampft und die nicht belichteten Bereiche im Lift-Off-Verfahren abgehoben (c). Die entstandenen Muster werden im darauffolgenden physikalisch-chemischen Trockenätzverfahren in die planare Halbleiterstruktur übertragen (d). Dabei wird ein Ar/Cl_2 Plasma verwendet, welches über eine Elektron-Zyklotron-Resonanzheizung (ECR, engl. Electron Cyclotron Resonance) geheizt wird. Das Verfahren ermöglicht die Erzeugung eines anisotropen Ätzprofils, was zu senkrechten Flanken der geätzten Strukturen führt, die sich abhängig vom prozessierten Bauteil bis hinunter in das Substrat erstrecken können.

Zur Generierung der Kontaktplattform für den abschließenden p-Kontakt wird zunächst eine dünne Schicht Si_3N_4 im Sputterverfahren abgeschieden, die als Haftvermittler zwischen der Halbleiteroberfläche und dem im Anschluss aufgeschleuderten transpa-

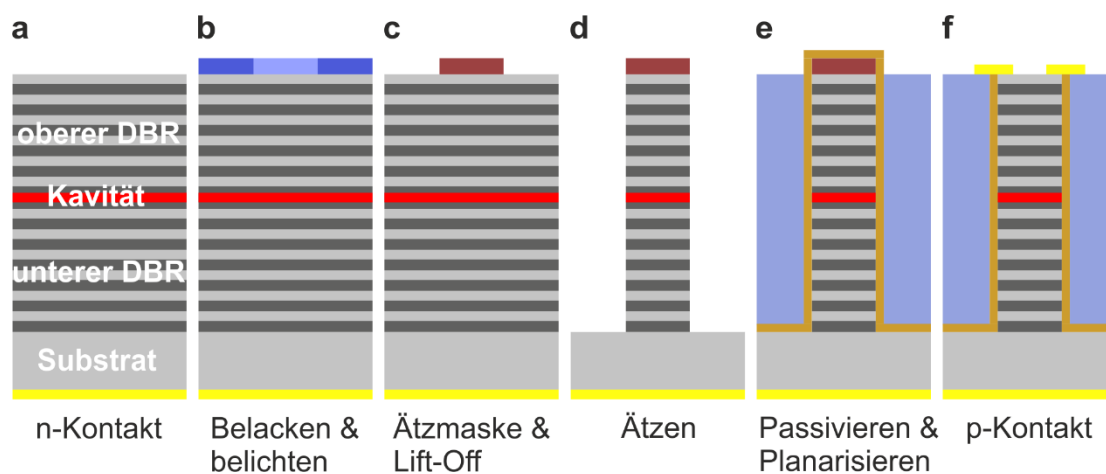


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Fabrikationsschritte zur Herstellung strukturierter und elektrisch kontaktierter Halbleiterstrukturen.

renten Polymer Benzocyclobuten (BCB) dient. Das BCB wird anschließend ausgebacken und verascht, bis die Oberflächen der geätzten Strukturen wieder frei liegen (e). Mit der Planarisierung wird zum einen eine Plattform für den Kontaktierungsschritt erzeugt und zum anderen werden einzelne Bauteile voneinander elektrisch isoliert. Im nächsten Schritt kann letztlich die $\text{BaF}_2\text{-Cr}$ Ätzmaske entfernt und der p-Kontakt umgesetzt werden. Dazu wird die Probe wie oben beschrieben belackt, belichtet und entwickelt, bevor eine Schichtfolge aus Ti-Au zur Definition der elektrischen Kontakte aufgedampft wird (f). Das abschließende Lift-Off-Verfahren komplettiert die Bauteilprozessierung.

3.3 Messtechnik

Der experimentelle Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der Untersuchung der elektrooptischen Eigenschaften der hergestellten Halbleiterstrukturen, wofür verschiedene Aufbauten und Messtechniken verwendet wurden. Zum einen stehen ein Fourier-Transform-Infrarotspektrometer (FTIR-Spektrometer) sowie ein Messplatz für PL- und Reflexionsmessungen für die Grundcharakterisierung der planaren Schichtstrukturen zur Verfügung. Zum anderen wurden winkelaufgelöste PL- und Elektrolumineszenz- (EL) Messungen an einem Messplatz für Fourierraum-Spektroskopie durchgeführt. Darüber hinaus konnte auf eine Reihe ergänzender Analysemethoden zurückgegriffen werden, um Informationen über die Zusammensetzung und Qualität der gewachsenen und prozessierten Kristallstrukturen zu erhalten. Dazu gehören die Rasterelektronenmikroskopie (REM), hochauflösende Röntgenbeugung (HR-XRD, engl. High Resolution X-Ray Diffraction) sowie die Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS), für deren Funktionsweise und technische Realisierungen auf entsprechende Literatur verwiesen wird [207, 208].

3.3.1 Fourier-Transform-Infrarotspektrometer

Zur Charakterisierung der planaren Halbleiter-Mikroresonatoren wurde ein kommerzielles FTIR-Spektrometer von Bruker verwendet. Dieses erlaubt die Messung von Reflexionsspektren bei Raumtemperatur, die mithilfe der Transfermatrixmethode angepasst werden können. Über die spektrale Position des Stoppbandes und der Kavitätsmode können somit Rückschlüsse auf die Schichtdicken und die Qualität der gewachsenen Schichtstrukturen gezogen werden.

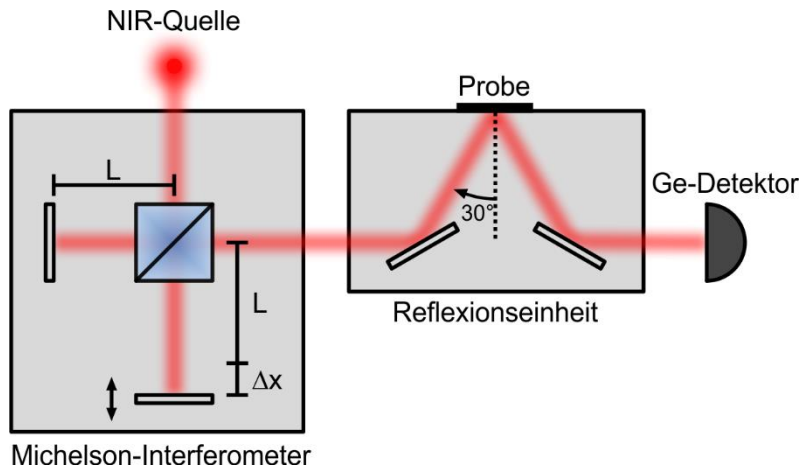


Abbildung 3.4: Schematischer Strahlengang und wesentlicher Messaufbau des Fourier-Transform-Infrarotspektrometers.

Die elementaren Bestandteile des verwendeten FTIR-Spektrometers sind in Abb. 3.4 dargestellt, dessen Aufbau auf einem Michelson-Interferometer beruht. Das Licht einer breitbandigen Strahlungsquelle im nahinfraroten Spektralbereich wird zunächst an einem Strahlteiler in zwei Teilstrahlen zerlegt. Diese durchlaufen zwei voneinander getrennte optische Wege, wobei die Weglänge in einem Arm des Interferometers durch einen beweglichen Spiegel variiert werden kann. Die dabei entstehende Weglängendifferenz Δx führt zu einer Modulation der Phasenbeziehung zwischen den Teilstrahlen, die am Strahlteiler wieder miteinander interferiert werden. Der resultierende Strahl wird anschließend über eine Reflexionseinheit unter einem Winkel von 30° auf die Probe gelenkt und auf einen Ge-Detektor abgebildet, wo die Intensität I des reflektierten Lichtes in Abhängigkeit von der Weglängendifferenz Δx aufgezeichnet wird. Über eine Fourier-Transformation ist das sogenannte Interferogramm $I(\Delta x)$ mit dem Reflexionsspektrum verknüpft. Das Fourier-Integral läuft dabei im Idealfall bis unendlich, experimentell sind jedoch nur endliche Werte für Δx zugänglich. Um hochfrequente Artefakte zu vermeiden kann das Interferogramm zusätzlich geglättet werden. Eine abschließende Phasenkorrektur und Normierung auf ein Referenzspektrum liefert schließlich das gesuchte Reflexionsspektrum der untersuchten Probe [209].

3.3.2 Photolumineszenz- und Reflexionsmessungen

Für die Grundcharakterisierung der Halbleiter-Mikrokavitäten wird der in Abb. 3.5 skizzierte Aufbau verwendet. Zur Messung der PL wird ein frequenzverdoppelter Dioden-Laser (Nd:YAG) mit einer Emissionswellenlänge von 532 nm zur nicht-resonanten Anregung der Halbleiterstruktur verwendet. Über einen Klappspiegel kann außerdem

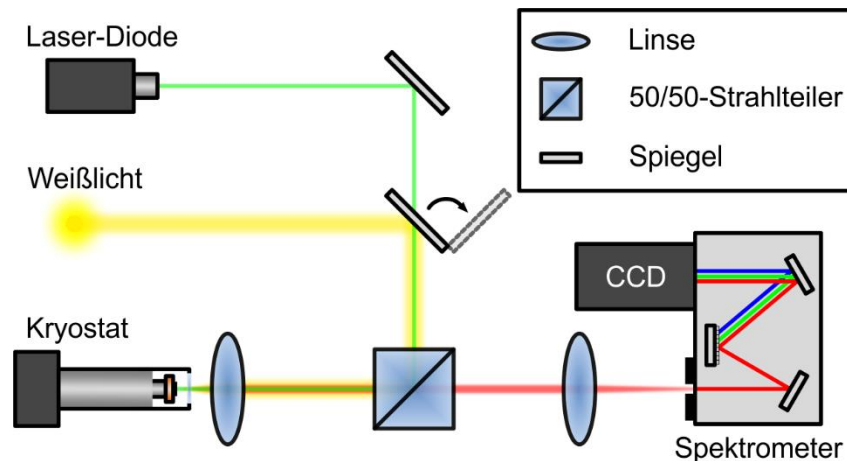


Abbildung 3.5: Schematischer Strahlengang und die wesentlichen Komponenten des Photolumineszenz- und Reflexionsmessaufbaus, zur Grundcharakterisierung der planaren Halbleiter-Schichtstrukturen.

eine breitbandige Weißlichtquelle zur Bestimmung der Reflexionsspektren in den Strahlengang eingekoppelt werden. Der Laser (grün) oder das Weißlicht (gelb) passieren in der Folge einen 50/50-Strahlteiler und werden über eine Sammellinse auf die Probe innerhalb des evakuierten Kryostaten fokussiert. Der Durchmesser des Anregungssspots beläuft sich auf rund $\sim 150 \mu\text{m}$. Über einen geschlossenen Helium-Kühlkreislauf kann die Probe, die mithilfe eines Kupferhalters auf den Kältefinger des Kryostaten fixiert wurde, auf Temperaturen im Bereich von $\sim 10 \text{ K}$ heruntergekühlt werden. Eine integrierte Heizung mit PID-Regelkreis erlaubt überdies temperaturabhängige Messungen zwischen dem Tieftemperaturbereich und Raumtemperatur. Der Kryostat kann weiterhin über zwei Linearachsen in horizontaler und vertikaler Richtung verschoben werden, was ortsabhängige Messungen ermöglicht. Das emittierte beziehungsweise reflektierte Licht (rot) durchläuft abermals den Strahlteiler und wird über eine zweite Linse auf den Eintrittsspalt des Czerny-Turner-Monochromators fokussiert. Im Monochromator wird das Licht über ein Gitter spektral zerlegt und von einer mit flüssigem Stickstoff gekühlte Si-CCD (CCD, engl. Charge Coupled-Device) mit 1024×256 Pixeln detektiert. Die spektrale Auflösung des Spektrometers liegt im relevanten Energiebereich mit dem verwendeten Gitter bei rund $\sim 0,15 \text{ meV}$.

Aus der PL kann schließlich die spektrale Position und die Linienbreite der QW-Exzitonen bestimmt werden. Für einen planaren Halbleiter-Mikroresonator wird dazu zunächst der obere Spiegel mittels reaktiven Ionenätzens entfernt, um die ungekoppelte Emission des QWs messen zu können. Die Rabi-Aufspaltung kann hingegen, unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten über den Wafer, aus den positionsabhängigen Reflexionsmessungen extrahiert werden, in denen die Kavitätsmode ge-

genüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses werden auch hier zuvor einige Spiegelpaare mittels reaktiven Ionenätzen entfernt. Falls nicht anders angegeben bezieht sich die Grundcharakterisierung der Schichtstrukturen im Folgenden immer auf eine Proben temperatur von ~ 10 K.

3.3.3 Fourierraum-Spektroskopie

Die Fourierraum-Spektroskopie ermöglicht eine direkte Abbildung der Polariton-Dispersion [210]. Dabei wird ausgenutzt, dass beim Zerfall eines Polaritons die Energie und der Wellenvektor \vec{k}_{\parallel} erhalten bleiben und auf das emittierte Photon übertragen werden, welches die Kavität auf Grund der endlichen Reflektivität der Bragg-Spiegel verlässt. Der Austrittswinkel θ der Photonen aus dem Resonator ist wiederum direkt mit dem Wellenvektor verknüpft, wobei sich für kleine Winkel eine lineare Abhängigkeit ergibt [137]:

$$|\vec{k}_{\parallel}| = n_c \frac{2\pi}{\lambda_c} \tan \left[\sin^{-1} \left(\frac{\sin(\theta)}{n_c} \right) \right] \approx \frac{2\pi}{\lambda_c} \theta \quad (34)$$

Über eine energie- und winkelaufgelöste Messung der Photon-Emission aus dem Halbleiter-Mikroresonator kann somit auf die zugehörigen Polariton-Zustände im Impulsraum geschlossen werden.

In Abb. 3.6 sind die wesentlichen Komponenten und der Strahlengang für die Fourierraum-Spektroskopie in der $4f$ -Konfiguration dargestellt. Die Probe befindet sich auf dem Kältefinger eines evakuierten Helium-Durchflusskryostaten, deren Temperatur sich über den Fluss des flüssigen Heliums sowie über eine integrierte Peltier-Heizung zwischen der Basistemperatur von ~ 5 K und Raumtemperatur variieren lässt. Zur Fixierung der Probe wird diese mit einem Silberleitlack rückseitig auf einen Kupferhalter aufgeklebt, der mit dem Kältefinger verschraubt wird. Dadurch wird sowohl ein guter thermischer Kontakt mit dem Kältefinger als auch die Erdung der Probe über den Kryostaten erreicht. Für ortsabhängige Messungen kann der Kryostat weiterhin über zwei Linearachsen in horizontaler und vertikaler Richtung positioniert werden.

Zur elektrischen Anregung werden die entsprechenden Bereiche der Probe im Thermosonic-Ball/Wedge-Verfahren mit einem Golddraht kontaktiert und über eine nach außen geführte Steckverbindung in einen Stromkreis integriert. Der Probenstrom $I = U_{Vor}/R_{Vor}$ kann dabei über den Spannungsabfall U_{Vor} an dem Vorwiderstand R_{Vor} bestimmt werden, während zur Anregung U sowohl eine Gleichspannungsquelle (DC,

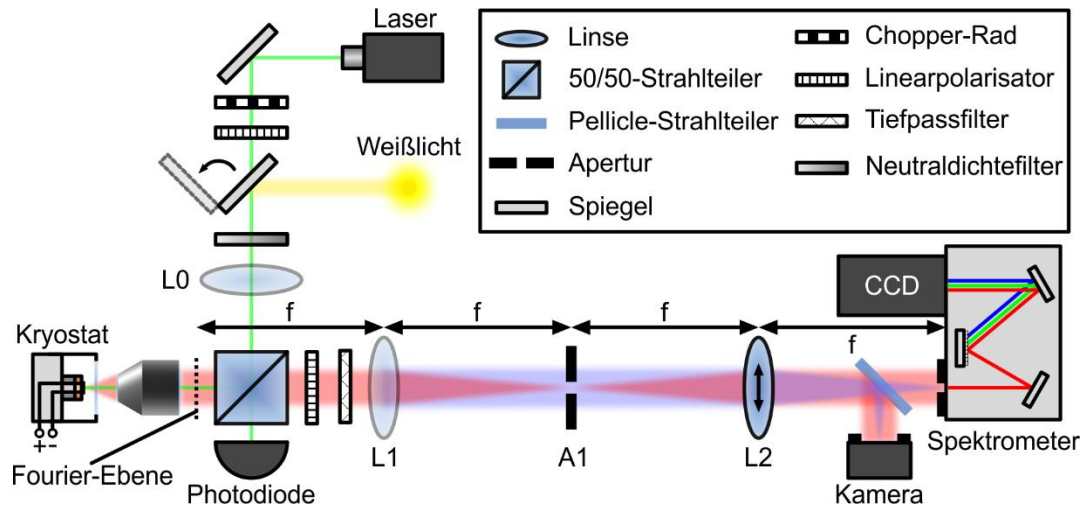


Abbildung 3.6: Schematischer Strahlengang und die wichtigsten Komponenten der Fourierraum-Spektroskopie in der $4f$ -Konfiguration. (Nach [210])

engl. Direct Current) als auch eine gepulste Spannungsquelle mit einer maximalen Repetitionsrate von ~ 850 kHz und einer Pulsdauer im Bereich zwischen $\sim 10 - 300$ ns zur Verfügung standen. Der Spannungsabfall über der Probe ergibt sich somit zu $U_{Probe} = U - U_{Vor}$. Die optische Anregung der Halbleiterstrukturen erfolgt in der Regel nicht-resonant. Hierfür standen neben einem frequenzverdoppelten Nd:YAG auch ein durchstimmbarer Titan:Saphir-Laser zur Verfügung, der eine gezielte Anregung der Mikrokavitäten in einem ihrer hochenergetischen Reflexionsminima, außerhalb des Stoppbandes, ermöglicht. Der Titan:Saphir-Laser lässt sich hierfür im Energiebereich von $\sim 1,72$ eV bis $\sim 1,24$ eV verfahren und kann darüber hinaus auch im Pulsbetrieb mit einer Repetitionsrate von 82 MHz und einer Pulsdauer von 2 ps betrieben werden. Zur Messung der PL wird der entsprechende Laser (grün) über einen 50/50-Strahlteiler in das Mikroskop-Objektiv mit einer 20-fachen Vergrößerung und einer numerischen Apertur von $NA = 0,42$ eingekoppelt und auf die Probenoberfläche fokussiert. Der Durchmesser des Anregungsbereichs mit gaußförmigen Intensitätsprofil beläuft sich dabei auf wenige Mikrometer, kann jedoch über eine zusätzliche Linse vor dem Objektiv, L0, auf bis zu ~ 50 μm aufgeweitet werden. Zur Abschwächung der Anregungsleistung werden Neutralsichtfilter verwendet, wobei die resultierende Intensität mittels einer Photodiode hinter dem Strahlteiler kontrolliert werden kann. Weiterhin dient ein Chopper-Rad dazu die Anregung periodisch zu unterbrechen und damit den Wärmeeintrag in die Probe zu reduzieren. Zur Orientierung oder für Reflexionsmessungen kann darüber hinaus über einen Klappspiegel eine Weißlichtquelle in den Strahlengang eingekoppelt werden (gelb).

Das in der PL oder EL emittierte Licht der Probe (rot) durchläuft abermals das Objektiv, auf dessen rückseitiger Brennebene die verschiedenen Emissionswinkel räumlich getrennt sind, sodass gleiche Austrittswinkel der Photonen aus der Probenoberfläche auf denselben Ort fokussiert werden. Diese Ebene, auch Fourier-Ebene genannt, wird in der gezeigten $4f$ -Konfiguration über zwei Linsen L1 und L2 auf den Eintrittsspalt des Czerny-Turner-Monochromators abgebildet, wodurch die Emissionswinkel auf der CCD-Kamera aufgelöst werden können. Im Monochromator wird das Licht in der Folge über ein Gitter spektral zerlegt und von einer Si-CCD detektiert. Die spektrale Auflösung des Spektrometers ist dabei abhängig von der Breite des Eintrittsspalt, dem verwendeten Gitter sowie vom Verhältnis der Bildgröße des Signals und der Pixeldichte der CCD. Die Auflösung der Emissionswinkel und der zugehörigen Energien ermöglichen schließlich mit Gl. (34) eine direkte Abbildung der Polariton-Dispersion. Um dabei einen geraden Schnitt durch das Dispersionsminimum zu erhalten, wird der Eintrittsspalt des Monochromators in x -Richtung auf eine Breite von $\sim 30\text{-}50\ \mu\text{m}$ geschlossen, sodass nur Licht der Wellenvektoren $|\vec{k}_{\parallel}| \approx k_y$, um $k_x \sim 0$ analysiert wird. Durch das Verschieben der Linse L2 kann die Fourier-Ebene relativ zum Eintrittsspalt verschoben werden, wodurch man einen Schnitt bei höheren Wellenvektoren $|k_x| \neq 0$ erhält. Durch die Kombination dieser Schnitte erhält man beispielsweise für den Fall einer periodischen Gitterstruktur, die besetzte Bandstruktur der vollständigen Brillouin-Zone, was in der Folge als „Hyperspectral-Imaging“ bezeichnet wird. Zur Filterung der PL dienen ein Tiefpassfilter und ein Linearpolarisator, senkrecht zur Polarisations Ebene des verwendeten Lasers. Gleichzeitig entsteht in der Brennebene zwischen den Linsen L1 und L2 das Realraumabbild der Emissionsstruktur. Über eine optische Apertur A1 kann hier eine räumliche Selektion durchgeführt werden.

Derselbe Messaufbau kann auch dazu verwendet werden, um orts- und energieaufgelöste Messungen durchzuführen. Dazu wird die Objektebene auf den Eintrittsspalt des Monochromators fokussiert, was in der skizzierten $4f$ -Konfiguration durch das Entfernen der Linse L1 erreicht werden kann (blau). Durch das Verschieben der Linse L2 kann hierbei die energieaufgelöste Modenstruktur im Realraum schrittweise zusammengesetzt werden, was in der Folge als „Modentomographie“ bezeichnet wird. Weiterhin lenkt ein Pellicle-Strahlteiler einen Teil des Signals auf eine zweite Kamera, auf der die Emissionsstruktur ohne Energieselektion abgebildet wird. Unter der Beleuchtung mit Weißlicht wird damit eine Orientierung auf der Probenoberfläche ermöglicht.

4 GaAs-Quantenfilm basierende Exziton-Polariton-Laserdioden

Wie in Abschnitt 2.4.2 beschrieben gehört ein Polariton-Laser zur Klasse der monochromatischen und kohärenten Lichtquellen, deren Konzept auf der stimulierten Streuung beruht und somit keine Besetzungsinversion erfordert [29]. So wurden unter optischer Anregung Kondensationsschwellen beobachtet, die typischerweise ein bis zwei Größenordnungen unterhalb der „klassischen“ Laserschwellen liegen [15, 30, 31]. Die Realisierung eines Polariton-Lasers unter elektrischer Anregung verspricht darüber hinaus ein höheres Maß an Praktikabilität und eröffnet neue Möglichkeiten für die Anwendung. Erste Untersuchungen erfolgten hierzu im linearen Regime auf der Basis von dotierten Halbleiter-Mikroresonatoren mit integrierten InGaAs-QWs [157-160]. In diesen Strukturen wurde mit steigender Stromdichte ein Übergang in die schwache Kopplung beobachtet, bevor der Besetzungsschwellwert für die Polariton-Kondensation erreicht werden konnte. Ein Grund für den Übergang ist die Abnahme der Oszillatorstärke der Exzitonen mit steigender Stromdichte durch die zunehmende elektrostatische Abschirmung, wobei letztlich die Mott-Dichte überschritten wird. Zur Stabilisierung der Exzitonen kann beispielsweise ein externes Magnetfeld verwendet werden, mit dem schließlich die Demonstration der ersten elektrisch betriebenen Polariton-Laser gelang [25, 26]. Darauf aufbauend wurden in der Folge auch elektrisch betriebene Polariton-Laser bei Raumtemperatur auf der Basis von GaN, ohne die Verwendung eines externen Magnetfeldes, vorgestellt [28]. Letztere Ergebnisse führten jedoch, auch auf Grund der unkonventionellen Geometrie der Mikrokavität in Form eines Kantenemitters, zu einer kontroversen Diskussion der gezeigten Daten [211, 212]. Darüber hinaus basieren die meisten anspruchsvolleren optischen und elektrooptischen Experimente auf oberflächenemittierenden Strukturen, weshalb sich vor allem diese zur Entwicklung kompakter, elektrisch betriebener Polariton-Bauteile eignen.

Ein weiterer logischer Schritt besteht folglich darin, dass der Betrieb der Oberflächenemitter nicht mehr auf die Verwendung eines externen Magnetfeldes angewiesen ist. Eine Möglichkeit dies zu erreichen, besteht in der Verwendung von GaAs als aktives Material. Der Vorteil des GaAs-Materialsystems besteht im Vergleich zu den InGaAs-QWs darin, dass die QW-Exzitonen eine bis zu ~ 3 mal höhere Oszillatorstärke aufweisen [117]. Gleichzeitig zeigen GaAs-QW eine höhere Exziton-Bindungsenergie

[111, 213, 214], was sich durch den damit verbundene kleineren Bohr-Radius positiv auf die Mott-Dichte auswirkt [68]. Darüber hinaus wird das epitaktische Wachstum mehrere energetisch entarteter QWs durch den Wechsel auf die binäre Verbindung erheblich vereinfacht. Der Nachteil des Materialsystems liegt allerdings darin, dass typischerweise $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}/\text{AlAs}$ Spiegelpaare zur Minimierung der Absorption verwendet werden müssen. Damit sinkt der Brechungsindexkontrast um $\sim 18\%$ was dazu führt, dass mehr Spiegelpaare benötigt werden, um dieselbe Reflektivität und damit denselben Q-Faktor zu erreichen. Dies wirkt sich wiederum negativ auf den elektrischen Widerstand der Polariton-Diode aus, zumal die elektrische Leitfähigkeit von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ mit zunehmendem Al-Anteil abnimmt [215]. Für $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ bedeutet dies eine Reduktion der elektrischen Leitfähigkeit im Vergleich zu GaAs um $\sim 40\%$. Die sich beim Wechsel des aktiven Materials auf GaAs ergebenden Nachteile können jedoch durch ein geeignetes Design des Dotierprofils und der Schichtstruktur ausgeglichen werden. Dazu wird zunächst in Abschnitt 4.1 die Designoptimierung für die dotierten Halbleiter-Mikroresonatoren vorgestellt, bevor im darauffolgenden Abschnitt 4.2 die EL der Polariton-Laserdioden im Detail diskutiert wird.

4.1 Designaspekte dotierter Halbleiter-Mikroresonatoren

Für die Realisierung eines elektrisch betriebenen Polariton-Lasers muss das zugehörige Design der Mikrokavität hinsichtlich vieler verschiedener Aspekte optimiert werden. Dabei gilt es einen Kompromiss der sich gegenseitig beeinflussenden Faktoren zu finden, um eine Polariton-Kondensation unter elektrischer Anregung zu erreichen. Eine große Herausforderung besteht in der homogenen Injektion von Elektron-Loch-Paaren in die QW-Stapel der Heterostruktur. Dafür wird die intrinsische Kavität, die die QW-Stapel enthält, von einem p- beziehungsweise n-dotierten Bereich umschlossen. Der Hauptanteil des elektrischen Widerstandes fällt dabei auf die Banddiskontinuitäten an den Heteroübergängen der DBR-Spiegelpaare zurück, die zu Potentialbarrieren von mehreren 100 meV führen können. Der Nettostromfluss wird folglich vor allem vom Tunnelstrom bestimmt, der auf Grund der hohen Lochmassen für die Löcher im p-dotierten DBR um den Faktor 10 geringer ausfällt als für die Elektronen im n-dotierten Bereich [216]. Das Einbringen von Fremdatomen zur Dotierung der Bragg-Spiegel ruft

wiederum eine Erhöhung der optischen Verluste durch die auftretende Interbandabsorption und die Absorption freier Ladungsträger hervor, was den Q-Faktor der Struktur limitiert [217]. Weiterhin führt eine Reduktion der Potentialbarrieren durch die Wahl anderer Materialien in der Regel auch zu einem kleineren Brechungsindexkontrast, was die Reflektivität der Spiegel beeinträchtigt und nach Gl. (6) die effektive Kavitätslänge erhöht. Bezüglich der elektrischen Gesichtspunkte ist folglich eine hohe Dotierung, eine geringe Anzahl von Spiegelpaaren und eine kleine Banddiskontinuität an den Heteroübergängen nötig, um eine gute Ladungsträgerinjektion in die aktive Zone zu gewährleisten. Hinsichtlich der optischen Eigenschaften ist hingegen eine geringe Absorption, das heißt eine geringe Dotierung, eine hohe Anzahl von Spiegelpaaren sowie ein hoher Brechungsindexkontrast der verwendeten Materialien wünschenswert. Das Dotierprofil als auch die Schichtstruktur müssen daher so angepasst werden, dass die Ladungsträger die aktive Zone ohne nennenswerte ohmsche Verluste erreichen und gleichzeitig die dotierungsbedingte Absorption den Q-Faktor des Resonators nicht signifikant begrenzt.

Für die Polariton-Kondensation müssen die injizierten Ladungsträger schließlich Exzitonen bilden und in ausreichender Anzahl in den Grundzustand des Polariton-Systems relaxieren. Im Gegensatz zur optischen Anregung werden Elektronen und Löcher nicht in demselben QW lokalisiert angeregt, sondern von unterschiedlichen Seiten in die aktive Zone injiziert. Dies erfordert, dass für eine homogene Verteilung von Elektron-Loch-Paaren eine möglichst geringe Anzahl von QWs verwendet wird. Um trotz einer begrenzten Anzahl von QWs zu gewährleisten, dass der Besetzungsschwellwert zur Polariton-Kondensation vor dem aufbrechen der starken Kopplung erreicht werden kann, kann beispielsweise die Relaxation in den Grundzustand effizienter gestaltet werden [25] oder die Lebensdauer der Polaritonen erhöht werden [30], wodurch sich die Kondensationsschwelle reduzieren lässt. Im Allgemeinen ist aber eine hohe Anzahl von QWs von Vorteil, um die mittlere Exziton-Dichte pro QW gering zu halten. Dadurch kann eine höhere Polariton-Dichte angeregt und der Besetzungsschwellwert für die Polariton-Kondensation erreicht werden, bevor das System mit zunehmender Ladungsträgerdichte in die schwache Kopplung übergeht. Die damit verbundene Mott-Dichte kann zusätzlich durch eine Reduktion des Bohr-Radius der Exzitonen erhöht werden, was nach Gl. (14) einer Zunahme der Oszillatorstärke entspricht. Eine hohe Anzahl von QWs und eine hohe Oszillatorstärke führen somit nach Gl. (16) zu einer Erhöhung der Kopplungsstärke beziehungsweise nach Gl. (21) zu einer Maximierung der Rabi-Aufspaltung. Darüber hinaus ist eine hohe Kopplungsstärke auch wünschens-

wert, um der Abnahme der Oszillatorstärke der Exzitonen mit zunehmender Ladungsträgerdichte [118] oder durch den QCSE [62, 63] entgegenzuwirken, sodass sich das System weiterhin im Regime der starken Kopplung befindet (vgl. Abschnitt 2.4).

4.1.1 Optimierung der Schichtstruktur

Zur Optimierung der Ladungsträgerinjektion in die QWs-Stapel der aktiven Zone wird zunächst eine Schichtstruktur gesucht, die hohe Stromdichten erlaubt, ohne nennenswerte ohmsche Verluste zu zeigen. Dazu müssen in einem ersten Schritt die Halbleitermaterialien für die Bragg-Spiegel und die Kavität gewählt werden. Für die DBRs der dotierten Halbleiter-Mikroresonatoren wurden Spiegelpaare aus $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ und AlAs verwendet, die einen guten Kompromiss zwischen dem Brechungsindexkontrast, der Banddiskontinuität und der dotierungsbedingten Absorption darstellen. Für die Materialwahl der Kavität kommen neben AlAs auch $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Kompositionen in Frage. Für die Wahl des Al-Anteils muss allerdings beachtet werden, dass die Beweglichkeit der Ladungsträger oberhalb des Übergangspunktes zwischen der direkten und der indirekten Bandlücke (vgl. Abb. 2.1) ein Minimum aufweist [215]. Weiterhin nimmt die Potentialtopftiefe der eingebetteten GaAs-QWs mit sinkendem Al-Anteil ab. Ein Al-Anteil von $x = 0,40$ stellt somit einen guten Kompromiss für die elektrische Leitfähigkeit und den Ladungsträgereinschluss in den QWs dar.

Im Folgenden sollen nun zwei dotierten Halbleiter-Mikroresonatoren mit einer $\lambda/2$ -Kavität aus AlAs (Probe A) und einer λ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ (Probe B) hinsichtlich der elektrischen Eigenschaften untersucht werden. Sowohl die Probe A als auch die Probe B wurden epitaktisch auf einem Si-dotierten GaAs-Substrat, mit einer Dotierkonzentration von $2\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ und einer (100)-Orientierung, gewachsen. Die intrinsische Kavität der pin-dotierten Mikrokavitäten wird jeweils von zwei Bragg-Spiegeln mit 27 (23) $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}/\text{AlAs}$ Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR umschlossen. Sowohl im Si-dotierten unteren DBR als auch im C-dotierten oberen Bragg-Spiegel wird die Dotierkonzentration symmetrisch zur Kavität schrittweise von $3\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ auf $1\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ gesenkt. Um einen ohmschen Kontakt mit dem später prozessierten p-Kontakt zu gewährleisten wird das oberste Spiegelpaar im oberen DBR stark dotiert, wobei eine Kohlenstoffkonzentration von $1\text{E}19\text{ cm}^{-3}$ gewählt wurde. Weiterhin wurde der elektrische Widerstand der Bragg-Spiegel in der Probe A reduziert, indem die abrupten Heteroübergänge durch quasi-kontinuierliche lineare Gradienten der beiden Halbleitermaterialien ersetzt wurden (DAG, engl. Digital Alloy Grading; vgl.

Abb. A.1 (c) und (d) im Anhang A) [218]. In der Probe B wurden hingegen δ -Dotierungen mit einer Flächendichte von $1E12 \text{ cm}^{-2}$ an den Grenzflächen der Heterostrukturen, die sich in den Feldminima der longitudinalen Mode des Resonators befinden, verwendet [219]. Innerhalb der jeweiligen Kavität wurden vier GaAs-QWs mit einer Breite von jeweils $\sim 8 \text{ nm}$ in das Feldmaximum der optischen Mode eingebettet und durch 4 nm breite Barrieren aus dem Kavitätsmaterial separiert. Die Grunddaten der optischen und der folgenden elektrischen Charakterisierung sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst, während der detaillierte Probenaufbau und die zur Grundcharakterisierung gehörenden Messungen im Anhang A und B der Arbeit diskutiert werden. Im Anschluss an das epitaktische Wachstum und die Grundcharakterisierung wurden die Strukturen entsprechend der in Abschnitt 3.2 und Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Fabrikationsschritte prozessiert. Dabei wurden Mikrosäulen mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ in die planare Schichtstruktur geätzt und elektrisch kontaktiert.

An den prozessierten Proben wurden nun Leistungsserien unter elektrischer Anregung mit einer Gleichspannungsquelle am winkelaufgelösten Messplatz durchgeführt (vgl. Abschnitt 3.3.3). Der Probenstrom wurde über den Spannungsabfall an einem Vorwiderstand von $1 \text{ k}\Omega$ bestimmt und auf die entsprechenden Stromdichten pro Mikrosäule umgerechnet. In Abb. 4.1 (a) und (b) sind die erhaltenen EL-Spektren in linearer Farbdarstellung für unterschiedliche Stromdichten dargestellt. Die Dispersionen wurden im Modell gekoppelter harmonischer Oszillatoren für kleine Stromdichten angepasst (vgl. Gl. (20)), wobei das hh-Exziton mit dem Kavitätsphoton des Mikrosäulenresonator (vgl. Gl. (10)) gekoppelt wurde. Die Rabi-Aufspaltung und die Energie des hh-Exzitons, wurden dazu in Übereinstimmung mit der optischen Grundcharakterisierung (vgl. Tabelle 4.1) gewählt, womit die Energie des Kavitätsphotons $E_C(0)$ als einziger freier

	AlAs-Kavität	$\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ -Kavität
Rabi-Aufspaltung $\hbar\Omega$	$(8,7 \pm 0,5) \text{ meV}$	$(7,0 \pm 0,5) \text{ meV}$
hh-Exziton $E_X(0)$	$1,5957 \text{ eV}$	$1,5694 \text{ eV}$
Diff. Widerstand dU_{Probe}/dI	$(27,2 \pm 1,0) \text{ k}\Omega$	$(11,7 \pm 1,0) \text{ k}\Omega$
Verstimmung $\Delta(0)$	$-10,4 \text{ meV} = -1,2 \hbar\Omega$	$-13,88 \text{ meV} = -2,0 \hbar\Omega$
Heteroübergänge	DAG	δ -Dotierungen

Tabelle 4.1: Grunddaten der optischen und elektrischen Grundcharakterisierung und der in Abb. 4.1 dargestellten elektrischen Leistungsserien der Probe A mit einer $\lambda/2$ -Kavität aus AlAs und der Probe B mit einer λ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$.

Anpassungsparameter verbleibt. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Abb. 4.1 (a) und (b) als gestrichelte Linien für das LP und UP (schwarz), für das Exziton X (rot) und für das Kavitätsphoton C (grün) eingezeichnet und die daraus abgeleiteten Verstimmungen in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Sowohl für die AlAs-Kavität in Abb. 4.1 (a), als auch für die $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ -Kavität in Abb. 4.1 (b) sind für kleine Stromdichten die Dispersionen der unteren Polaritonen zu erkennen. Mit steigender Stromdichte ist im Falle der AlAs-Kavität eine Verschiebung der Emission zu niedrigeren Energien und eine Zunahme der Linienbreite zu beobachten. Für die $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ -Kavität ist hingegen in demselben Anregungsbereich eine instantane Verschiebung zu höheren Energien bis auf die Kavitätsmode zu erkennen, wobei sich die Emission schließlich auf einen kleinen Bereich um $|\vec{k}_{\parallel}| \sim 0$ zusammenzieht. Zur weiteren Analyse der Leistungsserien wurden aus den zweidimensionalen Dispersionen die eindimensionalen Linienspektren um

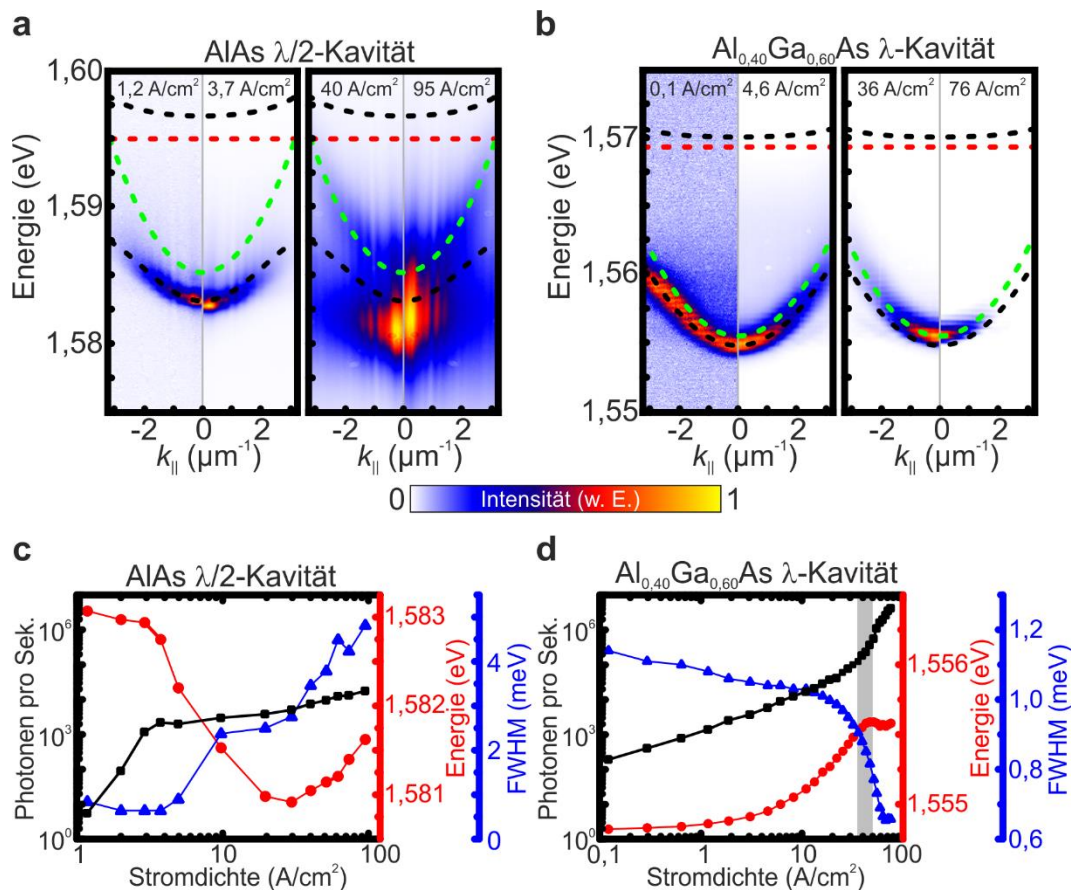


Abbildung 4.1: (a, b) Winkelaufgelösten Dispersionen der Probe A mit einer $\lambda/2$ -Kavität aus AlAs (a) und der Probe B mit einer λ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ (b) für verschiedene Stromdichten. Die gestrichelten Linien entsprechen den im Modell zweier gekoppelter harmonischer Oszillatoren aus hh-Exziton (rot) und Kavitätsphoton (grün) angepassten Dispersionen für kleine Anregungsleistungen, woraus sich der Verlauf der unteren und oberen Polaritonen (schwarz) ergibt. (c, d) Zugehörige Analyse der aus den zweidimensionalen Spektren gewonnenen Linienspektren für die pro Sekunde emittierten Photonen (schwarz, Quadrat), der Emissionsenergie (rot, Kreis) und der Linienbreiten (blau, Dreieck).

$|\vec{k}_{\parallel}| \sim 0$ herum extrahiert und durch die Anpassung der Linienprofile die zugehörigen Emissionsenergien, Linienbreiten und Intensitäten gewonnen. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. 4.1 (c) für die AlAs-Kavität und in Abb. 4.1 (d) für die $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ -Kavität dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde die Effizienz des Messaufbaus für die entsprechende Emissionsenergie bestimmt [164], was die Umrechnung der auf der CCD-Kamera detektierten Ereignisse auf die aus der Struktur emittierten Photonen erlaubt. Im Falle der AlAs-Kavität in Abb. 4.1 (c) steigen in der doppelt-logarithmischen Darstellung die pro Sekunde emittierten Photonen aus der Struktur zunächst linear an und flachen ab einer Stromdichte von rund 3 A/cm^2 ab. Damit verbunden ist eine monotone Abnahme der Emissionsenergie und eine Zunahme der Linienbreite, was in der Regel auf eine Erwärmung der Struktur zurückzuführen ist [98]. Ab einer Stromdichte von rund $(30 \pm 10) \text{ A/cm}^2$ ist in der Dispersion in Abb. 4.1 (a) die ungekoppelte Kavitätsmode sichtbar und der Intensitätsschwerpunkt schiebt, wie in Abb. 4.1 (c) ersichtlich, in diese Richtung, was als Übergang in die schwache Kopplung interpretiert wird. Ein nichtlinearer Anstieg der emittierten Photonen und damit ein Übergang in das Photon-Laser-Regime wurde an der Struktur bei den zugänglichen Stromdichten nicht beobachtet. Für die $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ -Kavität in Abb. 4.1 (d) wird analog zur AlAs-Kavität eine lineare Zunahme der pro Sekunde emittierten Photonen beobachtet. Allerdings flacht die Intensitätskurve nicht ab, sondern zeigt einen nichtlinearen Anstieg der emittierten Leistung bei einer Stromdichte von rund $(42 \pm 10) \text{ A/cm}^2$. Der nichtlineare Anstieg der Intensität wird begleitet von einem Einbruch der Linienbreite, während die Emissionsenergie mit steigender Stromdichte zu höheren Energien verschiebt und oberhalb der Schwelle konstant auf der Position der Kavitätsmode bleibt. Der nichtlineare Anstieg wird daher als Übergang in das Photon-Laser-Regime interpretiert.

Der Vorteil der Probe A mit einer Kavität aus AlAs besteht darin, dass das gängige Design einer $\lambda/2$ -Kavität verwendet werden kann [220], welches im Vergleich zu der λ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ (Probe B), auf eine um den Faktor $\sim \sqrt{2}$ höheren Kopplungsstärke führt (vgl. Gl. (16) und Tabelle 4.1). Allerdings emittiert die Probe B bei ähnlichen Stromdichten deutlich mehr Photonen pro Sekunde, was auf eine effizientere Ladungsträgerinjektion in die GaAs-QWs schließen lässt. Um dies zu bestätigen ist in Abb. 4.2 der berechnete Bandkantenverlauf und die zugehörige Ladungsträgerverteilung in der Nähe der Kniespannung für beide Proben dargestellt. Für die Berechnung

wurde jeweils die Gleichgewichtslösung der gekoppelten Poisson-Strom-Gleichungen für das System selbstkonsistent gelöst. In Übereinstimmung mit der Erwartung aus dem Experiment ist zu erkennen, dass innerhalb der $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ -Kavität eine nahezu homogene Injektion von Elektron-Loch-Paaren in die GaAs-QWs stattfindet, während die AlAs-Kavität eine vergleichsweise geringe Ansammlung von Ladungsträgern in der aktiven Zone zeigt. Weiterhin beträgt der differentielle Widerstand der Probe A mehr als das Doppelte des aus der Strom-Spannungs-Kennlinie extrahierten Wertes der Probe B (vgl. Tabelle 4.1), was sich im Falle der Probe A auf die auftretenden Potentialbarrieren Leitungsband von über 800 meV zwischen den dotierten Bragg-Spiegeln und der intrinsischen Kavität zurückführen lässt, während die $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ -Kavität einen Potentialtopf mit 700 meV hohen Barrieren im Leitungsband und ~ 300 meV hohen Barrieren im Valenzband ausbildet. Der höhere elektrische Widerstand der Probe A bedingt hierbei vermutlich, dass bereits für relativ kleine Stromdichten die auftretenden ohmschen Verluste zu einer Erwärmung der Struktur führen. Die Probe B weist hingegen keine relevanten ohmschen Verluste auf und zeigt darüber hinaus, im Gegensatz zur Probe A, nach dem Aufbrechen der starken Kopplung einen Übergang in das Photon-Laser-Regime. Ein Halbleiter-Mikroresonatoren mit einer $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ -Kavität und integrierten GaAs-QWs ist somit der vielversprechendere Ansatz zur Realisierung eines elektrisch betriebenen Polariton-Lasers. Das System geht jedoch in die schwache Kopplung über, bevor der Besetzungsschwellwert für die Polariton-Kondensation erreicht werden kann. Um dem entgegenzuwirken kann beispielsweise die Lebensdauer der Polaritonen erhöht werden, um die Kondensationsschwelle zu reduzieren, was im folgenden Abschnitt diskutiert werden soll.

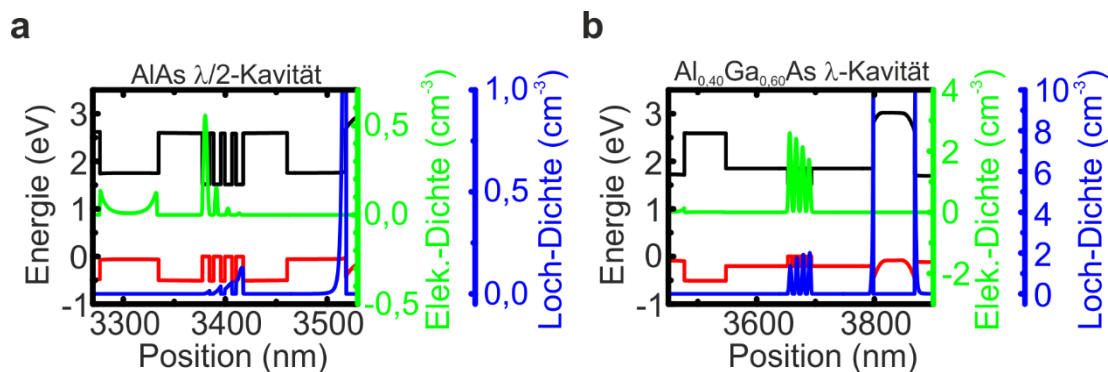


Abbildung 4.2: Berechneter Verlauf des Leitungs- und Valenzbandes und zugehörige Ladungsträgerverteilung zweier pin-dotierter Halbleiter-Mikroresonatoren in der Nähe der Kniespannung für eine $\lambda/2$ -Kavität aus AlAs (a) und eine λ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$. Der Schichtaufbau und das Dotierprofil entsprechen jeweils dem der Probe A und Probe B.

4.1.2 Optimierung des Q-Faktors und des Dotierprofils

Entsprechend der in Abschnitt 2.4.2.1 beschriebenen Relaxationsdynamik ist eine hohe Polariton-Lebensdauer wünschenswert, um den Besetzungsschwellwert zur Polariton-Kondensation zu erreichen, bevor die Mott-Dichte überschritten wird. Um dies zu verdeutlichen ist in Abb. 4.3 (a) die berechnete Anregungsleistung für den Übergang in das Polariton-Kondensat als Funktion des Q-Faktors dargestellt, wobei letzterer nach Gl. (5) und Gl. (23) direkt mit der Lebensdauer der Polaritonen in einem Halbleiter-Mikroresonator verknüpft ist. Für die Berechnung wurden die Ratengleichungen aus Gl. (27) herangezogen und typische Streuraten und Lebenszeiten für das Elektron-Loch- und das Exziton-Reservoir angenommen [164]. Für die Verstimmung, die nach Gl. (23) einen direkten Einfluss auf die Polariton-Lebensdauer hat, wurde wiederum ein Wert von $\sim \hbar\Omega/2$ gewählt [221]:

$$a_{eh \rightarrow X} = 2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}; a_{X \rightarrow LP} = 5 \cdot 10^{-13} \text{ s}^{-1}; \tau_{eh} = 1 \cdot 10^{-9} \text{ s}; \tau_X = 1 \cdot 10^{-9} \text{ s}$$

Die experimentell erreichbaren Q-Faktoren liegen für undotierten Mikrokavitäten typischerweise im Bereich von mehreren 10.000 [30]. In dem beschriebenen Modell ergibt sich hiermit bei einer Erhöhung des Q-Faktors von $Q = 1.000$ auf $Q \sim 20.000$ eine Reduktion der Kondensationsschwelle auf $P_{th,Q=20.000} \sim 0,2P_{th,Q=1.000}$. Eine weitere signifikante Erhöhung des Q-Faktors ist in dem verwendeten System aus technischer Sicht sehr anspruchsvoll [60]. Ferner muss beachtet werden, dass die Dotierung zwar den

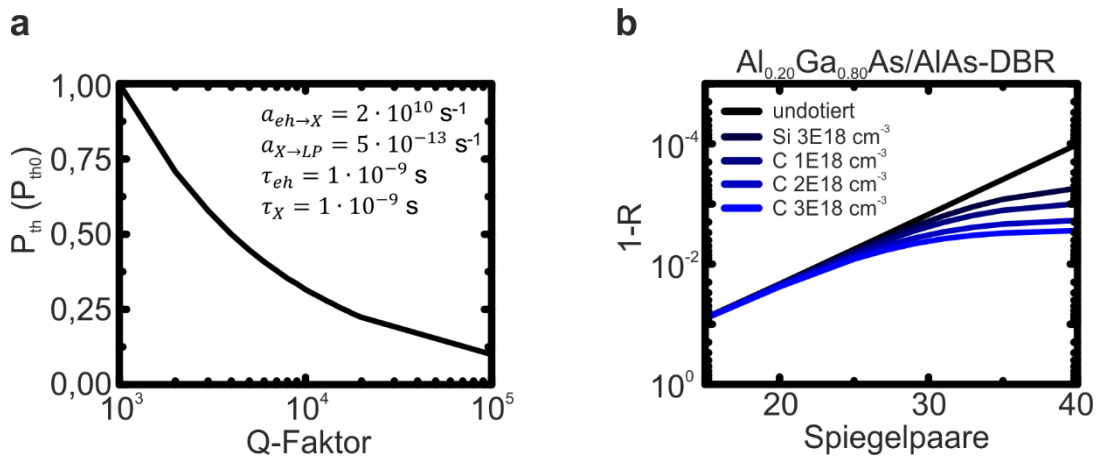


Abbildung 4.3: (a) Berechnete Schwellenleistung P_{th} für die Polariton-Kondensation, normiert auf die Schwellenleistung P_{th0} für einen Q-Faktor von 1.000 in Abhängigkeit vom Q-Faktor. Für die Berechnung wurde das Ratengleichungsmodell aus Gl. (27) mit typische Streuraten und Lebenszeiten verwendet. (b) Berechnete Reflektivität R dotierter Bragg-Spiegel als Funktion der Spiegelpaare. Die Rechnung wurde für eine Temperatur von 10 K und einer Energie von $E_C = 1,5731$ eV durchgeführt. Die dimensionslosen Extinktionskoeffizienten der $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ Schichten belaufen sich für Si mit einer Dotierkonzentration von $3\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ auf $0,627\text{E}-4$ und für C mit einer Dotierkonzentration von $1\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ auf $1,255\text{E}-4$, für $2\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ auf $2,510\text{E}-4$ und für $3\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ auf $3,765\text{E}-4$ [217].

elektrischen Widerstand der Bragg-Spiegel senkt [216], gleichzeitig allerdings auch zu höheren optischen Verlusten durch die Interbandabsorption oder durch die Absorption freier Ladungsträger führt [217]. Dazu ist in Abb. 4.3 (b) die mittels der Transfermatrix-Methode berechnete Reflektivität eines DBRs mit $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}/\text{AlAs}$ Spiegelpaaren als Funktion der Spiegelpaare für unterschiedliche Dotierkonzentrationen dargestellt. Die Rechnung wurde für eine Temperatur von 10 K und einer Energie von $E_C = 1,5731$ eV durchgeführt, was ca. 200 meV unter der $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ -Bandkante liegt. Unterhalb der Bandkante fällt der Extinktionskoeffizient exponentiell ab, was als Urbach-Ausläufer bezeichnet wird und auf lokale Potentialfluktuationen zurückzuführen ist [222]. Für die Interbandabsorption sind folglich nur die $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ -Schichten relevant. Mit zunehmender Dotierkonzentration verbeitert sich der Urbach-Ausläufer [217], womit die Extinktionskoeffizienten zunehmen und die Reflektivität der Spiegel begrenzen. Die Verlustmechanismen sind dabei für die p-dotierten Spiegel ausgeprägter als für die n-dotierten Bereiche. Für einen Resonator bedeutet dies, dass der Q-Faktor nur für geringe Absorptionsverluste durch weitere Spiegelpaare signifikant gesteigert werden kann, was eine reduzierte Dotierkonzentration voraussetzt. Hierbei muss nun ein Kompromiss für das Dotierprofil gefunden werden, welches eine Steigerung des Q-Faktors erlaubt und gleichzeitig eine ausreichende Injektion von Elektron-Loch-Paaren in die aktive Zone ermöglicht, ohne nennenswerte ohmsche Verluste in Form einer Erwärmung der Struktur zu zeigen.

Zur Optimierung des Dotierprofils der Halbleiter-Mikroresonatoren wurden nun, ausgehend von der Probe B aus Abschnitt 4.1.1, Resonatoren mit $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}/\text{AlAs}$ Spiegelpaaren und einer λ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ epitaktisch gewachsen und sowohl die Anzahl der Spiegelpaare als auch das Dotierprofil variiert. Weiterhin wurde ein Stapel mit vier 13 nm breiten GaAs-QWs und 4 nm breiten Barrieren aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ in das zentrale Feldmaximum der Kavität integriert. Analog zum Vorgehen in Abschnitt 4.1.1 wurden dann nach der optischen Grundcharakterisierung Mikrosäulenresonatoren mit einem Durchmesser von 20 μm prozessiert, kontaktiert und hinsichtlich der elektrischen Eigenschaften und dem Q-Faktor in der EL untersucht. In Abb. 4.4 (a) ist das optimierte Dotierprofil am Beispiel einer Mikrokavität mit 31 (27) Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR dargestellt, bei dem eine ausreichende Zunahme des Q-Faktors und gleichzeitig eine mit der Probe B aus Abschnitt 4.1.1 vergleichbare EL beobachtet wurde. Sowohl im Si-dotierten unteren DBR als auch im C-dotierten oberen Bragg-Spiegel wurden die Dotierkonzentrationen schrittweise symmetrisch zur Kavität

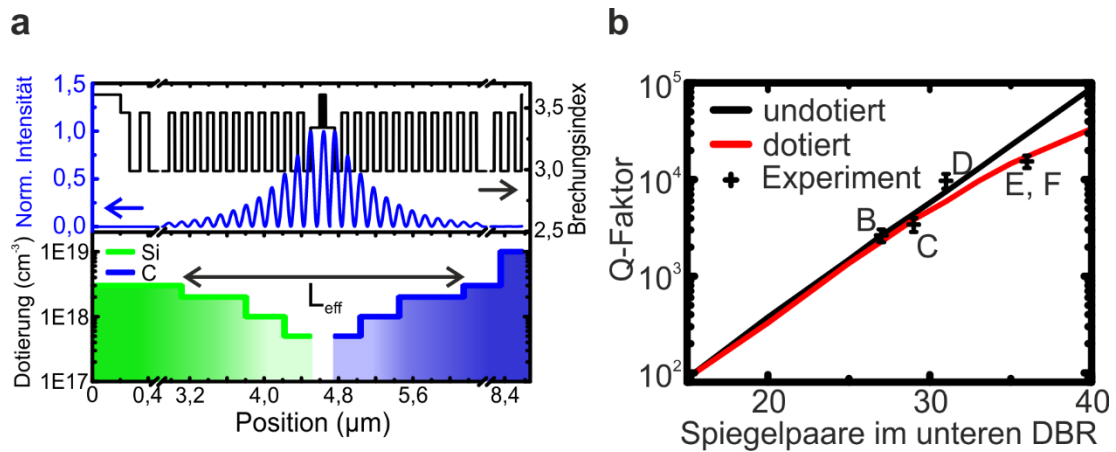


Abbildung 4.4: (a) Optimiertes Dotierprofil der Halbleiter-Mikroresonatoren und zugehörige Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes, am Beispiel der Probe D mit 31 (27) Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR. (b) Aus der Transfermatrix-Methode abgeleitete Q-Faktor der optimierten Mikrokavitäten als Funktion der Spiegelpaare im unteren DBR. Dargestellt ist sowohl der undotierte Fall (schwarz), als auch der Verlauf mit dem optimierten Dotierprofil (rot). Für die Rechnung wurde angenommen, dass der obere Bragg-Spiegel insgesamt vier Spiegelpaare weniger enthält als der untere. Darüber hinaus sind die experimentell bestimmten, intrinsischen Q-Faktoren für die Proben B-F eingezeichnet.

hin im Bereich der effektiven Kavitätslänge (vgl. Gl. (6)) reduziert. Das heißt die Dotierung wurde 10 Spiegelpaare vor der eigentlichen Kavität von $3\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ auf $2\text{E}18\text{ cm}^{-3}$, 5 Spiegelpaare vorher von $2\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ auf $1\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ und 2 Spiegelpaare vor der intrinsischen Kavität von $1\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ auf $0,5\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ gesenkt. Analog zur Probe B wurde die Kohlenstoffkonzentration im letzten Spiegelpaar des oberen DBRs auf $1\text{E}19\text{ cm}^{-3}$ erhöht, um einen ohmschen Kontakt mit dem später prozessierten p-Kontakt zu generieren. Die zur Grundcharakterisierung gehörenden Messungen der hergestellten Proben werden im Detail im Anhang C–F der Arbeit für die Probe C mit 29 (25) Spiegelpaaren, die Probe D mit 31 (27) Spiegelpaaren und die Proben E-F mit 36 (30) Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR diskutiert.

In Abb. 4.4 (b) ist der aus der Transfermatrix-Methode abgeleitete Q-Faktor der beschriebenen Halbleiter-Mikroresonatoren als Funktion der Spiegelpaare im unteren DBR für den undotierten Fall (schwarz) und mit dem optimierten Dotierprofil (rot) dargestellt. Analog zur Rechnung in Abb. 4.3 (b) wurden die Schichten auf eine nominelle Energie des Kavitätsphotons von $E_c = 1,5731\text{ eV}$ angepasst (vgl. Gl (3) und Gl. (4)) und für die Werte des komplexwertigen Brechungsindex eine Materialtemperatur von 10 K angenommen. Es ergibt sich, dass der Q-Faktor in der logarithmischen Darstellung für den undotierten Fall mit steigender Anzahl von Spiegelpaare linear zunimmt, während der Q-Faktor der dotierten Struktur oberhalb von 30 Spiegelpaaren im unteren DBR sichtbar abflacht. In dem dargestellten Bereich wird jedoch noch keine Sättigung er-

reicht, sodass eine Erhöhung der Anzahl an Spiegelpaaren zu einer deutlichen Steigerung des Q-Faktors führen sollte. Weiterhin ist ersichtlich, dass rund 35 – 37 Spiegelpaare im unteren DBR nötig sind, um den angestrebten Q-Faktor von ~ 20.000 zu erreichen. Für die Rechnung wurde angenommen, dass der obere Bragg-Spiegel insgesamt vier Spiegelpaare weniger enthält als der untere. Zur experimentellen Bestimmung der intrinsischen Q-Faktoren (vgl. Abschnitt 2.2.1) der hergestellten Proben sollte idealerweise eine leere Kavität verwendet werden, das heißt ohne eingebettete GaAs-QWs, um die Linienbreite des Kavitätsphotons ohne den Einfluss des QW-Exzitons messen zu können (vgl. Gl. (5) und Gl. (23)). Ferner sind die dotierungsbedingten Absorptionsverluste durch den Urbach-Ausläufer stark von der Emissionsenergie abhängig. Auf Grund dessen wurde zur Bestimmung des Gütefaktors eine starke photonische Verstärkung gewählt, um den Effekt der starken Kopplung (vgl. Abb. 2.9)) und der Absorption zu minimieren. Darüber hinaus wurde der Q-Faktor an prozessierten Mikrosäulenresonatoren gemessen, um eine Linienverbreiterung der Emission durch den wachstumsbedingten Schichtdickengradienten zu reduzieren [69]. Die so erhaltenen Werte für die intrinsischen Q-Faktoren der gewachsenen Proben B-E (vgl. Anhang B-E) und die zugehörigen Standardabweichungen sind in Abb. 4.3 (b) eingezeichnet und zeigen in weiten Teilen eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten. Die Proben E und F mit 36 (30) Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR erreicht hierbei den größten Q-Faktor von rund ~ 16.000 , womit sich nach Abb. 4.3 (a) die Kondensationsschwelle auf $P_{th,16k} \sim 0,25P_{th,1k}$ reduzieren lassen sollte.

An den prozessierten Proben wurden nun analog zur Abb. 4.1 Leistungsserien unter elektrischer Anregung mit einer Gleichspannungsquelle am winkelaufgelösten Messplatz durchgeführt, um die Strukturen hinsichtlich der Polariton-Kondensation zu untersuchen. In Abb. 4.5 (a) sind dazu die erhaltenen EL-Spektren in linearer Farbdarstellung für unterschiedliche Stromdichten am Beispiel der Probe D mit 31 (27) Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR dargestellt. Aus der Anpassung der Dispersionen für eine Stromdichte von 4 A/cm^2 im Modell gekoppelter harmonischer Oszillatoren, zwischen dem hh-Exziton und dem Kavitätsphoton, ergibt sich eine Verstimmung von $\Delta(0) = -2,0 \text{ meV} = 0,4 \hbar\Omega$. Für kleine Stromdichten sind die Dispersionen des unteren und oberen Polaritons zu erkennen, während das LP mit steigender Stromdichte zu höheren Energien verschiebt. Die untere Dispersion ändert jedoch bei einer Anregungsleistung von $(30 \pm 5) \text{ A/cm}^2$ abrupt ihre Krümmung, sodass sie dem Verlauf der berechneten Kavitätsmode folgt. Gleichzeitig ist auch keine Emission mehr vom UP zu erkennen.

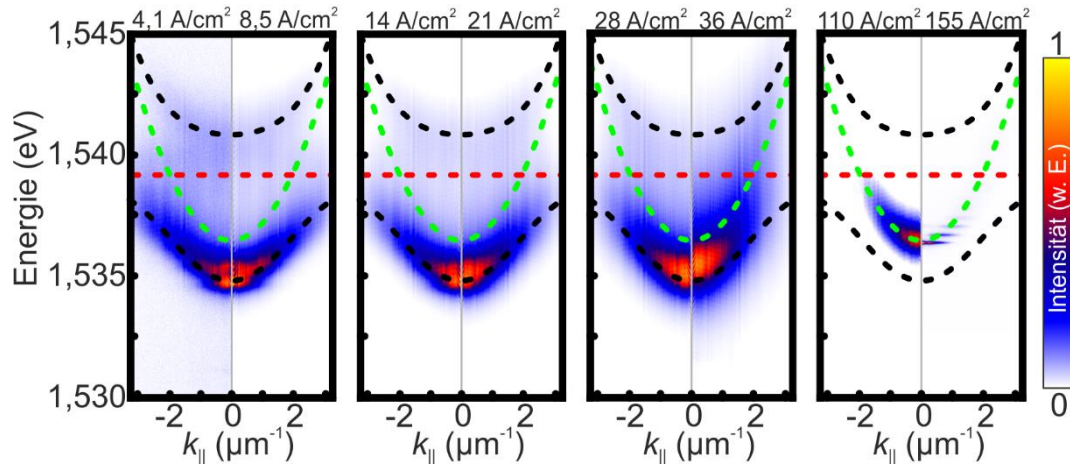


Abbildung 4.5: Winkelaufgelösten Dispersionen der Probe D mit 31 (27) Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR für verschiedene Stromdichten. Die gestrichelten Linien entsprechen den im Modell zweier gekoppelter harmonischer Oszillatoren aus hh-Exziton (rot) und Kavitätsphoton (grün) angepassten Dispersionen für kleine Anregungsleistungen, woraus sich der Verlauf der unteren und oberen Polaritonen (schwarz) ergibt. Bei einer Stromdichte von $(30 \pm 5) \text{ A/cm}^2$ geht das System in die schwache Kopplung über, schiebt auf die Kavitätsmode und zeigt schließlich einen Übergang in das Photon-Laser-Regime.

Die angegebene Stromdichte wird daher als Übergang in die schwache Kopplung interpretiert. Mit weiter ansteigender Stromdichte schiebt die Dispersion schließlich auf die Kavitätsmode, bevor ein Übergang in das Photon-Laser-Regime beobachtet wird.

Trotz des erhöhten Q-Faktors, der nach Abb. 4.3 (a) zu einer Reduktion der benötigten Schwellenleistung zur Polariton-Kondensation führen sollte, wird nach wie vor ein Übergang in die schwache Kopplung beobachtet, bevor der Besetzungsschwellwert zur Polariton-Kondensation erreicht werden kann. Um dabei die injizierte Exziton-Dichte n_x mit der Mott-Dichte zu vergleichen kann erstere unter der Vernachlässigung von nicht-strahlenden Zerfallsprozessen direkt aus der gemessenen Stromdichte j und der mittleren Rekombinationszeit τ über $n_x = j\tau/e$ berechnet werden [157]. Für den angegebenen Übergang in die schwache Kopplung bei einer Stromdichte von $(30 \pm 5) \text{ A/cm}^2$ ergibt sich somit eine mittlere Exziton-Dichte pro QWs von $n_x \approx (1-3) \text{ E}10 \text{ cm}^{-2}$, was nach [6] im Bereich der Mott-Dichte liegen sollte. Um dem entgegenzuwirken kann, wie in der Einleitung von Abschnitt 4.1 bereits diskutiert wurde, zum einen die mittlere Exziton-Dichte pro QW reduziert und zum anderen die Mott-Dichte erhöht werden.

4.1.3 Optimierung der Rabi-Aufspaltung

Die Kopplungsstärke V und die damit verbundene Rabi-Aufspaltung $\hbar\Omega$ eines Halbleiter-Mikroresonators kann nach Gl. (16) durch eine Erhöhung der Oszillatorstärke f ,

einer größeren Anzahl von QWs N_{QW} , als auch durch eine Verringerung der effektiven Kavitätslänge L_{eff} maximiert werden. Zur Erhöhung der Oszillatorstärke trägt nach Gl. (14) sowohl eine Reduktion des Exziton-Bohr-Radius, als auch eine Vergrößerung des Wellenfunktionsüberlapp zwischen Elektron und Loch bei, was durch eine Verringerung der QW-Breite erreicht werden kann [111]. Der damit verbundene reduzierte Bohr-Radius der QW-Exzitonen führt ferner auch zu einer größeren Mott-Dichte [6, 111]. Die Rabi-Aufspaltung nimmt weiterhin mit einer größeren Anzahl von QWs in den Feldmaxima der longitudinalen Resonator-Mode zu, was zusätzlich unter der Annahme einer homogenen Ladungsträgerinjektion zu einer Verringerung der mittleren Exziton-Dichte pro QW um den Faktor $1/N_{QW}$ führt. Aufgrund der größeren Mott-Dichte erlaubt auch die verringerte mittlere Anzahl von Exzitonen pro QW eine höhere Stromdichte für den elektrischen Betrieb der dotierten Mikrokavitäten im Regime der starken Kopplung. Dadurch können mehr Polaritonen angeregt werden, wodurch der Besetzungsschwellwert für die Polariton-Kondensation leichter erreicht werden kann, bevor das System mit zunehmender Ladungsträgerdichte in die schwache Kopplung übergeht [118]. Für die elektrische Injektion von Elektron-Loch-Paaren ist weiterhin zu beachten, dass die auftretenden intrinsischen Felder und die damit verbundenen Bandkantenverbiegungen zu einer Reduktion der Rabi-Aufspaltung führen können. Zum einen bedingt der QCSE neben einer Abnahme der Emissionsenergie auch eine Verringerung der Oszillatorstärke [123]. Zum anderen können resonante Tunnelprozesse zu einer Ladungsträgerumverteilung führen, wodurch einzelne QWs auf Grund der damit verbundenen Verschiebung der Energiezustände nicht mehr an der starken Kopplung beteiligt sind [10, 12]. Darüber hinaus nimmt die Oszillatorstärke der Exzitonen und damit die Rabi-Aufspaltung unabhängig von der Anregungsmethode mit zunehmender Ladungsträgerdichte sukzessiv ab. So führen einerseits die umgebenden Ladungsträger zu einer Abschirmung der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch [118] und andererseits bewirkt der fermionische Charakter der injizierten Teilchen auf Grund des zu beachteten Pauli-Prinzips eine zusätzliche Abnahme der Oszillatorstärke [119, 120]. Eine hohe Rabi-Aufspaltung ist daher auch wünschenswert, um der Reduktion der Kopplungsstärke mit zunehmender Anregungsleistung vorzubeugen, sodass weiterhin die Bedingung der starken Kopplung erfüllt wird (vgl. Abschnitt 2.4).

Neben schmaleren und einer höheren Anzahl von QWs kann die Rabi-Aufspaltung zusätzlich durch eine Verringerung der effektiven Kavitätslänge erhöht werden. Im Falle

der verwendeten $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ -Kavitäten für die dotierten Halbleiter-Mikroresonatoren wird in der Regel eine λ -Kavität verwendet, da sich hier im Zentrum der Kavität ein Feldmaximum der longitudinalen Resonator-Mode ausbildet. Bei der Reduktion auf eine $\lambda/2$ -Kavität müssen die QW-Stapel hingegen in die beiden Feldmaxima am Übergang zu den Bragg-Spiegeln integriert werden. Das zugehörige Design für diesen Ansatz ist in Abb. 4.6 anhand des Brechungsindexverlaufs, der berechneten Feldintensität und dem jeweiligen Dotierprofil dargestellt. Entsprechend der obigen Diskussion wurden dabei sowohl schmalere GaAs-QWs mit einer Breite von 7 nm verwendet als auch die Anzahl von QWs in den Feldmaxima der optischen Moden zwischen vier (Abb. 4.6 (a); Probe E) und acht (Abb. 4.6 (a); Probe F) variiert. Ausgehend vom Abschnitt 4.1.1 und Abschnitt 4.1.2 zur Optimierung der Schichtstruktur, des Q-Faktors und des Dotierprofils, wurden $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}/\text{AlAs}$ Spiegelpaare mit 36 (30) Wiederholungen im unteren (oberen) DBR verwendet. Das Dotierprofil entspricht dem optimierten Profil aus Abb. 4.4 (a) mit dem Unterschied, dass die Dotierung nicht an der Kavität endet, sondern bereits $\sim 0,5$ Spiegelpaare zuvor, um eine mögliche Migration der Dotiermaterialien in die QW-Region zu vermeiden [223, 224], was zu Defektzuständen und einer Linienverbreiterung der Emission führen würde [193, 225]. Zusätzlich wurde der elektrische Widerstand der Bragg-Spiegel durch den Einsatz von δ -Dotierungen mit einer Flächendichte von $1\text{E}12\text{ cm}^{-2}$ an den Grenzflächen der Heterostrukturen, die sich in den Feldminima der longitudinalen Mode des Resonators befinden, reduziert [219]. Für den detaillierten

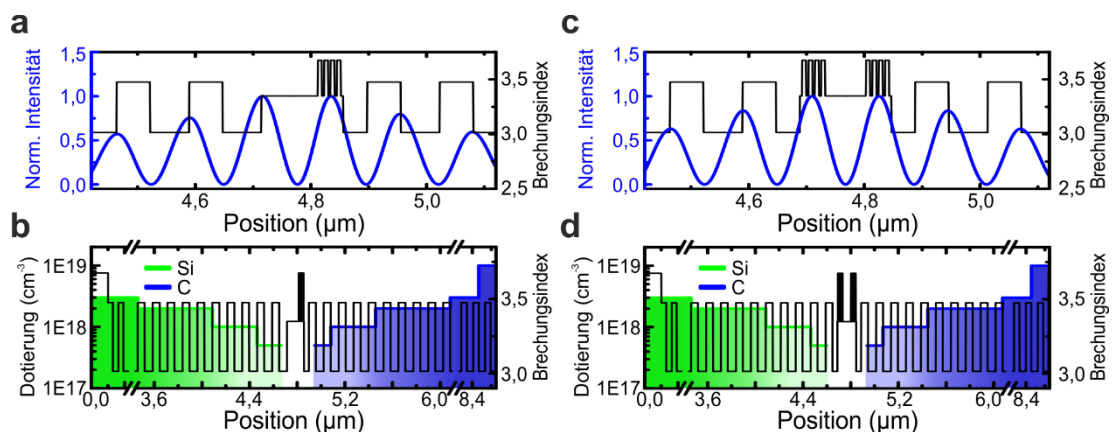


Abbildung 4.6: (a, b) Brechungsindexverteilung und berechnete Feldintensität der optischen Mode im Bereich der aktiven Zone der Probe E mit einer $\lambda/2$ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ und einem Stapel mit insgesamt vier GaAs-Quantenfilmen (QWs) im Feldmaximum an der Grenzfläche zum oberen Bragg-Spiegel (a) und zugehöriges Dotierprofil des gesamten Resonators (b). (c, d) Brechungsindexverteilung und berechnete Feldintensität der optischen Mode im Bereich der aktiven Zone der Probe F mit einer $\lambda/2$ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ und zwei Stapeln mit jeweils vier GaAs-QWs in den beiden Feldmaxima zwischen der Kavität und dem oberen und unteren Bragg-Spiegeln (c) und zugehöriges Dotierprofil des gesamten Resonators (d).

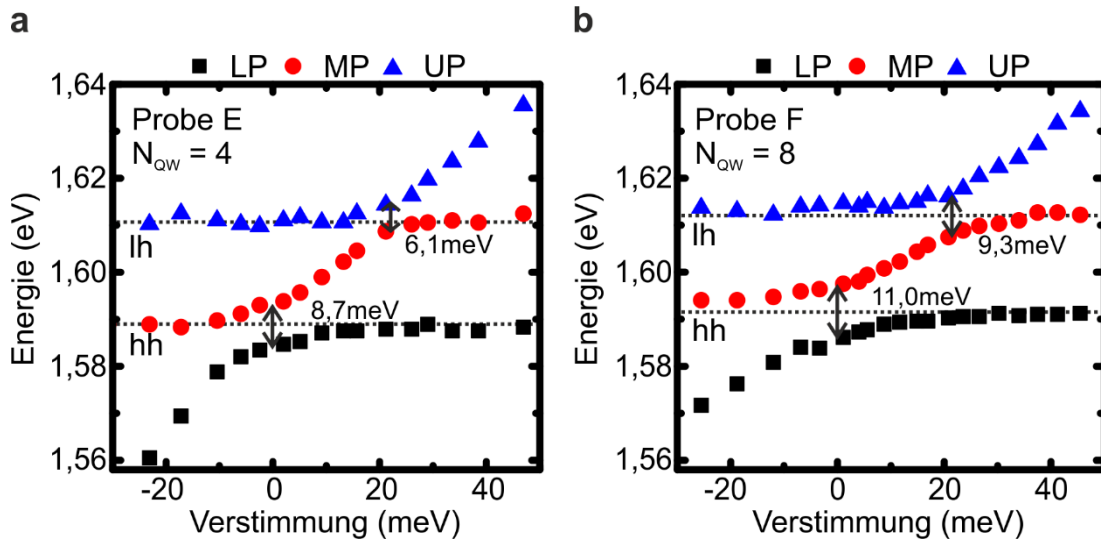


Abbildung 4.7: (a, b) Aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Verstimmung zwischen dem Kavitätsphoton und dem hh-Exziton, für die Probe E mit insgesamt vier GaAs-Quantenfilmen (QWs) (a) und die Probe F mit acht GaAs-QWs (b).

Schichtaufbau und die weiterführende optische und elektrische Grundcharakterisierung sei wieder auf den Anhang E-F der Arbeit verwiesen.

Im Anschluss an das epitaktische Wachstum der Proben E-F wurden diese zur Grundcharakterisierung am Photolumineszenz- und Reflexions-Messaufbau aus Abschnitt 3.3.2 untersucht. Wie dort bereits beschrieben wurde kann dabei die Rabi-Aufspaltung unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten über den Wafer, aus den positionsabhängigen Reflexionsmessungen extrahiert werden. In Abb. 4.7 (a) und (b) sind die daraus erhaltenen Energiepositionen der Reflexionsminima als Funktion der energetischen Verstimmung $\Delta(0)$ zwischen dem Kavitätsphoton und dem hh-Exziton für die Proben E und F dargestellt. Auf Grund der individuellen Kopplung des Kavitätsphotons mit dem hh-Exziton einerseits und dem lh-Exziton andererseits, können insgesamt drei Polariton-Moden identifiziert werden, die als unteres (LP), mittleres (MP) und obere (UP) Polariton interpretiert werden. Sowohl das LP als auch das MP zeigen ein antikreuzendes Verhalten mit der jeweiligen höheren Polariton-Mode, während das Kavitätsphoton über die entsprechende Exziton-Resonanz geschoben wird. Die minimale Energiedifferenz der antikreuzenden Polariton-Äste, MP-LP beziehungsweise UP-MP, entspricht dabei der Rabi-Aufspaltung $\hbar\Omega$ (vgl. Abb. 2.10). Daraus ergibt sich für die Probe E mit vier GaAs-QWs eine Aufspaltung von $\hbar\Omega_{hh} = (8,7 \pm 0,5) \text{ meV}$ für die hh-Exziton-Photon- und $\hbar\Omega_{lh} = (6,1 \pm 0,5) \text{ meV}$ für die lh-Exziton-Photon-Kopplung. Für die Probe F folgt eine Rabi-Aufspaltung von $\hbar\Omega_{hh} = (11,0 \pm 0,5) \text{ meV}$

für die hh-Exziton-Photon- und $\hbar\Omega_{lh} = (9,3 \pm 0,5)$ meV für die lh-Exziton-Photon-Kopplung. Zum Vergleich mit den bisherigen Proben sind in Tabelle 4.2 die relevanten Daten zum strukturellen Aufbau der aktiven Zone und die experimentell bestimmte Rabi-Aufspaltung $\hbar\Omega_{Exp}$ für die Kopplung des Kavitätsphotons mit dem hh-Exziton dargestellt. Um die Zunahme der Rabi-Aufspaltung zu begründen, ist zusätzlich die berechnete effektive Kavitätslänge L_{eff} (vgl. Gl. (6)) an der Resonanz und die theoretisch erwartete Oszillatorstärke der QW-Exzitonen f_{Theo} [111] in der Tabelle zusammengefasst. Zusammen mit der Anzahl von QWs in den Feldmaxima der optischen Resonator-Mode N_{QW} , kann schließlich mit Gl. (16) und Gl. (21), unter Vernachlässigung der Liniensbreiten und ausgehend von dem Wert der Probe D als Referenz, die theoretisch zu erwartende Rabi-Aufspaltung $\hbar\Omega_{Theo}$ berechnet werden, die im Rahmen des Fehlers eine gute Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Werten zeigt.

Bezüglich der Rabi-Aufspaltung stellt die Probe F die vielversprechendste Struktur zur Realisierung eines elektrisch betriebenen Polariton-Lasers dar. Durch die größere Anzahl an schmalen GaAs-QWs sollte zum einen die Mott-Dichte erhöht und zum anderen die mittlere Anzahl von Exzitonen pro QW verringert werden. Gleichzeitig beträgt der Q-Faktor der Struktur rund ~ 16.000 (vgl. Abb. 4.3 (b) und Anhang F), was im Vergleich zu den anfänglich untersuchten Proben A-D nach Abb. 4.3 (a) zu einer weiteren Reduktion der Kondensationsschwelle führen sollte. Ein Nachteil der Struktur liegt jedoch darin, dass die beiden QW-Stapel räumlich separiert sind, was eine homogene Injektion von Elektron-Loch-Paaren erschwert. Dazu ist in Abb. 4.8 (a) der berechnete Bandkantenverlauf und die zugehörige Ladungsträgerverteilung in der Nähe der Knie-spannung für die Schichtstruktur und das Dotierprofil der Probe F dargestellt, wobei die

Probe	Kavitätstyp	QW-Breite (nm)	N_{QW}	L_{eff} (nm)	f_{Theo} (cm^{-2})	$\hbar\Omega_{Theo}$ (meV)	$\hbar\Omega_{Exp}$ (meV)
Probe D	$\lambda\text{-Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$	$(13 \pm 0,5)$	4	~ 3130	$4,3 \cdot 10^{12}$	5,4	$(5,4 \pm 0,5)$
Probe B	$\lambda\text{-Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$	$(8 \pm 0,5)$	4	~ 2930	$6,2 \cdot 10^{12}$	7,0	$(7,0 \pm 0,5)$
Probe E	$\lambda/2\text{-Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$	$(7 \pm 0,5)$	4	~ 2550	$6,7 \cdot 10^{12}$	7,5	$(8,7 \pm 0,5)$
Probe F	$\lambda/2\text{-Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$	$(7 \pm 0,5)$	8	~ 2510	$6,7 \cdot 10^{12}$	10,6	$(11,0 \pm 0,5)$

Tabelle 4.2: Grunddaten zum strukturellen Aufbau der aktiven Zone und experimentell bestimmte Rabi-Aufspaltung $\hbar\Omega_{Exp}$ für die Kopplung des Kavitätsphotons mit dem hh-Exziton der untersuchten Halbleiter-Mikroresonatoren. Aus der Anzahl der Quantenfilme (QWs) in den Feldmaxima der optischen Resonator-Mode N_{QW} , der mit Gl. (6) berechneten effektiven Kavitätslänge L_{eff} und der theoretischen Oszillatorstärke der QW-Exzitonen f_{Theo} [111], kann ausgehend von der Probe D die theoretisch erwartete Rabi-Aufspaltung $\hbar\Omega_{Theo}$ berechnet werden.

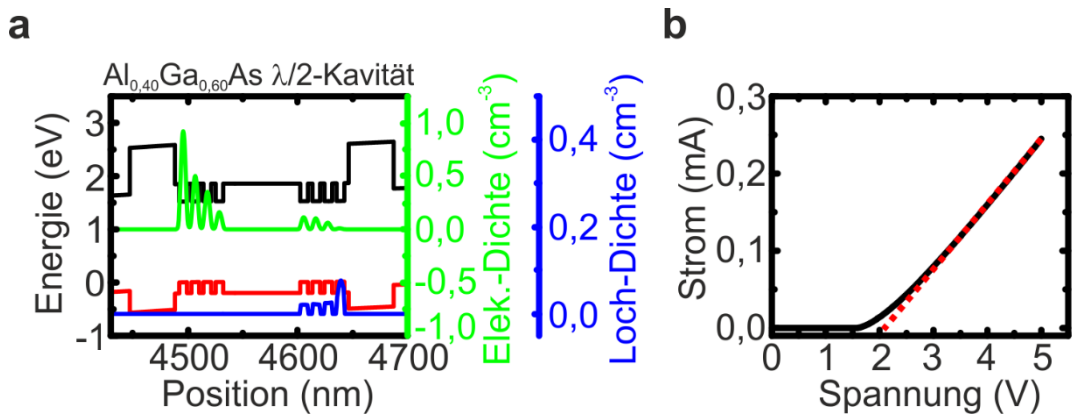


Abbildung 4.8: (a) Berechneter Verlauf des Leitungs- und Valenzbandes und zugehörige Ladungsträgerverteilung in der Nähe der Kniespannung für die Probe F mit einer $\lambda/2$ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ und zwei Stapeln mit jeweils vier GaAs-QWs in den beiden Feldmaxima zwischen der Kavität und dem oberen und unteren Bragg-Spiegeln. (b) Experimentell bestimmte Strom-Spannungs-Kennlinie der planaren Schichtstruktur der Probe F.

Berechnung analog zur berechneten Ladungsträgerverteilung in Abb. 4.2 erfolgt. Es ist zu erkennen, dass beide QW-Stapel mit abnehmender Dichte von Elektronen besetzt werden, während sich die Löcher, bedingt durch die geringere Leitfähigkeit, nur in dem QW-Stapel auf der Seite des p-dotierten DBRs ansammeln. Diese Inhomogenität in der Besetzung der QWs mit den injizierten Ladungsträgern sollte allerdings durch die starke Kopplung des Systems ausgeglichen werden können. Dabei kommt es auf der Zeitskala der Rabi-Oszillationen zum Zerfall der sich bildenden Exzitonen, wobei das emittierte Photon von einem weiteren QW unter der Erzeugung eines neuen Exziton absorbiert wird [167]. Durch die sich wiederholenden Emissions- und Absorptionsprozesse wird somit eine effiziente photonische Umverteilung der injizierten Ladungsträger erreicht, wodurch alle QWs an der starken Kopplung teilnehmen sollten.

Abschließend sollen noch die grundlegenden elektrischen Eigenschaften der pin-dotierten Halbleiter-Mikroresonatoren anhand der Dioden-Kennlinien diskutiert werden. Um dabei eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den einzelnen Proben zu erhalten wurden, anstelle der elektrisch kontaktierten Mikrosäulenresonatoren die Strom-Spannungs-Eigenschaften der planaren Strukturen untersucht. Zur Definition der p-Kontakte wurden 3 mm lange Kontaktstreifen mit einer Breite von 100 μm auf der Oberseite der Proben aus einer Schichtfolge aus Ti-Au aufgedampft. Der n-Kontakt wurde zuvor auf der Substratunterseite durch eine Schichtfolge aus Au-Ge-Ni-Au festgelegt. Entsprechend dem in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen Messaufbau zur elektrischen Anregung wurden dann für eine Probentemperatur von $\sim 4,2$ K die Strom-Spannungs-Kennlinien aufgenommen. Der Probenstrom $I = U_{Vor}/R_{Vor}$ wurde dabei über den Span-

nungsabfall U_{Vor} an dem Vorwiderstand mit $R_{Vor} = 1 \text{ k}\Omega$ bestimmt, während sich die Dioden-Spannung der Probe U_{Probe} aus der Differenz zur externen Spannung U der Gleichspannungsquelle ergibt, $U_{Probe} = U - U_{Vor}$. In Abb. 4.8 (b) ist die daraus erhaltene Kennlinie für die Probe F dargestellt. Aus der Steigung der Kurve kann oberhalb der Kniespannung von $\sim 2,1 \text{ V}$ ein nahezu konstanter differentieller Widerstand U_{Probe}/dI von $\sim (12,0 \pm 1,0) \text{ k}\Omega$ bestimmt werden. Zum Vergleich der unterschiedlichen Proben A-F sind in Tabelle 4.3 die Grunddaten zum strukturellen Aufbau der dotierten Mikroavitäten und die aus den Kennlinien extrahierten Werte für die Kniespannungen und die differentiellen Widerstände dargestellt. Wie bereits in Abschnitt 4.1.1 diskutiert liegt der differentielle Widerstand der Probe A mit $\sim (27,2 \pm 1,0) \text{ k}\Omega$, auf Grund der sich ausbildenden Potentialbarrieren zwischen den dotierten Bragg-Spiegeln und der intrinsischen Kavität, deutlich über den Wert der Probe B mit $\sim (11,7 \pm 1,0) \text{ k}\Omega$. Mit steigender Anzahl von Spiegelpaaren nimmt der differentielle Widerstand nur leicht zu und erreicht bei den nochmals angepassten Dotierprofilen der Proben E und F einen Wert um $\sim 12 \text{ k}\Omega$. Die räumliche Separation der QW-Stapel führt somit im Rahmen des Fehlers zu keiner signifikanten Erhöhung des differentiellen Widerstandes.

Probe	Kavitätstyp	N_{QW}	Spiegel unterer DBR	Spiegel oberer DBR	Knie- spannung	dU_{Probe}/dI ($\text{k}\Omega$)
Probe A	$\lambda/2$ -AlAs	4	27	23	2,1 V	$(27,2 \pm 1,0)$
Probe B	λ -Al _{0,40} Ga _{0,60} As	4	27	23	2,0 V	$(11,7 \pm 1,0)$
Probe D	λ -Al _{0,40} Ga _{0,60} As	4	31	27	1,9 V	$(11,9 \pm 1,0)$
Probe E	$\lambda/2$ -Al _{0,40} Ga _{0,60} As	4	36	30	2,2 V	$(12,5 \pm 1,0)$
Probe F	$\lambda/2$ -Al _{0,40} Ga _{0,60} As	8	36	30	2,1 V	$(12,0 \pm 1,0)$

Tabelle 4.3: Grunddaten zum strukturellen Aufbau der dotierten Halbleiter-Mikroresonatoren und extrahierte Kniespannung sowie der differentielle Widerstand U_{Probe}/dI oberhalb der Kniespannung für die elektrisch kontaktierten Mikrosäulenresonatoren.

4.2 Elektrisch betriebene Polariton-Laserdiode

Im Folgenden sollen nun die elektrischen Eigenschaften der Probe F im Detail untersucht werden, deren Schichtstruktur, Dotierprofil, Q-Faktor und Rabi-Aufspaltung im letzten Abschnitt 4.1 optimiert wurde. Dazu werden zunächst in Abschnitt 4.2.1 der Probenaufbau und die Bauteilprozessierung zusammengefasst, bevor in Abschnitt 4.2.2 die Ergebnisse zur EL unter der Anregung mit einer Gleichspannungsquelle als auch in der kombinierten Anregung mit einer gepulsten Gleichspannungsquelle in Ab-

schnitt 4.2.3 vorgestellt und diskutiert werden. Abschließend werden in Abschnitt 4.2.4 die Ergebnisse zur Messung der Kohärenzeigenschaften mit einem Michelson-Interferometer präsentiert.

4.2.1 Probenaufbau und Bauteilprozessierung

Das Design und die zugehörigen optischen und elektrischen Eigenschaften der Probe F wurden im vorangehenden Abschnitt 4.1 optimiert. Für den detaillierten Schichtaufbau und die Grundcharakterisierung sei daher auf den Anhang F und auf den Abschnitt 4.1.3 verwiesen.

Zur Strukturierung und elektrischen Kontaktierung der Probe F wurden, entsprechend der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Bauteilprozessierung, Kreise mit einem Durchmesser von $\sim 20 \mu\text{m}$ mittels optischer Lithografie definiert und im anschließend Ätzverfahren in die planare Halbleiterstruktur übertragen (Abb. 4.9 (a)). Die Ätzflanken der dabei entstehenden Mikrosäulenresonatoren erstrecken sich bis tief hinunter in den unteren Bragg-Spiegel, wie in der elektronenmikroskopischen Aufnahme eines einzelnen geätzten Mikrosäulenresonators in Abb. 4.9 (b) zu erkennen ist. Zur Festlegung der p-Kontakte wurden, nach der Planarisierung der Probenoberfläche, Ringstrukturen mit einem Außendurchmesser von $r_A \sim 30 \mu\text{m}$ und einem Innendurchmesser von $r_I \sim 10 \mu\text{m}$

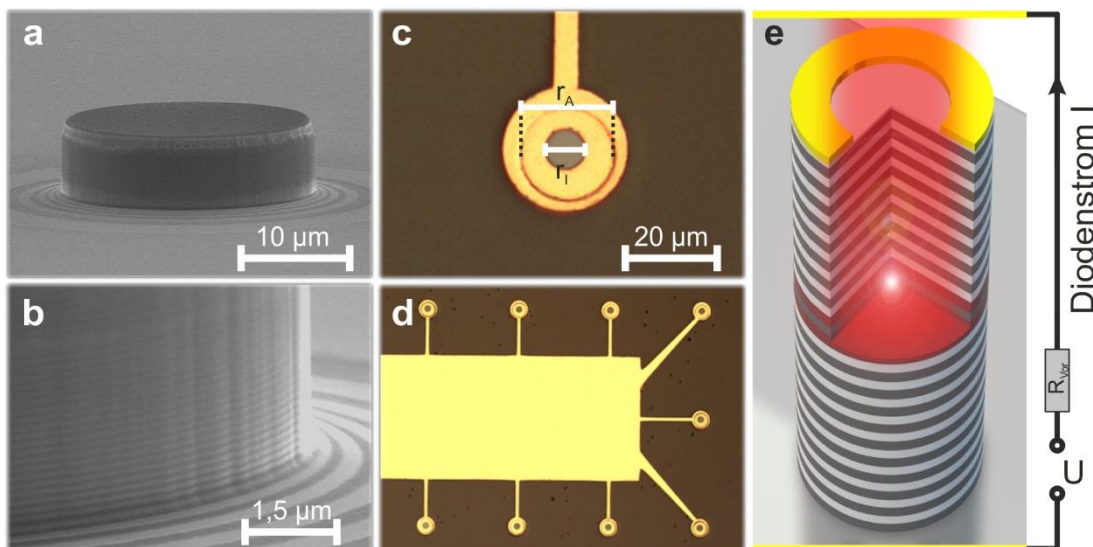


Abbildung 4.9: (a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines geätzten Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $\sim 20 \mu\text{m}$, wobei sich die Ätzflanken bis tief hinunter in den unteren Bragg-Spiegel erstrecken (b). (c) Lichtmikroskopische Aufnahme des aufgedampften Ringkontaktes nach der Planarisierung auf der Austrittsfacette des Mikrosäulenresonators. (d) Kontaktlayout von insgesamt neun Türmchen, die zur Untersuchung parallelgeschaltet wurden. (e) Schematischer Aufbau und Stromkreis eines vollständig prozessierten Mikrosäulenresonators mit Anregungsspannung U , Vorwiderstand R_{Vor} und Diodenstrom I .

mittels eines fokussierten Elektronenstrahls auf den Austrittsfacetten der Mikrosäulenresonatoren definiert und die p-Kontakte aufgedampft (Abb. 4.9 (c)). Um weiterhin eine homogene Strominjektion zu ermöglichen, wurden zusätzlich semitransparente Metallschichten aus Ti-Au flächig auf die Oberflächen der Mikrosäulen aufgebracht [26]. Durch die geringe Dicke von weniger als 10 nm wird die Lichtauskopplung nur unwesentlich eingeschränkt. Die einzelnen Türmchen werden weiterhin, entsprechend der lichtmikroskopischen Aufnahme in Abb. 4.9 (d), parallelgeschaltet und zu einem Block zusammengefasst, sodass pro kontaktierten Block insgesamt neun Mikrosäulenresonatoren untersucht werden können. In Abb. 4.9 (e) ist schließlich schematisch ein vollständig prozessierter und elektrisch kontaktierter Mikrosäulenresonator dargestellt.

4.2.2 Untersuchung der Elektrolumineszenz im Gleichstrombetrieb

An der prozessierten Probe F wurden nun Leistungsserien unter elektrischer DC-Anregung U am winkelaufgelösten Messplatz bei einer Probertemperatur von ~ 15 K durchgeführt (vgl. Abschnitt 3.3.3). Der Probenstrom I wurde hierfür gemäß Abb. 4.9 (e) über den Spannungsabfall an einem Vorwiderstand $R_{Vor} = 1 \text{ k}\Omega$ bestimmt und auf die jeweilige Stromdichte pro Mikrosäule umgerechnet. In Abb. 4.10 sind die erhaltenen EL-Spektren in linearer Farbdarstellung für unterschiedliche Stromdichten am Beispiel eines ausgewählten Mikrosäulenresonators dargestellt. Hierbei ist zu erkennen, dass die untere Dispersion, die als LP interpretiert wird, mit steigender Stromdichte zu niedrigeren Emissionsenergien verschiebt und zunehmend flacher verläuft. Gleichzeitig nimmt die Linienbreite zu, sodass die erwartete Quantisierung der Moden durch den räumlichen Einschluss in den Mikrosäulenresonatoren (vgl. Abschnitt 2.2.2.2) nur für niedrige Stromdichten deutlich zu erkennen ist. Mit wachsender Stromdichte ist darüber hinaus ein weiteres Emissionssignal zu erkennen, welches in die Richtung des LPs schiebt, während die Krümmung der zugehörigen Dispersion zunimmt. Die Emission wird entsprechend zum LP als UP interpretiert. Das beschriebene Verhalten des Polariton-Systems lässt sich unter der Annahme eines intern wirkenden elektrischen Feldes im Rahmen des QCSE erklären, wobei sich zum einen die Emissionsenergie des Exzitons und zum anderen die Rabi-Aufspaltung des stark gekoppelten Systems mit zunehmender Feldstärke zu niedrigeren Energien verschiebt [12]. Das angenommen elektrische Feld begründet sich dabei über die asymmetrische Ladungsträgerinjektion in die beiden QW-

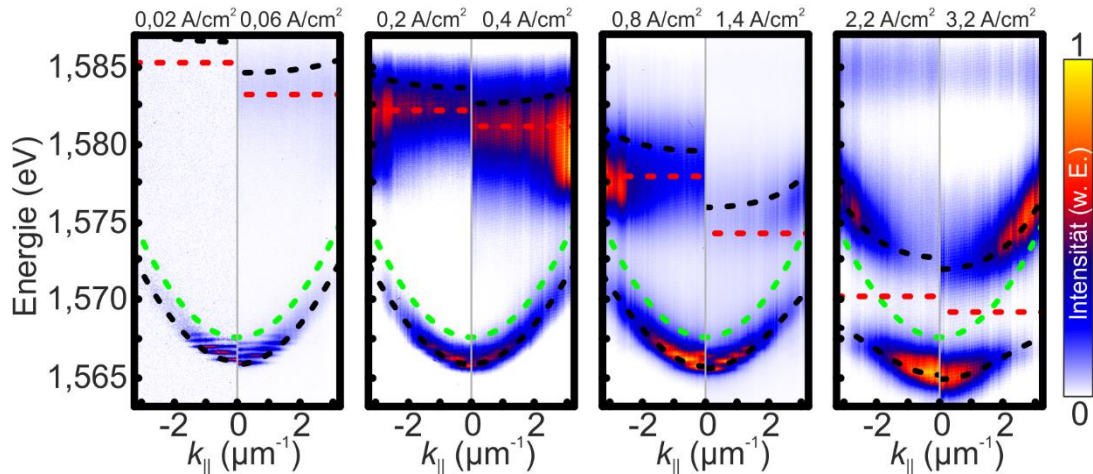


Abbildung 4.10: Winkelaufgelöste Dispersionen eines ausgewählten Mikrosäulenresonators der Probe F für verschiedene Stromdichten. Die gestrichelten Linien entsprechen den im Modell zweier gekoppelter harmonischer Oszillatoren aus hh-Exziton (rot) und Kavitätsphoton (grün) angepassten Dispersionen, woraus sich der Verlauf der unteren und oberen Polaronen (schwarz) ergibt.

Stapel der aktiven Zone. Nach Abb. 4.8 (a) aus Abschnitt 4.1.3 besetzen nur die Elektronen beide QW-Stapel, während sich die Löcher vor allem in den QWs auf der Seite des p-dotierten DBRs ansammeln. Mit zunehmender Anregungsleistung sollte dann der Elektronenüberschuss in dem QW-Stapel auf der Seite des n-dotierten DBRs zu einem sich sukzessiv aufbauenden elektrischen Feld führen. Durch die photonische Umverteilung der Exzitonen sollten jedoch zunächst beide QW-Stapel zur starken Kopplung beitragen können. Um das Modell zu bestätigen, können die Dispersionen in Abb. 4.10, analog zu den winkelaufgelösten Spektren in Abschnitt 4.1, mithilfe zweier gekoppelter harmonischer Oszillatoren angepasst werden (vgl. Gl. (20)), wobei das hh-Exziton mit den optischen Moden des Mikrosäulenresonators (vgl. Gl. (10)) gekoppelt wird. Unter der Annahme einer feldunabhängigen Kavitätsmode, $E_C(0)$, können die Dispersionen mit der Energie des hh-Exzitons, $E_X(0)$, und der Rabi-Aufspaltung, $\hbar\Omega$, als freie Parameter, ausgehend von den Werten aus der optischen Grundcharakterisierung, angepasst werden. Der konstant gehaltene Wert für die Energie der Kavitätsphotonen, $E_C(0)$, wird dabei aus dem Photon-Laser-Regime an demselben Bauteil unter gepulster Anregung (vgl. Abschnitt 4.2.3) abgeschätzt und beläuft sich auf $E_C(0) = 1,567$ eV. Dabei muss allerdings eine stromdichteabhängige Änderung der Brechungsindizes berücksichtigt werden, die zu einer Verschiebung der Kavitätsresonanz im Bereich von mehreren $100 \mu\text{eV}$ führen kann [226]. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Abb. 4.10 als gestrichelte Linien für das LP und das UP (schwarz), für das Exziton X (rot) und für das Kavitätsphoton C (grün) eingezeichnet und zeigen eine gute Reproduktion für die Verläu-

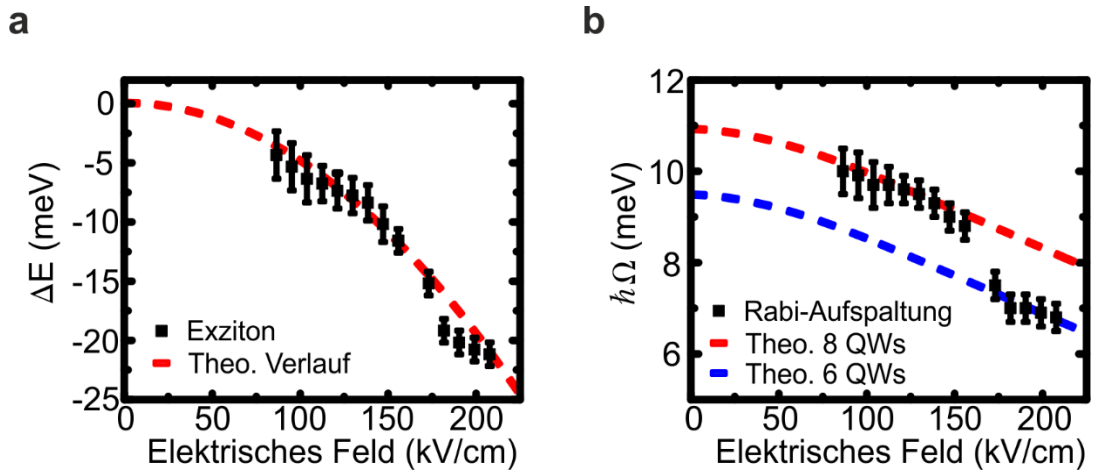


Abbildung 4.11: (a) Aus der Anpassung der in Abb. 4.10 dargestellten Dispersionen gewonnene Energieänderung ΔE der hh-Exzitonen und zugehöriger theoretischer Verlauf, unter der Annahme des QCSE nach Gl. (15), womit der Energieverschiebung eine zugrunde liegende elektrische Feldstärke zugeordnet werden kann. (b) Zugehörige Rabi-Aufspaltung $\hbar\Omega$ der angepassten Spektren, zusammen mit dem theoretischen Verlauf, unter der Annahme, dass acht (rot) beziehungsweise sechs (blau) Quantenfilme zur starken Kopplung beitragen.

fe der LP- und UP-Dispersionen.

Zur genaueren Analyse der erhaltenen Anpassungsparameter ist die Energieänderung ΔE der Exziton-Emission, als auch die Rabi-Aufspaltung als Funktion des angenommenen elektrischen Feldes, zusammen mit dem zugehörigen theoretischen Verlauf, in Abb. 4.11 dargestellt. Für den theoretischen Verlauf der feldabhängigen Verschiebung der Exziton-Emission wurden die Energieniveaus des QW-Systems mithilfe der Schrödinger-Gleichung für die entsprechenden elektrischen Feldstärken numerisch bestimmt, wobei sich in Übereinstimmung mit Gl. (15) eine quadratische Abhängigkeit von dem wirkenden elektrischen Feld ergibt. Die daraus resultierende elektrische Polarisierbarkeit beträgt $\alpha = 4,87 \cdot 10^{-4} \text{ meV kV}^{-2} \text{ cm}^2$ und zeigt damit eine gute Übereinstimmung mit den Literaturwerten für ähnliche QW-Systeme [12, 122]. Der Vergleich des theoretischen Verlaufs mit den aus der Anpassung der Dispersionen gewonnenen Werten für die Exziton-Emission zeigt im Rahmen des Fehlers eine gute Übereinstimmung. Die Abweichung für Feldstärken über 170 kV/cm lässt sich dadurch erklären, dass die quadratische Abhängigkeit der Energieänderung in Gl. (15) nur für kleine Werte gilt und für große Felder hingegen ein lineares Verhalten erwartet wird [122]. Weiterhin können auf Grund der hohen Potentialbarrieren der GaAs-QWs, eingebettet in $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$, Feldstärken von bis zu 200 kV/cm erreicht werden, ohne ein aufbrechen der starken Kopplung durch die Feldionisation der Exzitonen zu beobachten [12]. Die maximal erreichte Feldstärke liegt zudem auch deutlich unter der erwarteten Durch-

bruchsspannung von ~ 500 kV/cm für GaAs [227]. Für den theoretischen Verlauf der feldabhängigen Verschiebung der Rabi-Aufspaltung (Abb. 4.11 (b)) wurde der Überlapp zwischen den Elektron- und Loch-Wellenfunktionen in den GaAs-QWs für die jeweilige elektrische Feldstärke aus der numerischen Lösung der Schrödingergleichung berechnet. Nach Gl. (14) führt die Reduktion des Überlapp-Integrals mit steigender Feldstärke zu einer Verringerung der Oszillatorstärke [123] und damit nach Gl. (16) auch zu einer Abnahme der Rabi-Aufspaltung. Der Vergleich zwischen dem Experiment und dem theoretischen Verlauf zeigt bis zu einer Feldstärke von ~ 150 kV/cm im Rahmen des Fehlers eine gute Übereinstimmung, unter der Annahme das alle acht QWs zur starken Kopplung beitragen. Oberhalb von ~ 150 kV/cm wird hingegen eine abrupte Änderung der experimentell bestimmten Rabi-Aufspaltung beobachtet, die durch eine Reduktion, der zur starken Kopplung beitragenden QWs von ursprünglich acht auf nunmehr sechs erklärt werden kann. Typischerweise kann diese Abnahme durch eine lokale Modifikation des elektrischen Feldes, bedingt durch einen ausreichenden Ladungsträgerüberschuss in einem oder mehreren QWs, hervorgerufen werden [10, 12]. Das lokale elektrische Feld führt dabei zu einer signifikanten Verschiebung der Emissionsenergien einzelner QWs, die damit nicht mehr kollektiv mit den anderen energetisch entarteten QWs mit dem Kavitätsphoton koppeln können. Gemäß der berechneten Ladungsträgerverteilung der untersuchten Probe F (vgl. Abb. 4.8 (a)), wird auch hier ein Ladungsträgerüberschuss in einem QW-Stapel erwartet, der schließlich zu dem beobachteten Verhalten führen kann. Dies wird auch dadurch unterstützt, dass parallel zu der abrupten Änderung der Rabi-Aufspaltung eine weitere Emissionslinie bei einer Energie von $\sim 1,585$ eV identifiziert (ab $\sim 2,2$ A/cm²) und einer lokal verschobenen QW-Resonanz zugeordnet werden kann (vgl. Abb. 4.10).

Anders als bei der Anpassung der Dispersionen in Abschnitt 4.1 ändert sich mit zunehmender Anregungsleistung sowohl die Exziton-Emission als auch die Rabi-Aufspaltung, während die Kavitätsresonanz konstant gehalten wird. Mit der Variation der beiden freien Parametern ist daher eine höhere Unsicherheit für die extrahierten Anpassungsparameter in Abb. 4.11 verbunden. Um die Qualität der erhaltenen Werte für die feldabhängige Exziton-Emission und Rabi-Aufspaltung zu bewerten, kann berücksichtigt werden, dass sich auch die Verstimmung $\Delta(0)$ mit der angelegten Spannung ändert, was dazu führt, dass der Materie-Anteil $|X_0|^2$ im LP zunimmt. Letzterer ist nach Gl. (25a) direkt mit der Masse des LPs m_{LP} verknüpft, welche auch aus der Krümmung

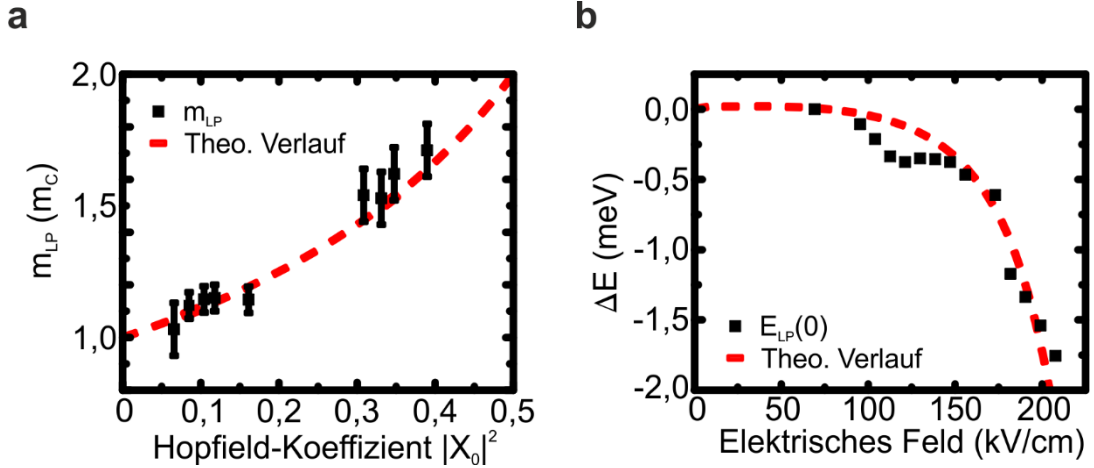


Abbildung 4.12: (a) Effektive Masse des unteren Polaritons m_{LP} , normiert auf die effektive Masse des Kavitätsphotons m_C , als Funktion des Hopfield-Koeffizienten $|X_0|^2$. Dabei wurde m_{LP} nach Gl. (24) aus der Krümmung der Polariton-Dispersionen aus Abb. 4.10 bestimmt. Der theoretische Verlauf ergibt sich entsprechend mit Gl. (25a). (b) Experimentell bestimmte Energieverschiebung der Emission des unteren Polaritons $E_{LP}(0)$, in Abhängigkeit vom elektrischen Feld und zugehöriger theoretischer Verlauf aus Gl. (20) mit der berechneten Änderung der Exziton-Emission und der Rabi-Aufspaltung aus Abb. 4.11.

der Dispersionen um $|\vec{k}_{\parallel}| = 0$ bestimmt werden kann (vgl. Gl. (24)). Die so bestimmten Werte für die effektiven Polariton-Massen sind in Abb. 4.12 (a), normiert auf die Masse des Kavitätsphotons m_C , über dem Hopfield-Koeffizienten $|X_0|^2$ und zusammen mit dem theoretischen Verlauf aus Gl. (25a) dargestellt. Die Hopfield-Koeffizienten der extrahierten Polariton-Massen wurden dabei aus den Anpassungsparametern der Dispersionen (vgl. Abb. 4.10) bestimmt. Der Vergleich zeigt im Rahmen des Fehlers eine gute Übereinstimmung zwischen dem Experiment und der Theorie und rechtfertigt damit nochmals die erhaltenen Parameter aus den Dispersionen in Abb. 4.10.

Die theoretischen Werte für die Energieänderung der Exziton-Emission und die Rabi-Aufspaltung können ferner dazu genutzt werden, die erwartete Energieverschiebung der Polariton-Emission im Rahmen des QCSEs zu bestimmen und mit den experimentell erhaltenen Werten zu vergleichen. Der QCSE bewirkt durch die Abnahme der Exziton-Emission mit zunehmender Feldstärke auch eine Abnahme der Emissionsenergie des LPs, während die Reduktion der Rabi-Aufspaltung einen entgegengesetzten Effekt hervorruft (vgl. Gl. (20)). Zur quantitativen Analyse wurden hierfür aus den Dispersionen in Abb. 4.10 die eindimensionalen Linienspektren um $|\vec{k}_{\parallel}| = 0$ extrahiert und durch die Anpassung die zugehörigen Emissionsenergien der LPs gewonnen. Die Änderung der Emissionsenergie ist in Abb. 4.12 (b) zusammen mit dem berechneten theoretischen Verlauf als Funktion des elektrischen Feldes dargestellt. Der theoretische Verlauf

berücksichtigt dabei wie oben beschrieben sowohl die berechnete Verschiebung der Exziton-Emission (Abb. 4.11 (a)) als auch der Rabi-Aufspaltung (Abb. 4.11 (b)). Auch hier ergibt sich in weiten Teilen eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und dem theoretisch zu erwarteten Verlauf, unter der Annahme des QCSEs.

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass sich die erhaltenen Ergebnisse der DC-Anregung sehr gut im Modell des QCSE erklären lassen, welcher vermutlich durch die asymmetrische Ladungsträgeransammlung in den beiden QW-Stapeln hervorgerufen wird. Das sich intern aufbauende Feld behindert dabei eine effektive Ladungsträgerinjektion und infolgedessen die Möglichkeit die Schwelle zur Polariton-Kondensation unter elektrischer Anregung zu erreichen. So beträgt die maximal erreichte Stromdichte gerade $\sim 3,2 \text{ A/cm}^2$.

4.2.3 Polariton-Lasing im Quasigleichstrombetrieb

An der prozessierten Probe F wurden nun Leistungsserien unter elektrischer DC-Anregung in der Kombination mit einer gepulsten Gleichspannungsquelle durchgeführt (vgl. Abschnitt 3.3.3). Die effektive Stromdichte der kombinierten elektrischen Anregung setzt sich aus dem konstant gehaltenen DC-Anteil und dem mittleren Strom pro Spannungspuls zusammen, wobei der jeweilige Strombeitrag gemäß Abb. 4.9 (e) über den Spannungsabfall an dem Vorwiderstand $R_{Vor} = 1 \text{ k}\Omega$ bestimmt und auf die entsprechende Stromdichte pro Mikrosäule umgerechnet wurde.

In Abb. 4.13 (a-d) sind die erhaltenen EL-Spektren in linearer Farbdarstellung für unterschiedliche effektive Stromdichten für dasselbe Bauteil aus dem Abschnitt 4.2.2, bei einer Probentemperatur von $\sim 15 \text{ K}$ dargestellt. Der konstant gehaltene DC-Anteil beläuft sich auf eine Stromdichte von $\sim 1,0 \text{ A/cm}^2$ und liegt damit knapp oberhalb der Kniespannung der Polariton-Diode. Die Dispersion des DC-Anteils (Abb. 4.13 (a)) lässt sich wiederum gemäß der Gleichstromcharakteristik aus dem Abschnitt 4.2.2 mithilfe zweier gekoppelter harmonischer Oszillatoren anpassen (vgl. Gl. (20)). Die Ergebnisse der Anpassung sind in Abb. 4.13 (a) für die Polariton-Moden (schwarz), das Exziton X (rot) und das Kavitätsphoton C (grün) eingezeichnet und zeigen eine gute Reproduktion der LP- und UP-Dispersionen. Ferner ergeben sich für die Anpassungsparameter in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus dem Abschnitt 4.2.2 eine Verstärkung von $\Delta(0) \sim -0,9 \hbar\Omega$, was einem Hopfield-Koeffizienten von $|X_0|^2 \sim 0,33$ entspricht, eine Rabi Aufspaltung von $\hbar\Omega = 7,5 \text{ meV}$ und eine energetische Position für

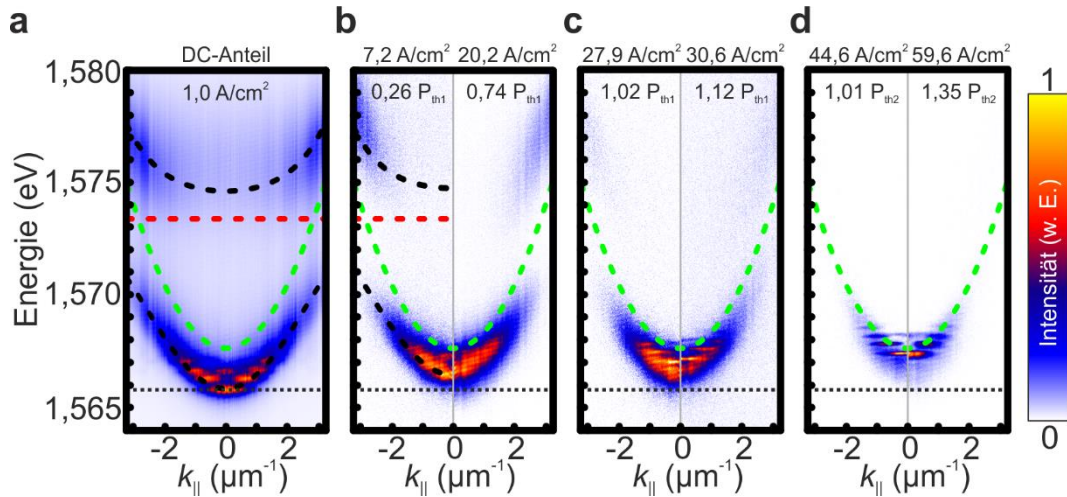


Abbildung 4.13: (a-d) Winkelaufgelöste EL-Spektren der prozessierten Mikrosäulenresonatoren der Probe F für den DC-Anteil (a) und die kombinierte Anregung mit einer zusätzlichen gepulsten Spannungsquelle (b-d). Die gestrichelten Linien entsprechen den im Modell zweier gekoppelter harmonischer Oszillatoren aus hh-Exziton (rot) und Kavitätsphoton (grün) angepassten Dispersionen, woraus sich der Verlauf der unteren und oberen Polaritonen (schwarz) ergibt. Weiterhin ist in jedem Spektrum die Energie der Grundmode für den DC-Anteil aus (a) als Referenz eingezeichnet (schwarz, gepunktet).

die QW-Emission von $E_X(0) \sim 1,5733$ eV. Wie allerdings bereits im letzten Abschnitt 4.2.2 diskutiert führt die kontinuierliche Anregung mit der Gleichspannungsquelle auf Grund der asymmetrischen Ladungsträgeransammlungen in den beiden QW-Stapeln zu einem sich internen aufbauenden elektrischen Feld. Der damit verbundene QCSE bedingt letztlich eine Reduktion der Rabi-Aufspaltung und führt weiterhin zu einer Verschiebung der Exziton- und Polariton-Emissionen hin zu niedrigeren Energien. Darüber hinaus erschwert das elektrische Feld eine effektive Ladungsträgerinjektion, womit die zugänglichen Stromdichten der DC-Anregung auf rund $\sim 3,2$ A/cm² begrenzt werden. Um höhere Stromdichten zu erreichen, wurde der konstant gehaltene DC-Anteil mit einer gepulsten Gleichspannungsquelle kombiniert und die Amplitude der Pulse sukzessiv erhöht. Für die Pulse wurden wiederum rechteckförmige Spannungsverläufe mit einer Breite von ~ 10 ns und einer Repetitionsrate von $\sim 0,5$ MHz gewählt. Die Pulsbreiten liegen damit in der Größenordnung der Lebensdauer der angeregten Teilchen [164]. Gleichzeitig beträgt der Abstand zweier Pulse mehr als ~ 2 μ s, wodurch sich das Ladungsträger-Reservoir zwischen den Pulsen genügend abbauen kann [228]. Durch die entsprechende Wahl der Pulsbreiten und der Repetitionsrate sollten schließlich höhere effektive Stromdichten erreicht werden können und sich die Auswirkungen des QCSEs reduzieren lassen.

Die EL-Spektren der kombinierten elektrischen Anregung sind in Abb. 4.13 (b-d) dargestellt, wobei letztlich effektive Stromdichten von über ~ 60 A/cm² erreicht werden

konnten. Darüber hinaus zeigt die Anpassung des EL-Spektrums bei einer effektiven Stromdichte von $7,2 \text{ A/cm}^2$ (Abb. 4.13 (b)), dass sich die Polariton-Dispersionen mit nahezu denselben Parametern aus der Anpassung des DC-Anteils (Abb. 4.13 (a)) beschreiben lassen, was damit nochmals die oben getroffenen Annahmen zur Minderung des QCSEs unter der gepulsten Anregung rechtfertigt. Mit zunehmender effektiver Stromdichte ist zu erkennen, dass sich die Grundmode, bedingt durch die zunehmende Besetzung und der damit verbundenen erhöhten Polariton-Polariton-Wechselwirkung, zu höheren Energien verschiebt [31]. Weiterhin führt die Abnahme der Oszillatorstärke der QW-Exzitonen mit zunehmender Ladungsträgerdichte [118] zu einer Reduktion der Rabi-Aufspaltung und damit zu einer zusätzlichen Verschiebung der Polariton-Mode zu höheren Energien. Um die Verschiebung der Emissionsenergie zu verdeutlichen ist in jedem Spektrum die Position der Grundmode, ausgehend von der reinen DC-Anregung in Abb. 4.13 (a), als gepunktete Linie (schwarz) markiert und pro Graph wurden zwei Spektren bei unterschiedliche Stromdichten zum direkten Vergleich dargestellt. Die kombinierte DC-Anregung mit der gepulsten Gleichspannungsquelle führt ferner, bedingt durch die zeitliche Integration der Wechselwirkungsdynamik, zu einer Zunahme der Linienbreiten im Vergleich zur reinen DC-Anregung [31]. Oberhalb einer effektiven Stromdichte von $P_{\text{th1}} = (28,0 \pm 2,0) \text{ A/cm}^2$ (Abb. 4.13 (c)) wird jedoch ein Einbruch der Linienbreite beobachtet, wobei gleichzeitig die verschobene Grundmode beginnt das Emissionsspektrum zu dominieren. Die Schwellenleistung P_{th1} wird damit als Übergang aus dem linearen Regime der starken Kopplung in das Polariton-Kondensat interpretiert. Mit weiter ansteigender effektiver Stromdichte nähert sich sowohl die Emissionsenergie als auch die Krümmung der Polariton-Dispersion den Werten der erwarteten Kavitätsmode an und sättigt schließlich oberhalb einer effektiven Stromdichte von $P_{\text{th2}} = (43,0 \pm 2,0) \text{ A/cm}^2$ auf dieser Position (Abb. 4.13 (d)), was als Übergang in die schwache Kopplung und dem damit verbundenen Photon-Laser-Regimes interpretiert wird. Dies wird dahingehend unterstützt, dass im Regime der schwachen Kopplung keine Emission mehr vom UP beobachtet wird. Darüber hinaus kann analog zur Abb. 4.12 (a) aus der Krümmung der Dispersionen um $|\vec{k}_{\parallel}| = 0$ eine effektive Masse bestimmt und für die unterschiedlichen Regime verglichen werden. Während sich hieraus für den ursprünglichen DC-Anteil eine effektive Polariton-Masse von $m_{LP} \sim (1,53 \pm 0,10) m_C$ ergibt, beträgt diese an der ersten Schwelle P_{th1} $m_{LP} \sim (1,42 \pm 0,10) m_C$ und zeigt damit noch einen deutliche Materiecharakter. Hinge-

gen nimmt die aus der Krümmung bestimmte Masse an der zweiten Schwelle P_{th2} einen Wert von $\sim (1,13 \pm 0,10) m_c$ an, was im Rahmen des Fehlers der Masse der erwarteten Kavitätsmode entspricht. Weiterhin kann die injizierte Exziton-Dichte unter der Vernachlässigung von nicht-strahlenden Zerfallsprozessen direkt aus der Schwellenstromdichte berechnet werden [157]. Dabei ergibt sich für die erste Schwelle bei einer effektiven Stromdichte von $P_{th1} = (28,0 \pm 2,0) \text{ A/cm}^2$ eine mittlere Exziton-Dichte pro QWs von $n_x \approx (0,5-1,5)E10 \text{ cm}^{-2}$, was bei den verwendeten QWs mit einer Dicke von $\sim 7 \text{ nm}$ unterhalb der Mott-Dichte liegen sollte. Für die zweite Schwelle mit einer effektiven Stromdichte von $P_{th2} = (43,0 \pm 2,0) \text{ A/cm}^2$ ergibt sich hingegen unter Berücksichtigung der veränderten Relaxationszeit im Regime der schwachen Kopplung eine mittlere Exziton-Dichte pro QWs von $n_x \approx (2-4)E10 \text{ cm}^{-2}$.

Zur weiteren Analyse der Leistungsserie wurden aus den Dispersionen die eindimensionalen Linienspektren um $|\vec{k}_{||}| \sim 0$ extrahiert und durch die Anpassung der Linienprofile die zugehörigen Emissionsenergien der Grundmode (rot), Linienbreiten (blau) und Intensitäten (schwarz) als Funktion der effektiven Stromdichte gewonnen und in Abb. 4.14 (a) aufgetragen. In der doppellogarithmischen Darstellung steigt die emittierte Intensität der Grundmode zunächst linear mit der effektiven Stromdichte an. An der ersten Schwelle um $P_{th1} = (28,0 \pm 2,0) \text{ A/cm}^2$ wird dann ein nichtlinearer Anstieg der detektierten Intensität durch die einsetzenden stimulierten Streuprozesse in den Grundzustand beobachtet, begleitet von einem Einbruch der Linienbreite und einer zunehmenden Verschiebung der Emission zu höheren Energien. Ein weiterer Anstieg der emittierten Intensität kann bei einer effektiven Stromdichte von $P_{th2} = (43,0 \pm 2,0) \text{ A/cm}^2$ festgestellt werden. Um diesen zu verdeutlichen, wurde der

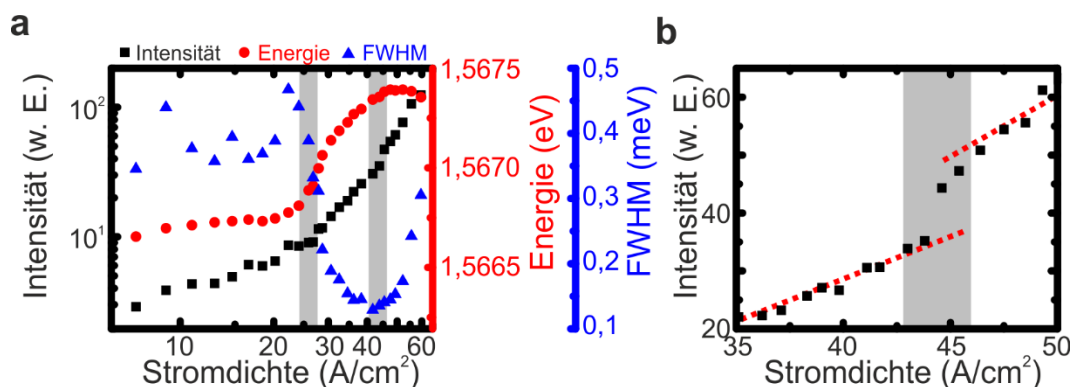


Abbildung 4.14: (a) Aus den Linienspektren extrahierte Werte für die detektierte Intensität (schwarz, Viereck), Energie der Grundmode (rot, Kreis) und die zugehörige Linienbreite (blau, Dreieck) als Funktion der effektiven Stromdichte. (b) Gemessene Intensität als Funktion der effektiven Stromdichte an der zweiten Schwelle in linearer Auftragung, zusammen mit einer linearen Anpassung ober und unterhalb der Schwelle (rot).

entsprechende Bereich in Abb. 4.14 (b) vergrößert in linearer Auftragung dargestellt. Dieser zweite Anstieg der Intensität kann auf den Übergang des Systems in das Photon-Laser-Regime zurückgeführt werden, wobei die nun dominierende stimulierte Emission die Nichtlinearität hervorruft. Typischerweise wird in der Literatur für das Schwellenverhalten einer Halbleitermikrokavität ein doppelter S-förmige Verlauf der Ein- und Ausgangsleistung zwischen dem Polariton- und dem Photon-Laser-Regime beobachtet [15, 31]. In den gezeigten Daten für die Intensität ist dieses Verhalten vermutlich auf Grund der dicht beieinander liegenden Schwellen ($P_{th2} = 1,5 P_{th1}$) nicht sonderlich deutlich ausgeprägt [112], wobei die Nichtlinearität hauptsächlich durch einen Sprung der Intensität und einer Änderung der Steigung erkenntlich ist.

Die einzelnen Linienspektren, in denen die aus der Anpassung gewonnenen Emissionsenergien der ersten vier Moden markiert wurden, sind in Abb. 4.15 (a) als Funktion der effektiven Stromdichte in linearer Farbdarstellung gezeigt. Dabei wurden die Linienspektren zuvor einzeln normiert und zwischen den unterschiedlichen Werten für die effektive Stromdichte interpoliert. Die Darstellung erlaubt nun eine genauere Analyse der leistungsabhängigen Verschiebung der Emissionsenergien. Zwischen dem linearen Regime der starken Kopplung und der Emission auf der Position der Kavitätsmode im Regime der schwachen Kopplung wird eine maximale Verschiebung der Emissionsenergie von $\sim 0,73$ eV gemessen, was zum einen auf die zunehmende Polariton-Polariton-Wechselwirkung mit steigender Besetzung der Polariton-Moden [7] und zum anderen auf die Abnahme der Oszillatorstärke der QW-Exzitonen mit zunehmender Ladungsträgerdichte zurückgeführt werden kann [157]. In Abb. 4.15 (a) zeigt die Grundmode zunächst unterhalb der ersten Schwelle eine lineare Zunahme

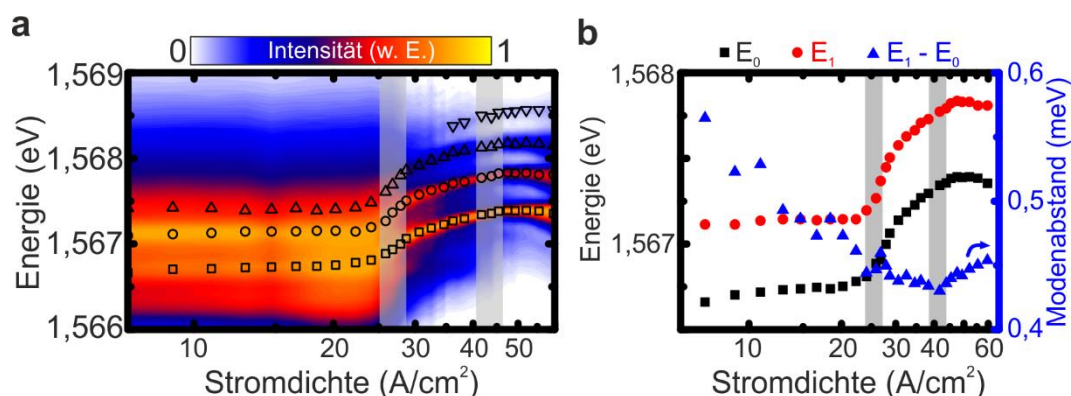


Abbildung 4.15: (a) Aus den Dispersionen extrahierte Linienspektren als Funktion der effektiven Stromdichte. Zusätzlich wurde die Position der ersten drei bis vier angepassten Moden des emittierenden Mikrosäulenresonators markiert. (b) Energetische Position der ersten beiden angepassten Moden des emittierenden Mikrosäulenresonators und Entwicklung des Modenabstandes als Funktion der effektiven Stromdichte.

der Emissionsenergie, die hauptsächlich durch die Polariton-Polariton-Wechselwirkung erklärt werden kann. An der ersten Schwelle nimmt die Steigung der Emissionsenergie deutlich zu, worauf die Energieverschiebung mit zunehmender Stromdichte bis zur zweiten Schwelle abflacht und die Position der Kavitätsmode erreicht. Dieses Verhalten ist charakteristisch für den Übergang in das Regime der schwachen Kopplung und wird durch die zunehmende Ladungsträgerdichte hervorgerufen. Dabei wird vor allem die Oszillatorstärke der QW-Exzitonen reduziert, die wiederum oberhalb der Mott-Dichte in ein Elektron-Loch-Plasma übergehen [118, 157]. Im Photon-Laser-Regime wird letztlich wieder eine Verschiebung der Emission zu niedrigeren Energien, begleitet von einer Zunahme der Linienbreite, beobachtet, was typischerweise auf eine Erwärmung des Systems hindeutet [98]. Sowohl die besetzungsabhängige Verschiebung der Polariton-Emission durch die Polariton-Polariton-Wechselwirkung als auch der Übergang in die schwache Kopplung sollten sich darüber hinaus in der Modenstruktur des Systems widerspiegeln. Dazu ist in Abb. 4.15 (b) die Emissionsenergie der ersten (schwarz, Viereck) und zweiten Mode (rot, Kreis) über der effektiven Stromdichte und dem daraus abgeleitete Modenabstand (blau, Dreieck) dargestellt. Da nur in der ersten Mode ein Übergang in das Polariton-Kondensat beobachtet wird, sinkt unterhalb der ersten Schwelle zunächst der energetische Abstand durch die zunehmende Besetzung des Grundzustandes. Oberhalb der ersten Schwelle findet dann ein kontinuierlicher Übergang in die schwache Kopplung statt, was dazu führt, dass der ursprüngliche Abstand der ungekoppelten photonischen Resonanzen wiederhergestellt werden sollte. Entsprechend wird oberhalb der zweiten Schwelle eine Zunahme und Sättigung des Modenabstandes mit der für die Struktur erwarteten Modenseparation beobachtet [101].

4.2.4 Kohärenzmessung

Der Einbruch der Linienbreite an der Schwelle zur Polariton-Kondensation (vgl. Abb. 4.14 (a)) ist in der Regel ein Indiz für die Ausbildung zeitlicher Kohärenz im System [69]. Während die Intensität des Kondensats direkt am Detektor registriert wird, können die Phase und die daraus abgeleiteten Kohärenzeigenschaften über ein zusätzliches Interferometer im Strahlengang erfasst werden. Für die untersuchte Polariton-Diode wurde dafür ein Michelson-Interferometer in der Retroreflektor-Konfiguration verwendet. Das heißt neben einem normalen Spiegel in einem Arm des Interferometers befindet sich in dem anderen eine Retroreflektoreinheit. Damit wird die Abbildung in der Bildebene am Eintrittsspalt des Spektrometers mit der punktgespiegelten Version

interferiert. In Abb. 4.16 (a) und (b) sind die gewonnenen Interferogramme für eine Anregungsleistung von $\sim 0,5 P_{\text{th1}}$ (a) und $\sim 1,15 P_{\text{th1}}$ (b), unterhalb und oberhalb der ersten Schwelle gezeigt. Ein deutlich sichtbares Interferenzmuster über die gesamte Apertur kann allerdings nur oberhalb der Schwelle beobachtet werden, wobei sich für den Kontrast, C , benachbarter Intensitätsmaxima und -minima ein Wert von $C = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}}) = 6,6\%$ ergibt. Es sei dazu angemerkt, dass in Abb. 4.16 (a) und (b) kein Autokorrelationssignal zu erkennen ist, da für die Messungen ein zeitlicher Versatz ungleich Null gewählt wurde. Weiterhin konnte die Weglänge in einem Arm des Interferometers durch eine bewegliche Spiegeleinheit variiert werden. In Abb. 4.16 (c) ist dazu der aus den Interferogrammen bestimmte Kontrast für die beiden Anregungsleistungen, oberhalb und unterhalb der Schwelle, als Funktion des zeitlichen Versatzes $\Delta\tau$ durch die Weglängendifferenz Δx in den beiden Armen des Michelsons-Interferometers gezeigt. Unterhalb der Kondensationsschwelle (schwarz, Vierecke) kann für die gewählte Schrittweite des Interferometers kein signifikanter Wert für den Kontrast oberhalb des Rauschniveaus extrahiert werden. Oberhalb der Kondensationsschwelle (rot, Kreise) kann hingegen ein eindeutiger Verlauf für den Kontrast als Funktion des zeitlichen Versatzes $\Delta\tau$ gewonnen werden, womit sich aus der exponentiellen Anpassung der Messdaten eine Kohärenzzeit von $\sim (2,0 \pm 0,5)$ ps ergibt. Im Vergleich dazu werden in der Literatur Kohärenzzeiten für optisch angeregte Polariton-Kondensate von über ~ 150 ps gezeigt [229]. Der deutliche Unterschied der optischen Messung zur gezeigten elektrischen Polariton-Kondensation resultiert vermutlich aus der breitbandigen Emission der

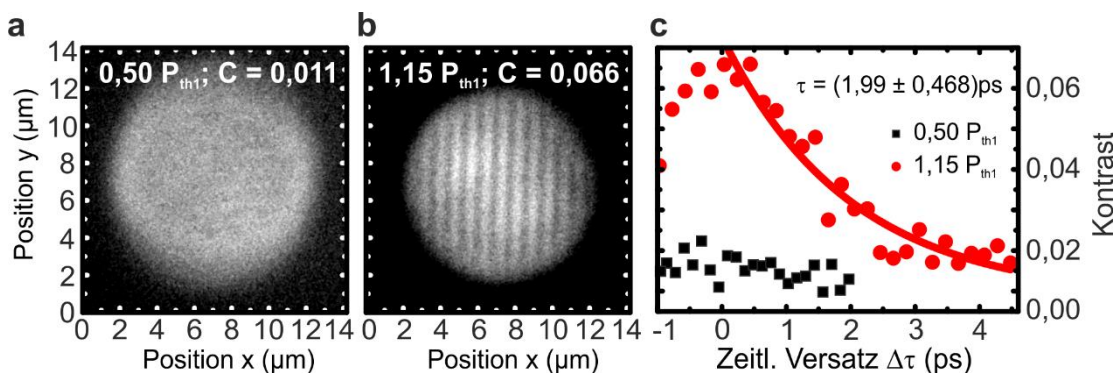


Abbildung 4.16: (a, b) Mithilfe des Michelson-Interferometers in der Retroreflektor-Konfiguration aufgenommene Interferogramme von der Apertur der elektrisch angeregten Polariton-Diode für unterschiedliche effektive Stromdichten. Während unterhalb der Kondensationsschwelle P_{th1} kein Interferenzmuster erkennbar ist (a) zeigt die Struktur oberhalb der Schwelle zur Polariton-Kondensation eine ausgeprägte räumliche Struktur (b). Aus dem Kontrast, C , benachbarter Intensitätsmaxima und -minima ergibt sich dabei ein Wert von $C = 6,6\%$. (c) Bestimmung der zeitlichen Kohärenz aus dem zentralen Intensitätskontrast als Funktion des zeitlichen Versatzes $\Delta\tau$ durch die Verschiebung des Spiegels in einem Arm des Michelson-Interferometers.

Struktur, die neben der Emission aus den einzelnen Spannungspulsen auch die Lumineszenz des Gleichstromanteils enthält. Ferner führt die zeitliche Integration der Wechselwirkungsdynamik über die einzelnen Spannungspulse hinweg zu einer weiteren Überlagerung der zu messenden Kohärenz im Polariton-Kondensat.

4.3 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurden pin-dotierte Halbleiter-Mikroresonatoren mit integrierten GaAs-QWs hinsichtlich ihrer Kondensationseigenschaften unter elektrischer Anregung optimiert und im Detail untersucht. Für die oberflächenemittierenden Strukturen sollten sodann Signaturen der Polariton-Kondensation ohne die Verwendung eines externen Magnetfeldes nachgewiesen werden.

Zunächst wurde die Schichtstruktur, der Q-Faktor, das Dotierprofil und die Rabi-Aufspaltung der Polariton-Dioden angepasst, sodass die elektrisch injizierten Ladungsträger die aktive Zone ohne nennenswerte ohmsche Verluste erreichen können und gleichzeitig die dotierungsbedingte Absorption den Q-Faktor der Resonatoren nicht signifikant begrenzt. Das optimierte Design enthält neben $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}/\text{AlAs}$ Spiegelpaaren eine Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ und erreicht einen Q-Faktor von über ~ 16.000 , eine Rabi-Aufspaltungen von $\sim 11,0$ meV und einen differentiellen Widerstand von unter $\sim 12,0$ k Ω . Die GaAs-QWs basierenden Strukturen konnten dabei zunächst im Photon-Laser-Regime betrieben werden, was die hervorragenden optischen und elektrischen Eigenschaften widerspiegelt.

Um auch einen Übergang in ein Polariton-Kondensat beobachten zu können musste weiterhin gewährleistet werden, dass der Besetzungsschwellwert für die Polariton-Kondensation erreicht wird, bevor das System mit zunehmender Ladungsträgerdichte in die schwache Kopplung übergeht. Dazu wurde, neben der Reduktion der Kondensationsschwelle durch den erhöhten Q-Faktor, eine größere Anzahl von QW-Stapeln verwendet, um die mittlere Exziton-Dichte pro QW zu verringern. Weiterhin wurde die Breite der QWs von 13 nm auf 7 nm reduziert, um durch den damit verbundenen kleineren Exziton-Bohr-Radius die Mott-Dichte des Systems zu erhöhen. Der Nachteil des Designs bestand darin, dass die asymmetrische Ladungsträgeransammlung in den QW-Stapeln unter der Anregung mit einer Gleichspannungsquelle zum Aufbau eines internen elektrischen Feldes führen, was zum einen eine effektive Ladungsträgerinjektion behindert und zum anderen die Licht-Materie-Kopplung reduziert. Die Nachteile

konnte allerdings durch den Einsatz einer gepulsten Gleichspannungsquelle weitestgehend umgangen werden, sodass erfolgreich Signaturen der Polariton-Kondensation unter elektrischer Anregung in den oberflächenemittierenden Polariton-Dioden mit integrierten GaAs-QWs, ohne die Verwendung eines externen Magnetfeldes nachgewiesen werden konnte. Zu den Signaturen gehören unter anderen die Übergänge zwischen dem linearen Regime der starken Kopplung in das Polariton-Kondensat und in das Photon-Laser-Regime. Abschließend konnten auch Messungen zur räumlichen und zeitlichen Kohärenz des Polariton-Kondensats durchgeführt und interpretiert werden. Die extrahierte Kohärenzzeit im Bereich von ~ 2 ps wurde allerdings durch die kombinierte Anregung mit der gepulsten Gleichspannungsquelle limitiert. Eine Optimierung der Struktur für den Gleichstrombetrieb ist daher wünschenswert.

Da der Großteil der optischen und elektrooptischen Experimente auf oberflächenemittierenden Strukturen basieren, stellen die Ergebnisse einen Schlüsselfaktor in der Entwicklung nichtlinearer und integrierter elektrooptischer Bauteile auf der Basis von Polaritonen dar. Die Spannweite reicht dabei über die diskutierten kohärenten Lichtquellen hinaus und umfasst auf Grund der entsprechenden Eignung der Polariton-Dioden für die elektrische Anregung künstlicher Potentiallandschaften auch Anwendungen im Bereich der Quantensimulatoren und Logikbausteinen für die Informationsverarbeitung [113, 167, 168]. Darüber hinaus ermöglicht die elektrische Anregung von Bandstrukturen mit topologisch nicht-triviale Eigenschaften die Konstruktion von neuartigen Laserstrukturen [46, 190-192].

5 Elektrisch angeregte Gitterstrukturen

Die räumliche Lokalisierung der Polaritonen in einem Halbleiter-Mikroresonator stellt die Grundlage für die Kontrolle und Beeinflussung der Dynamik des Kondensates dar und kann, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, durch eine Vielzahl von Ansätzen erreicht werden. Jedoch erlauben vor allem lithographische Methoden die Definition von nahezu beliebigen Strukturen mit tiefen Potentialfallen, die im Anschluss an das Probenwachstum in die planare Schichtstruktur geätzt werden. So können einzelne Mikrosäulenresonatoren durch einen räumlichen Überlapp miteinander gekoppelt [177] und damit zu beliebigen Gitterstrukturen erweitert werden [178, 179]. Dies ermöglicht die Erzeugung kontrollierbarer Potentiallandschaften, mithilfe derer in der Kombination mit den Kondensationseigenschaften sowohl klassische Einteilchen-, Vielteilchen- als auch nichtlineare Problemstellungen auf den Hamiltonoperator des Polariton-Systems abgebildet werden können [33-36]. Durch die entsprechende Manipulation des künstlichen Systems können sodann die Eigenschaften des realen Systems besser verstanden und nachgeahmt werden. Erste optische Untersuchungen wurden hierfür an zweidimensionalen Gitterpotentialen im linearen und nichtlinearen Regime durchgeführt. Dazu gehören neben einfachen periodischen Strukturen wie das Quadrat-Gitter [36, 37] vor allem Graphen-Anordnungen [41, 42]. Die Fähigkeit kontrollierbare Potentiallandschaften für das Polariton-System zu realisieren, führte ferner zur Vorhersage [43-45] und letztlich auch zur experimentellen Realisierung [46, 47] von Bandstrukturen, die topologisch nicht-triviale Eigenschaften aufweisen. Analog zur Diskussion der in Abschnitt 4 beschriebenen Polariton-Laser erlaubt der elektrische Betrieb der Gitterstrukturen eine bessere Skalierbarkeit, Praktikabilität und Integrierbarkeit und eröffnet neue Möglichkeiten durch die Kombination homogener und lokalisierter Anregungskonfigurationen. Dazu soll in diesem Kapitel ein geeigneter Prozess für die elektrische Anregung ausgewählter Gitterstrukturen, am Beispiel eines Quadrat- und Graphen-Gitters, im linearen (Abschnitt 5.1) und nichtlinearen Regime (Abschnitt 5.2) entwickelt und untersucht werden. Abschließend wird in Abschnitt 5.3 das SSH-Modell in Form eines eindimensionalen Gitters hinsichtlich der topologischen Eigenschaften und der Eignung für einen elektrisch betriebenen, topologischen Polariton-Laser charakterisiert.

5.1 Untersuchung der Bandstruktur im linearen Regime

Im Folgenden sollen die Ergebnisse der Kontaktplattform zur elektrischen Anregung ausgewählter Gitterstrukturen im linearen Regime eines strukturierten Halbleiter-Mikroresonators (Probe D) vorgestellt werden. Dazu wird zunächst in Abschnitt 5.1.1 der Probenaufbau und die Bauteilprozessierung der Strukturen zusammengefasst, bevor in Abschnitt 5.1.2 und Abschnitt 5.1.3 die Bandstrukturbildung eines einfachen Quadrat- und eines Graphen-Gitters sowohl in der PL als auch in der EL untersucht und im Rahmen der Tight-Binding-Methode beschrieben werden.

5.1.1 Probenaufbau und Bauteilprozessierung

Der Halbleiter-Mikroresonator (Probe D) zur Untersuchung der elektrisch angeregten Gitterstrukturen wurde bereits im Abschnitt 4.1 vorgestellt. Für den detaillierten Schichtaufbau und die optischen und elektrischen Eigenschaften sei daher auf den Anhang D sowie auf die Abschnitte 4.1.2 und 4.1.3 verwiesen.

Entsprechend der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Bauteilprozessierung wurden zur Strukturierung und elektrischen Kontaktierung der Probe D zunächst die jeweiligen Gitterstrukturen, bestehend aus überlappenden Mikrosäulenresonatoren [177-179], definiert und im anschließend Ätzverfahren in die Halbleiterstruktur übertragen. Dabei ergab sich, den primitiven Einheitszellen und Gittervektoren folgend, ein zweidimensionales, periodisches Gitter mit einer Kantenlänge von $\sim 50 \mu\text{m}$. Weiterhin wurde die Tiefe der Ätzflanken innerhalb der Strukturen so angepasst, dass die Kavität gerade intakt bleibt. Dazu ist in Abb. 5.1 (a) und (b) eine elektronenmikroskopische Aufnahme eines vollständig prozessierten Bauteils dargestellt, dass zur Messung der Ätzflanken mittig gespalten wurde. Die Kavität (cyan), die Oberfläche der Gitterstruktur (rot), als auch der p-Kontakt (gold) wurden darin farblich hervorgehoben. Die Umsetzung der elektrischen Kontakte erfolgte wieder vorder- (p-Kontakt) und rückseitig (n-Kontakt) der Probe. Um eine Kontaktplattform für den abschließenden p-Kontakt zu generieren, wurden die Strukturen zuvor mit dem transparenten Polymer BCB planarisiert. Für eine effektive Ladungsträgerinjektion in die aktive Zone ist zu beachten, dass die bei der Veraschung des BCBs entstehende Stufe möglichst an der Oberfläche der geätzten Strukturen abschließt. Die elektronenmikroskopische Aufnahme in Abb. 5.1 (c) zeigt dazu eine

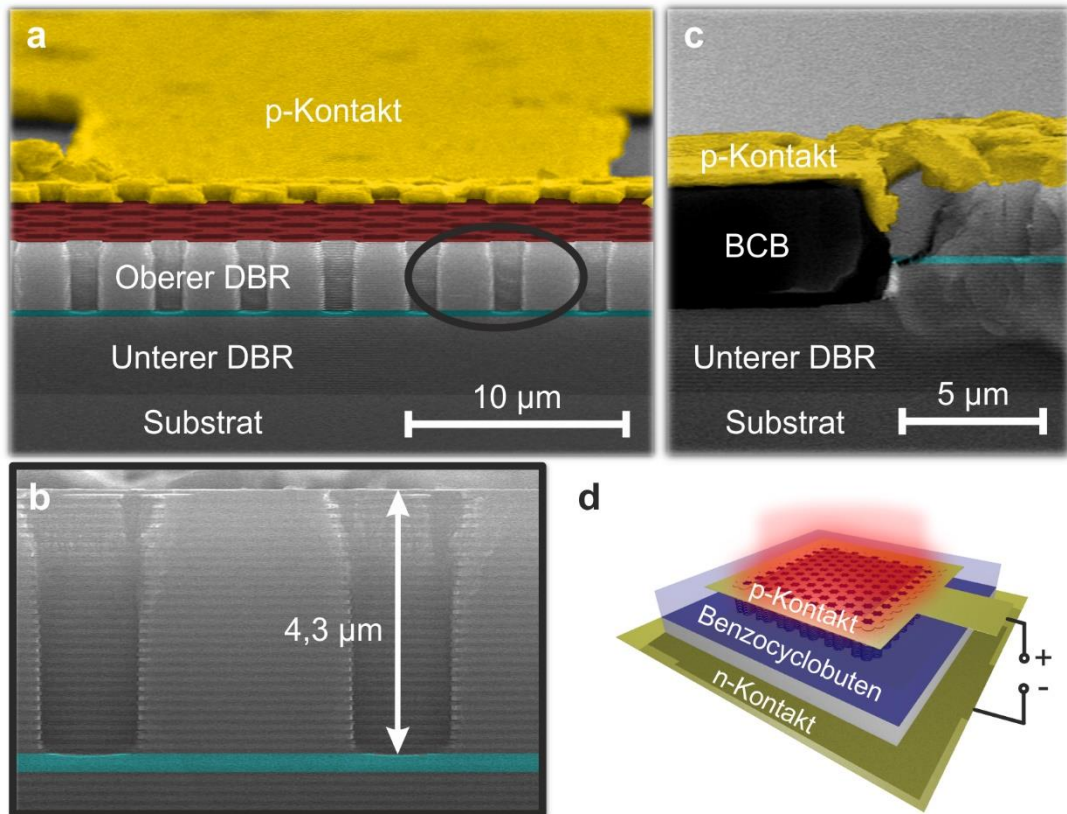


Abbildung 5.1: (a, b) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines vollständig prozessierten Bauteils mit Blick über die Spaltkante, die die Struktur halbiert. Dadurch sind sowohl die Bragg-Spiegel, das Substrat, als auch die Kavität (cyan) der Schichtstruktur zu erkennen. Weiterhin sind die Oberfläche der geätzten Gitterstruktur (rot) und der aufgedampfte p-Kontakt (gold) farblich hervorgehoben. (c) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme am Rand des Bauteils, die die erfolgreiche Planarisierung mit dem transparenten Polymer Benzocyclobuten (BCB) zeigt. (d) Schematischer Aufbau eines vollständig prozessierten Bauteils zur elektrischen Anregung der Gitterstrukturen.

erfolgreiche Planarisierung am Rand des Bauteils aus Abb. 5.1 (a). Es sei dabei angemerkt, dass die vergleichsweise kleinen Löcher des Gitters im Vergleich zu der umliegenden Fläche außerhalb des Bauteils zu unterschiedlichen Ätzgeschwindigkeiten führen. Dadurch kann in einem einzigen Schritt der obere Bragg-Spiegel innerhalb der Gitterstruktur entfernt werden, während außerhalb des Bauteils weit unter die Kavität geätzt wird. Zur Herstellung des p-Kontaktes wurden dann einige Gitter mit einer semitransparenten Metallschicht bedampft, um die Homogenität der Strominjektion zu erhöhen. Darauffolgend wurden schließlich Rahmenstrukturen mit einer äußeren Kantenlänge von $l_A \sim 80 \mu\text{m}$ und einer inneren Kantenlänge von $l_I \sim 40 \mu\text{m}$ mittels optischer Lithografie zentriert über den Gitterstrukturen definiert, sodass sich ein Überlapp von mehreren Gitterkonstanten mit den geätzten Strukturen ergibt. Das Aufdampfen einer Cr-Au-Schichtfolge und das finale Lift-Off-Verfahren komplettieren letztlich die Bauteilprozessierung. Die einzelnen Gitterstrukturen wurden weiterhin analog zum Kon-

taktlayout in Abb. 4.9 (d) parallelgeschaltet und zu einem Block zusammengefasst, so dass pro kontaktierten Block insgesamt neun Bauteile untersucht werden konnten. Zur Verdeutlichung der Kontaktgeometrie ist schließlich in Abb. 5.1 (d) eine vollständig prozessierte Gitterstruktur zur elektrischen Anregung schematisch dargestellt.

5.1.2 Quadrat-Gitter

Das zweidimensionale Quadrat-Gitter stellt eines der einfachsten Modell-Systeme dar, um die Umsetzung der Kontaktplattform zur elektrischen Anregung künstlicher Potenti- allandschaften zu untersuchen [36]. Bei der Konstruktion des Gitters ist jedoch zu be- achten, dass das Design eine homogene Strominjektion über die gesamte Gitterstruktur fördert und eine ausreichende Hybridisierung der einzelnen Mikrosäulenresonatoren zur Bildung einer Bandstruktur vorliegt. Für Ersteres sollten sich die einzelnen Mikrosäulenresonatoren wenigstens berühren, um einen ausreichenden Stromfluss vom kontak- tierten Rand der Struktur bis in die Mitte zu ermöglichen. Für eine sichtbare Hybridisie- rung ist hingegen neben dem Überlapp auch der Durchmesser der Mikrosäulenresonato- ren essenziell. Für das untersuchte Quadrat-Gitter wurde letztlich eine Konfiguration gewählt, bei der sich die einzelnen Mikrosäulenresonatoren mit einem Durchmesser von $d = 2,5 \mu\text{m}$ gerade berühren. Daraus folgt eine Gitterkonstante von $a = 2,5 \mu\text{m}$ und ein Verhältnis zwischen diesen beiden charakteristischen Größen von $V = a/d = 1$. In Abb. 5.2 (a) ist eine elektronenmikroskopische Aufnahme des Bauteils dargestellt, in der der aufgedampfte p-Kontakt und die frei liegende Gitterfläche farblich hervorgeho- ben wurden. Weiterhin ist in Abb. 5.2 (b) eine vergrößerte Aufnahme der Gitterstruktur gezeigt, die die Geometrie des Quadrat-Gitters über die zugehörigen primitiven Gitter-

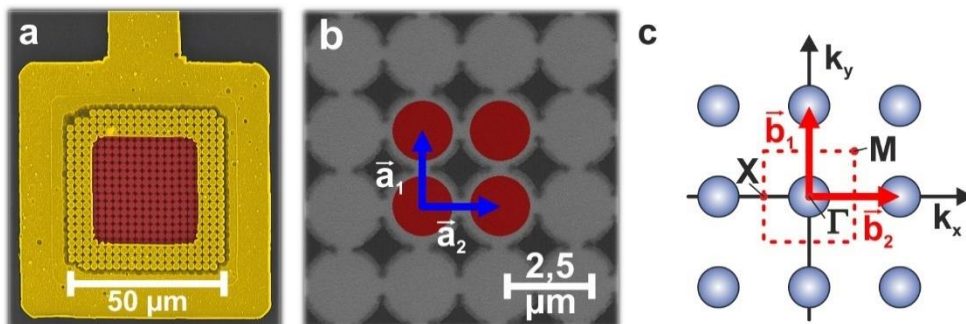


Abbildung 5.2: (a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme des untersuchten Quadrat-Gitters. Der aufgedampfte p-Kontakt (gold) umgibt die geätzte Gitterstruktur (rot) mit einem Überlapp von mehreren Gitterkonstanten. (b) Vergrößerte Aufnahme der frei liegenden Gitterstruktur und entsprechende primitive Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 . (c) Zugehöriges reziprokes Gitter mit eingezeichneten Hochsymmetriepunkten Γ , X und M in der ersten Brillouin-Zone.

vektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 verdeutlicht. Das korrespondierende reziproke Gitter ist in Abb. 5.2 (c) mit den zugehörigen Hochsymmetriepunkten Γ , X und M der ersten Brillouin-Zone veranschaulicht (vgl. auch Abschnitt 2.5.1 zum Quadrat-Gitter).

Um die erfolgreiche Umsetzung des Prozesses zur elektrischen Anregung der Gitterstrukturen zu bewerten, wurde das Bauteil parallel zur Messung der EL auch mithilfe etablierter optischer Methoden charakterisiert. Die Probe wurde dazu am winkelaufgelösten Messplatz (vgl. Abschnitt 3.3.3) bei einer Temperatur von ~ 5 K unter moderaten Anregungsbedingungen im linearen Regime untersucht. Für die EL-Messungen wurde zur Anregung des Bauteils eine Gleichspannungsquelle zwischen dem substratseitigen n-Kontakt und dem p-Kontakt auf der Probenoberfläche verwendet. Der Probenstrom konnte analog zur Messung der Polariton-Dioden in Abschnitt 4 über dem Spannungsabfall an einem Vorwiderstand von $R_{Vor} = 1$ k Ω bestimmt werden und beläuft sich auf $\sim 4,6$ A/cm². Der Vergleich der Stromdichte mit den Werten der Leistungsserie an den Mikrosäulenresonatoren desselben Wafers in Abb. 4.5 lässt weiterhin die Vermutung zu, dass die Bedingungen der starken Kopplung auch noch in der elektrisch angeregten Gitterstruktur erfüllt sein sollten. Die optische Messung erfolgte bei einer Anregungsleistung von ~ 10 W/cm² des durchstimmbaren Titan:Saphir-Lasers, der auf das erste hochenergetische Reflexionsminimum außerhalb des Stoppbandes der Mikrokavität, ungefähr ~ 84 meV oberhalb der Emissionsenergie, abgestimmt wurde und die Gitterstruktur homogen ausleuchtet. Durch das Verschieben der hinteren Linse am winkelaufgelösten Messplatz (vgl. Abb. 3.6) konnte ferner die Fourier-Ebene relativ zum Eintrittsspalt verschoben und damit sukzessiv die vollständige Information der Bandstruktur sowohl in der EL als auch in der PL erfasst und untereinander verglichen werden (Hyperspectral-Imaging).

In Abb. 5.3 sind die erhaltenen Ergebnisse für die PL (a-c) und die EL (d-f) in linearer Farbdarstellung für die oben angegebenen Anregungsbedingungen dargestellt. Die Graphen (a, b) und (d, e) zeigen die winkelaufgelösten Photo- und Elektrolumineszenzspektren entlang der Hochsymmetrierichtungen X - Γ - X beziehungsweise M - X - M im reziproken Raum. Sowohl in der PL als auch in der EL sind ein ausgeprägtes S- und P-Band zu erkennen, die durch die Kopplung der photonischen Moden benachbarter Mikrosäulenresonatoren entstehen (vgl. Abschnitt 2.2.2.2). In der Struktur ist die Kopplungsstärke somit ausreichend, um eine vollständige Öffnung der Bandlücke mit einer negativen effektiven Masse am Rand der Brillouin-Zone zu erreichen. In Abb. 5.3 (c) und (f) sind zusätzlich für beide Anregungsarten ein Energieschnitt durch das obere En-

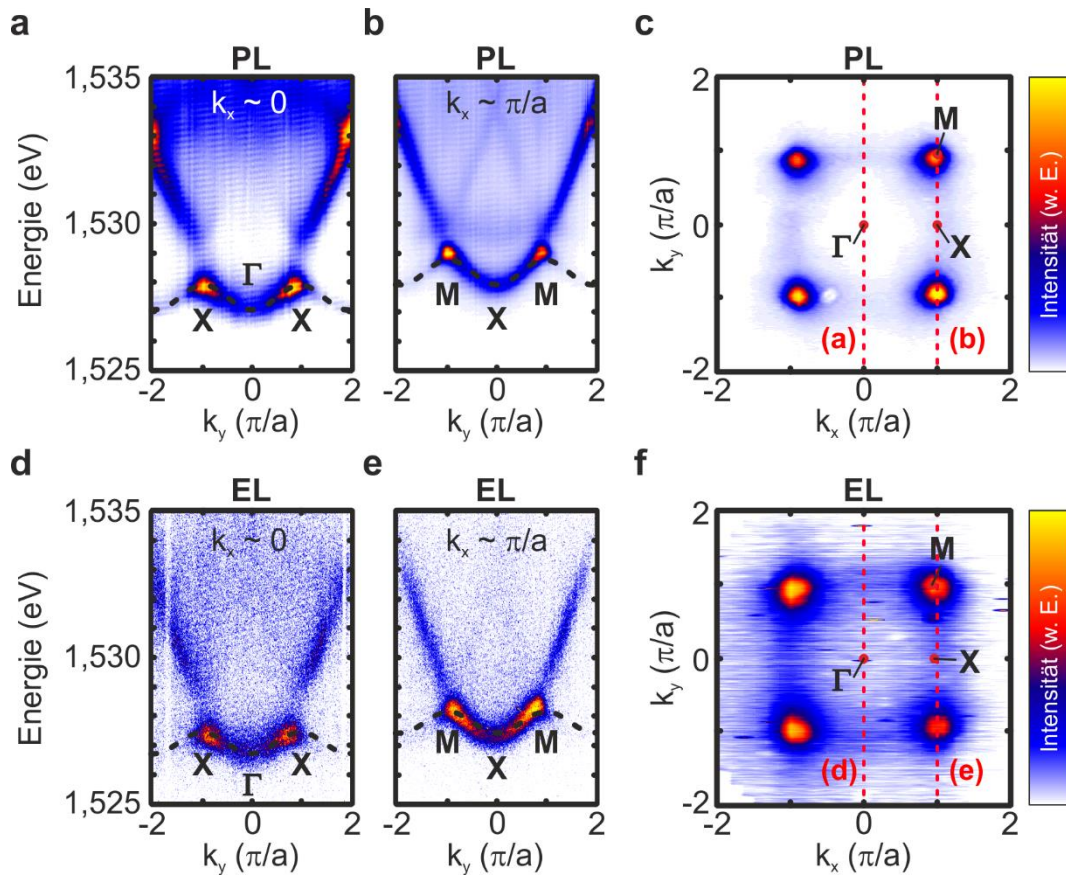


Abbildung 5.3: (a, b) Winkelaufgelöste Photolumineszenzspektren des untersuchten Quadrat-Gitters entlang der $X\text{-}\Gamma\text{-}X$ (a) beziehungsweise $M\text{-}X\text{-}M$ (b) Richtungen im reziproken Raum. (c) Energieschnitt im reziproken Raum am oberen Ende des S-Bandes bei einer Energie von $\sim 1,529$ eV. (d-f) Analoge Messung der Elektrolumineszenz entlang der Hochsymmetrierichtungen $X\text{-}\Gamma\text{-}X$ (d) beziehungsweise $M\text{-}X\text{-}M$ (e) und Energieschnitt im reziproken Raum am oberen Ende des zugehörigen S-Bandes. Die schwarzen, gestrichelten Linien in (a, b) und (d, e) zeigen weiterhin die aus der Anpassung der vollständigen Bandstruktur gewonnen, theoretischen Verläufe für die jeweiligen Hochsymmetrierichtungen.

de des zugehörigen S-Bandes bei rund $\sim 1,529$ eV gezeigt, die in beiden Fällen die quadratische Geometrie der ersten Brillouin-Zone anhand des markanten M -Punktes verdeutlichen. Die Verstimmung des Systems kann schließlich mithilfe der Emissionsspektren auf einen Wert von $\Delta(0) \sim -11,3$ meV abgeschätzt werden, indem die niedrigste Emissionsenergie der Bandstruktur um $|\vec{k}| \sim 0$ als unteres Polariton angesehen wird, welches aus der Kopplung des hh-Exzitons mit der photonischen Grundmode eines einzelnen Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $\sim 2,5$ μm entsteht.

Die tiefen Potentialfallen der geätzten Mikrosäulenresonatoren sollten eine Beschreibung der Bandstruktur im Rahmen der Tight-Binding-Methode erlauben. Dazu wurde das S-Band der Struktur aus dem vollständigen Datensatz der Hyperspectral-Imaging-Messungen jeweils für die PL (Abb. 5.4 (a)) und die EL (Abb. 5.4 (b)) rekonstruiert (blaue Punkte) und anschließend mit Gl. (28) unter Berücksichtigung der Kopplung

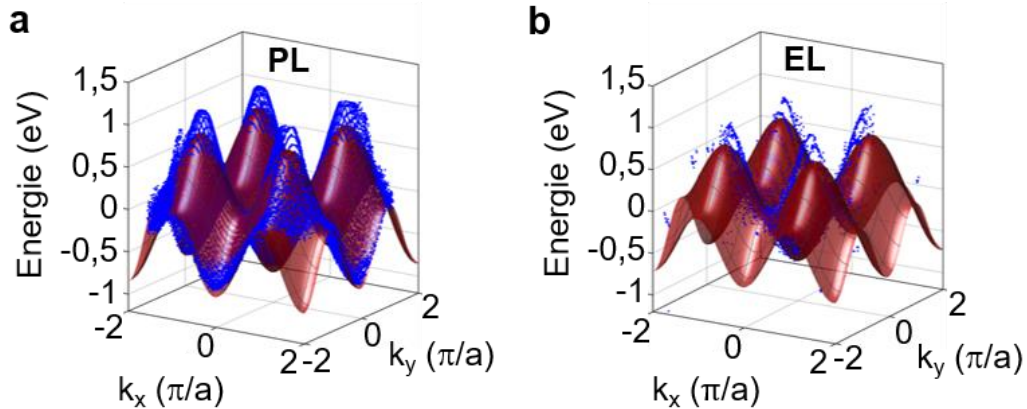


Abbildung 5.4: (a, b) Vollständig rekonstruierte Bandstruktur des S-Bandes (blaue Punkte) aus der Hyperspectral-Imaging-Messung unter optischer (a) und elektrischer Anregung (b). Die rote Fläche entspricht dem aus der Anpassung der Messdaten gewonnenen theoretischen Verlauf im Rahmen der Tight-Binding-Rechnung eines Quadrat-Gitters nach Gl. (28).

Nächster-Nachbarn angepasst (rote Fläche). Die Kopplungskonstante t stellt dabei den einzigen freien Parameter dar und beläuft sich jeweils auf einen Wert von $t = (211 \pm 44) \mu\text{eV}$ beziehungsweise $t = (180 \pm 84) \mu\text{eV}$ für die Anpassung der PL- und EL-Rekonstruktionen, die im Rahmen der Fehler eine gute Übereinstimmung zeigen. Die Ergebnisse der Anpassung sind zusätzlich in den winkelaufgelösten Spektren entlang der jeweiligen Hochsymmetrierichtungen eingezeichnet (Abb. 5.3 (a, b) und (d, f)) und zeigen auch hier für beide Anregungsarten eine hervorragende Reproduktion des S-Bandes im Rahmen der Tight-Binding-Rechnung.

Der abschließende Vergleich zwischen der etablierten optischen Charakterisierung mit der elektrischen Anregung zeigt, dass auch über die EL verlässliche Aussagen zur Bandstrukturbildung der Gitterstrukturen getroffen werden können. So lassen sich die erhaltenen Ergebnisse überzeugend im Rahmen der Tight-Binding-Methode beschreiben, wobei man für die PL und EL nahezu identische Anpassungsparameter erhält. Die größere Unsicherheit für die Kopplungskonstante aus der Anpassung der EL-Daten resultiert allerdings aus dem geringeren Signal-Rausch-Verhältnis. Dieses wird vermutlich durch Leckströme in der Struktur hervorgerufen, die letztlich auch zu einer Erwärmung führen können. So bedingt eine Erhöhung der Stromdichte hauptsächlich eine Verschiebung der Emission zu niedrigeren Energien, was eine weitere Optimierung der Kontaktgeometrie erforderlich macht, um nichtlineare Kondensationseffekte unter elektrischer Anregung beobachten zu können.

5.1.3 Graphen-Gitter

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt 5.1.2 gezeigt werden konnte, dass sich die Bandstruktur eines optisch angeregten Quadrat-Gitters unter elektrischer Anregung reproduzieren lässt, soll nun eine komplexere Anordnung in Form eines Graphen-Gitters untersucht werden. Dieses besteht aus einem Dreieck-Gitter mit einer zweiatomigen Basis. Neben natürlich vorkommenden, atomaren Varianten, wie Graphen [182] und TMDCs [230], wurden verschiedene Ansätze zur Nachbildung der elektronischen Bandstruktur und den damit verbundenen Eigenschaften entwickelt [41, 43, 181, 231]. Das im Rahmen dieser Arbeit umgesetzte Bauteil ist in der elektronenmikroskopischen Aufnahme in Abb. 5.5 (a) dargestellt, wobei für die einzelnen Mikrosäulenresonatoren ein Durchmesser von $d = 3,0 \mu\text{m}$ und für die Gitterkonstante ein Wert von $a = 2,7 \mu\text{m}$ gewählt wurden. Das Aspektverhältnis des Gitters ergibt sich damit zu $V = 0,9$. Weiterhin ist in Abb. 5.5 (b) eine vergrößerte Aufnahme der Gitterstruktur mit der zweiatomigen Basis und den entsprechenden primitiven Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 gezeigt. Das korrespondierende, reziproke Gitter ist schließlich in Abb. 5.5 (c) mit den zugehörigen Hochsymmetriepunkten Γ , K , K' und M der ersten Brillouin-Zone veranschaulicht (vgl. auch Abschnitt 2.5.1 zum Graphen-Gitter). Die weitere Untersuchung erfolgte nun analog zur Charakterisierung des Quadrat-Gitters in Abschnitt 5.1.2 durch den Vergleich der winkelaufgelösten PL- und EL-Messungen. Für die optische Messung wurde wieder eine Anregungsleistung von $\sim 10 \text{ W/cm}^2$ des durchstimmbaren Titan:Saphir-Lasers gewählt, der auf das erste hochenergetische Reflexionsminimum außerhalb des Stopppbandes der Mikrokavität, ungefähr $\sim 84 \text{ meV}$ oberhalb der Emissionsenergie, abgestimmt wurde. Der Probenstrom der elektrischen Messung beläuft sich hingegen auf einen Wert

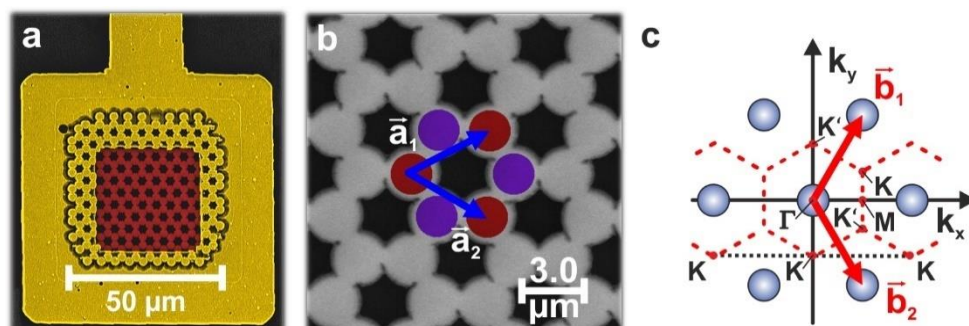


Abbildung 5.5: (a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme des untersuchten Graphen-Gitters. Der aufgedampfte p-Kontakt (gold) umgibt die geätzte Gitterstruktur (rot) mit einem Überlapp von mehreren Gitterkonstanten. (b) Vergrößerte Aufnahme der frei liegenden Gitterstruktur und entsprechende primitive Gittervektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 . (c) Zugehöriges reziprokes Gitter mit eingezeichneten Hochsymmetriepunkten Γ , K , K' und M der ersten Brillouin-Zone.

von $\sim 4,6 \text{ A/cm}^2$. Die Verstimmung des Systems kann erneut unter der Annahme der starken Kopplung zwischen dem hh-Exziton und der photonischen Grundmode eines Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $\sim 3,0 \mu\text{m}$ auf einen Wert von $\Delta(0) \sim -12,4 \text{ meV}$ abgeschätzt werden.

In Abb. 5.6 (a) ist das aus der Hyperspectral-Imaging-Messung rekonstruierte S-Band (blaue Punkte) des zunächst optisch angeregten Graphen-Gitters gezeigt, welches sich unter Berücksichtigung der Kopplung Nächster- und Übernächster-Nachbarn im Rahmen der Tight-Binding-Methode (vgl. Gl (29)) anpassen lässt. Die Kopplungskonstanten t und t' stellen dabei die einzigen freien Parameter dar und belaufen sich auf $t = (172 \pm 21) \mu\text{eV}$ beziehungsweise $t' = (-19 \pm 22) \mu\text{eV}$ und sind damit vergleichbar mit den Werten eines vollständig geätzten Graphen-Gitters [41]. Bedingt durch die zweiatomige Basis setzt sich das S-Band wiederum aus zwei Subbändern zusammen, die sich gerade an den energetisch entarteten Hochsymmetriepunkten K und K' am Rand der ersten Brillouin-Zone berühren. Die Berührungspunkte werden auch als Dirac-Punkte bezeichnet. Ein Schnitt durch diese Punkte im reziproken Raum bei einer Energie von $\sim 1,5267 \text{ eV}$ ist in Abb. 5.6 (b) abgebildet und verdeutlicht damit nochmals die sechseckige Geometrie der Brillouin-Zone mit den zugehörigen Hochsymmetriepunkten.

In Abb. 5.6 (c-h) sind weiterhin die erhaltenen Ergebnisse der winkelaufgelösten PL- (c-e) und EL-Messungen (f-h) für die entsprechenden Hochsymmetrierichtungen im reziproken Raum $K\text{-}\Gamma\text{-}K'$ (c, f), $K'\text{-}M\text{-}K$ (d, g) und $K\text{-}K\text{-}K$ (e, h) in linearer Farbdarstellung dargestellt. Zusätzlich eingezeichnet sind die Ergebnisse der Anpassung im Rahmen der Tight-Binding-Rechnung aus Abb. 5.6 (a), die zum einen für die PL- und zum anderen auch für die EL-Spektren eine sehr gute Übereinstimmung zeigen. Dabei wurde für den theoretischen Verlauf der EL-Spektren im Vergleich zur PL lediglich eine Verschiebung der Emission von rund $\sim 0,9 \text{ meV}$ angenommen. Sowohl für die PL als auch für die EL kann im S-Band des untersuchten Graphen-Gitters die Ausbildung eines Dirac-Punktes beobachtet werden (vgl. insbesondere Abb. 5.6 (e, h)). Darüber hinaus ist in Übereinstimmung mit der Literatur für beide Anregungsarten die Entstehung eines dispersionslosen Flachbandes am unteren Ende des P-Bandes zu erkennen [41]. Flachbänder entsprechen vollständig lokalisierten Zuständen, die in der Theorie eine unendlich hohe effektive Masse aufweisen [38, 41], womit sie im Kontrast zu den Zuständen an den Dirac-Punkten stehen, deren effektive Masse auf Grund der linearen Dispersion verschwindet.

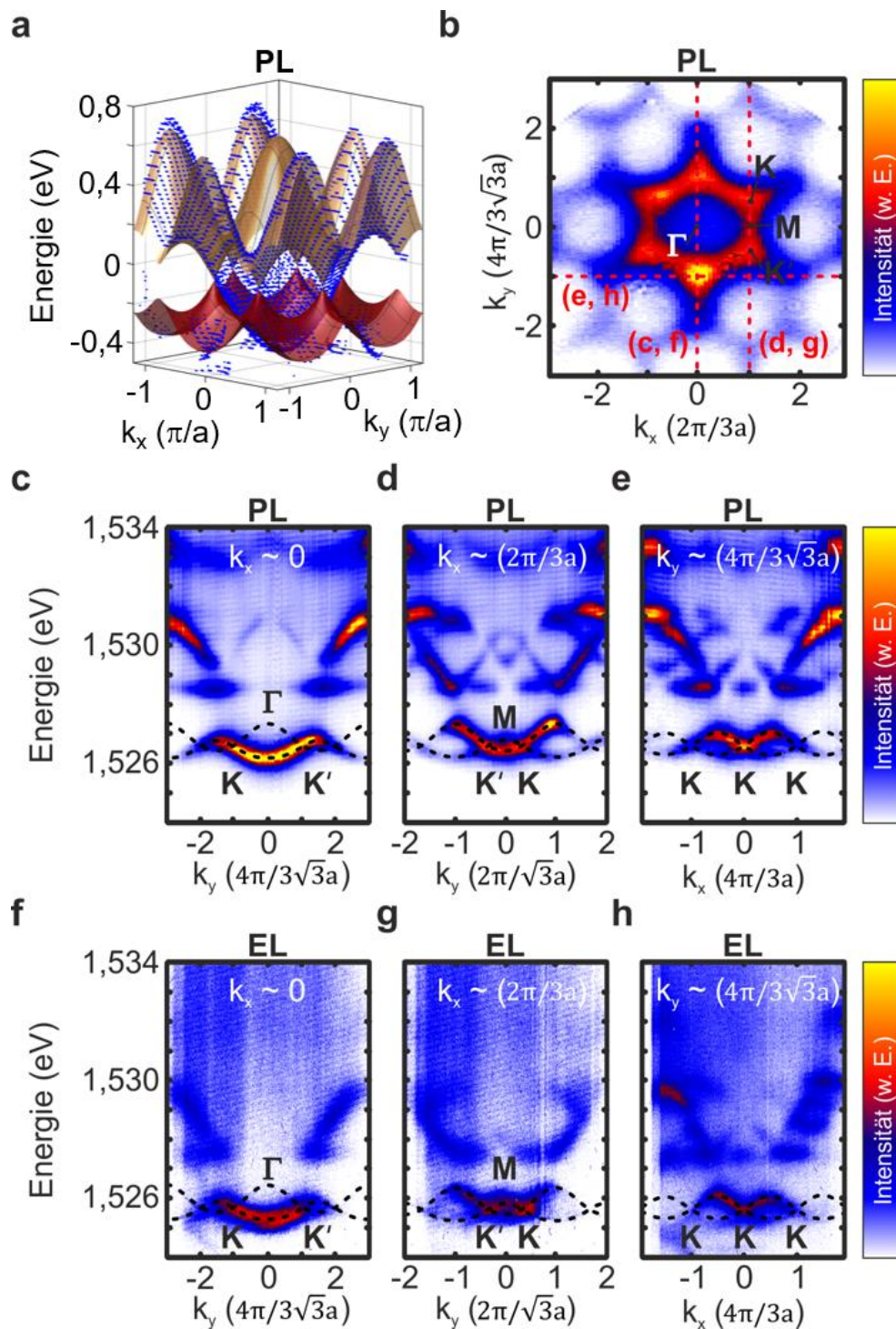


Abbildung 5.6: (a) Rekonstruierte Bandstruktur des S-Bandes (blaue Punkte) aus der Hyperspectral-Imaging-Messung unter optischer Anregung und zugehörige Anpassung im Rahmen der Tight-Binding-Rechnung. (b) Energieschnitt im reziproken Raum am Berührungspunkt der beiden Subbänder des S-Bandes, bei einer Energie von $\sim 1,5267$ eV. (c-h) Winkel aufgelöste Photo- (c-e) und Elektrolumineszenzspektren (f-h) des untersuchten Graphen-Gitters entlang der K - Γ - K' (c, f), K' - M - K (d, g) und K - K - K (e, h) Richtungen im reziproken Raum.

Der abschließende Vergleich zeigt, dass auch komplexere Gitteranordnungen, wie hier am Beispiel eines Graphen-Gitters diskutiert, elektrisch untersucht werden können. So lassen sich die erhaltenen Ergebnisse sehr überzeugend im Rahmen der Tight-Binding-Methode beschreiben, wobei für die PL und EL derselbe Parametersatz verwendet werden konnte. Darüber hinaus zeigt die elektrisch angeregte Struktur sowohl ausgeprägte Dirac-Punkte im S-Band und die Ausbildung eines Flachbandes am unteren Ende des P-Bandes [41]. Allerdings zeigt die EL im Vergleich zur PL, analog zu den Ergebnissen des Quadrat-Gitters in Abschnitt 5.1.2, ein geringeres Signal-Rausch-Verhältnis. Dieses wird vermutlich wieder durch Leckströme hervorgerufen, die letztlich auch zu einer Erwärmung und damit zu der beobachteten Verschiebung der Emission führen können.

5.2 Untersuchung der nichtlinearen Elektrolumineszenz eines Graphen-Gitters

Ein entscheidender Schritt in der Entwicklung einer Kontaktplattform für die elektrische Anregung künstlicher Potentiallandschaften besteht darin, dass diese auch im nichtlinearen Regime betrieben werden können [33, 34]. Während die in Abschnitt 5.1 vorgestellte Kontaktgeometrie zwar die Untersuchung der Gitterstrukturen bei niedrigen Anregungsleistungen erlaubt, führt eine Erhöhung der Stromdichte lediglich zu einer Erwärmung des Bauteils, was in Verbindung mit dem niedrigen Signal-Rausch-Verhältnis auf eine unzureichende Stromführung schließen lässt. Um daher die Effizienz der Struktur zu verbessern und einen Übergang in das nichtlineare Regime unter elektrischer Anregung zu ermöglichen, wird in Abschnitt 5.2.1 zunächst die Kontaktgeometrie optimiert, bevor im anschließenden Abschnitt 5.2.2 ein elektrisch betriebenes Graphen-Gitter im nichtlinearen Regime untersucht werden kann.

5.2.1 Optimierung der Kontaktplattform

Zur Optimierung des Kontaktierungsprozesses wird im Folgenden der Kontaktbereich der Bauteile aus Abschnitt 5.1.3 mittels elektronenmikroskopischer Aufnahmen untersucht. Dazu ist in Abb. 5.7 (a) die Rahmenstruktur des aufgedampften p-Kontaktes gezeigt, die einen Überlapp von mehreren Gitterkonstanten mit der Gitterstruktur aufweist. Weiterhin zeigt die vergrößerte Aufnahme eine Detailansicht der Überlappregion innerhalb derer potenzielle Ursachen für eine unzureichende Stromführung identifiziert wer-

den können. Es ist sofort ersichtlich, dass die Kontaktmetallisierung hauptsächlich die Austrittsfacetten der gekoppelten Mikrosäulenresonatoren bedeckt. Bedingt durch die hohe Dotierkonzentration in den oberen Spiegelpaaren sollte sich dabei ein ohmscher Kontaktwiderstand zwischen dem abgeschiedenen Metall und der Halbleiterstruktur ausbilden. Hingegen führt die unzureichende Planarisierung mit dem transparenten Polymer BCB innerhalb der Lochstrukturen zu einem Schottky-Kontakt zwischen dem Metall und den Ätzflanken der Gitterstruktur, oberhalb der aktiven Zone (i) [66]. Als mögliche Ursachen für die unvollständige Planarisierung lassen sich sowohl die Geometrie und die Abmessungen der geätzten Löcher als auch eine fehlende Haftvermittlerschicht an den Ätzflanken benennen, wodurch das aufgeschleuderte BCB die Ätzflanken nicht ausreichend benetzt. Weiterhin ist am äußeren Rand der Überlappregion zu erkennen, dass sich das BCB und damit auch der darauf abgeschiedene Metallkontakt nicht glatt an die Ätzflanken anschmiegen, sondern vermutlich abermals auf Grund einer unzureichenden Benetzung der Ätzflanken mit dem aufgeschleuderten BCB in Richtung dieser nach unten abfallen (ii). Dadurch kann wiederum ein Metall-Halbleiter-Übergang unterhalb des hochdotierten Bereichs der Halbleiterstruktur zur Ausbildung eines Schottky-Kontaktes führen. Entsprechend der elektronenmikroskopischen Aufnahme der Spaltkante eines vollständig prozessierten Bauteils in Abb. 5.7 (b) kann dieser Kontakt sogar unterhalb der Kavitätsregion liegen und damit das Auftreten von Leckströmen bedingen. Es lässt sich jedoch auch beobachten, dass der aufgedampfte Kontakt große Teile der Ätzflanken bedeckt, wodurch eine leitende Verbindung zur Oberfläche der Gitterstruktur und damit zum ohmschen Kontaktbereich entstehen kann. In der vergrößerten Aufnahme der Überlappregion in Abb. 5.7 (a) lässt sich weiterhin

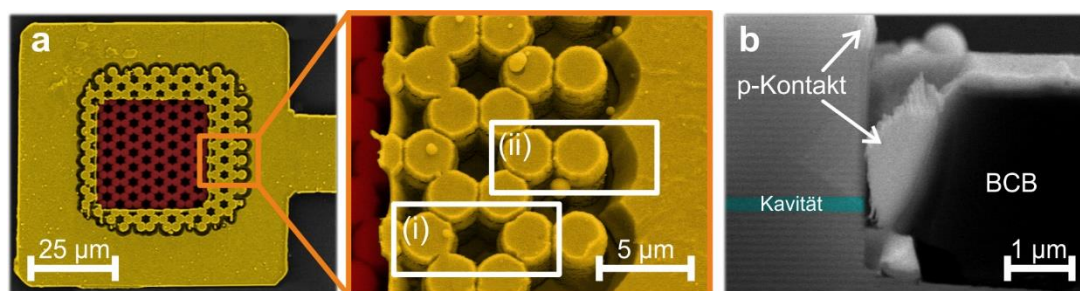


Abbildung 5.7: (a) Rasterelektronenmikroskopische (REM) Aufnahme des untersuchten Graphen-Gitters mit dem aufgedampfte p-Kontakt (gold), der die freiliegende Gitterstruktur (rot) mit einem Überlapp von mehreren Gitterkonstanten umgibt. Zusätzlich ist eine vergrößerte Aufnahme der Kontaktregion gezeigt, innerhalb derer potenzielle Ursachen für die auftretenden Leckströme abgeleitet werden können. Zu diesen gehören neben Effekten der Belichtung und des Ätzprozesses hauptsächlich Fehler in der Planarisierung (i, ii). (b) REM Aufnahme der Spaltkante durch ein vollständig prozessiertes Bauteil mit hervorgehobenen Kavitätsbereich (cyan).

beobachten, dass das abgeschiedene Metall auf den Austrittsfacetten der gekoppelten Mikrosäulenresonatoren einen sichtbaren Rand zu den nächsten Nachbarn aufweist (ii). Zusätzlich verlaufen die Ätzflanken der Mikrosäulenresonatoren nicht vollständig senkrecht nach unten, sondern weisen innerhalb der ersten geätzten Spiegelpaare eine Kegelstumpfform auf (vgl. Abb. 5.1 (a) und (b)). In der Kombination können nun beide Effekte dazu führen, dass sich benachbarte, überlappende Mikrosäulen erst einige Spiegelpaare unterhalb der Oberfläche berühren, was zum einen die Ladungsträgerinjektion in der Kontaktregion und zum anderen auch die Ladungsträgerdiffusion im freiliegenden Bereich der Gitterstruktur behindern könnte.

Die Analyse des Kontaktbereichs der Bauteile aus dem Abschnitt 5.1.3 mittels elektronenmikroskopischer Aufnahmen hat gezeigt, dass hauptsächlich Fehler in der Planarisierung, neben Effekten durch die Belichtung und des Ätzprozesses, eine unzureichenden Stromführung bedingen können. Um die Planarisierung am äußeren Rand der Struktur zu vereinfachen und gleichzeitig das Auftreten der Schottky-Kontakte im Überlappbereich durch nicht vollständig planarisierte Löcher zu vermeiden, können die Gitterstrukturen zusätzlich von einem ungeätzten und unstrukturierten Rahmenbereich umgeben werden, der gleichzeitig als Kontaktplattform für den abschließend aufgebracht p-Kontakt dient. In Abb. 5.8 (a) ist eine elektronenmikroskopische Aufnahme des im folgenden Abschnitt 5.2.2 untersuchten Graphen-Gitters mit der optimierten Kontaktplattform dargestellt (Probe D), wobei der aufgedampfte p-Kontakt und die frei liegende Gitterfläche farblich hervorgehoben wurden. Der schraffierte Bereich markiert darin weiterhin den ungeätzten Rahmen, der die Gitterstruktur umgibt und auf dem die Kontaktmetallisierung aufgedampft wurde. Die vergrößerte Aufnahme zeigt ferner eine Detailansicht der Überlappregion, die eine hervorragende Planarisierung am Randbereich demonstriert.

Zum direkten Vergleich der Kontaktplattformen aus dem Abschnitt 5.1 (Gen 1) und dem optimierten Design (Gen 2) sind in Abb. 5.8 (b) die Strom-Spannungs-Kennlinien zweier repräsentativer Bauteile aufgetragen. Die Kennlinie des alten Designs zeigt dabei eine Schwellenspannung im Bereich von ~ 1 V, was der Erwartung für eine Schottky-Barriere in diesem Materialsystem entspricht [66]. Oberhalb der Schwellenspannung nimmt die Stromstärke schließlich linear zu, während die Kennlinie des optimierten Designs oberhalb der Kniespannung im Bereich von ~ 4 V einen deutlich stärkeren Anstieg zeigt. Der Verlauf der Kennlinie für die Struktur mit dem alten Kontakt design deutet darauf hin, dass die Ladungsträgerinjektion von einem Schottky-Kontakt dominiert

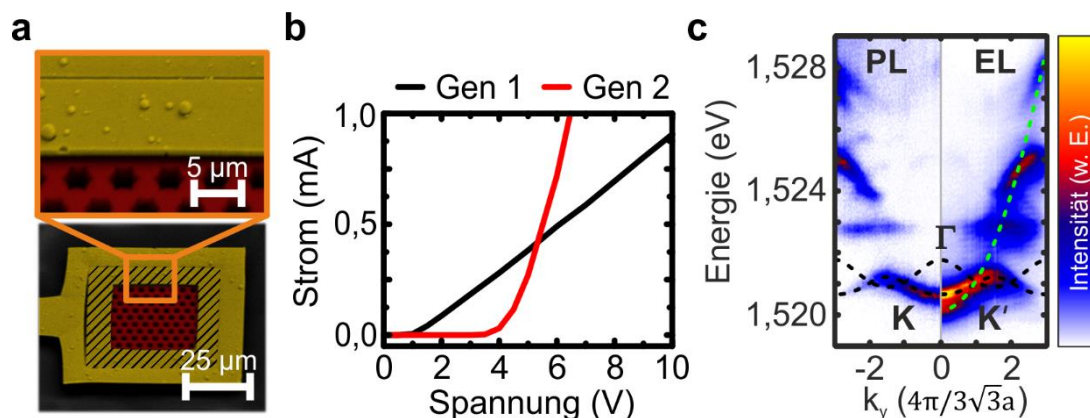


Abbildung 5.8: (a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme des im folgenden Abschnitt 5.2.2 untersuchten Graphen-Gitters mit dem aufgedampften p-Kontakt (gold), der die freiliegende Gitterstruktur (rot) umgibt. Der schraffierte Bereich markiert den ungeätzten und unstrukturierten Rahmen, der die Gitterstruktur umgibt und auf dem der p-Kontakt aufgedampft wurde. Zusätzlich ist eine vergrößerte Aufnahme der Kontaktregion, die die hervorragende Planarisierung am Rand der geätzten Struktur verdeutlicht, gezeigt. (b) Experimentell bestimmte Strom-Spannungs-Kennlinie der Kontaktplattformen aus dem Abschnitt 5.1 (Gen 1) und dem optimierten Design (Gen 2) aus (a). (c) Winkelaufgelöste Photo- und Elektrolumineszenzspektren des Graphen-Gitters mit optimierter Kontaktplattform entlang der K - Γ - K' Richtung im reziproken Raum.

wird, während die Kennlinie der Struktur mit dem optimierten Design den erwarteten Verlauf einer pin-Diode zeigt. Letzteres bedeutet, dass ein Großteil der injizierten Löcher über den ohmschen Kontakt im oberen Bragg-Spiegel in die Struktur gelangen und weiter in die aktive Zone im intrinsischen Bereich fließen können. Ein Schottky-Kontakt bedeutet wiederum, dass die Löcher entweder unterhalb des hochdotierten Bereichs in den oberen DBR injiziert werden oder aber auch unterhalb der aktiven Zone in den unteren Bragg-Spiegel und dabei nicht zum Aufbau des Polariton-Reservoirs beitragen können.

Analog zum Abschnitt 5.1.3 sind in Abb. 5.8 (c) zum Vergleich die winkelaufgelösten Photo- und Elektrolumineszenzspektren des im folgenden Abschnitt 5.2.2 untersuchten Graphen-Gitters mit der optimierten Kontaktplattform entlang der K - Γ - K' Richtung im reziproken Raum gegenübergestellt. Der Vergleich zeigt wiederum eine hervorragende Übereinstimmung zwischen dem Experiment und der Theorie im Rahmen der Tight-Binding-Methode, während keine erwärmungsbedingte Verschiebung der Emission zwischen der PL und der EL beobachtet wird. Gleichzeitig weist das Spektrum unter elektrischer Anregung ein ähnliches Signal-Rausch-Verhältnis wie das Spektrum unter optischer Anregung auf. Dabei beträgt die optische Anregungsleistung im ersten hochenergetischen Reflexionsminimum außerhalb des Stopbandes der Mikrokavität rund $\sim 2,4 \text{ W/cm}^2$ bei einer Integrationszeit von 30 s. Die elektrische Anregungsleistung

beträgt hingegen $\sim 0,01 \text{ A/cm}^2$ bei einer Integrationszeit von nur 20 s. Im Vergleich dazu betrug die Integrationszeit der elektrischen Messungen in Abschnitt 5.1 mehr als 1000 s. Der einzige Unterschied zwischen den beiden Anregungsarten besteht lediglich darin, dass die Bandstruktur in der EL verarbeitet scheint. Dies ist allerdings eine Folge des zweidimensionalen Hintergrundes durch den ungeätzten und unstrukturierten Rahmen, der die Gitterstruktur umgibt und in Abb. 5.8 (c) durch die Photonendispersion (grüne gestrichelte Linie) verdeutlicht wird. Im Folgenden kann dieser Hintergrund durch eine räumliche Selektion des Emissionsbereichs herausgefiltert werden.

5.2.2 Spektrale Signaturen nichtlinearer Elektrolumineszenz

Durch die Optimierung der Kontaktgeometrie in Abschnitt 5.2.1 konnte im Vergleich zum Design aus dem Abschnitt 5.1 eine erhebliche Effizienzsteigerung der elektrisch angeregten Gitterstrukturen durch eine verbesserte Stromführung erreicht werden. An dem prozessierten Graphen-Gitter mit der optimierten Kontaktplattform aus Abb. 5.8 (a) (Probe D) wurden daher im Folgenden Leistungsserien unter elektrischer DC-Anregung bei einer Proben temperatur von $\sim 5 \text{ K}$ durchgeführt (vgl. Abschnitt 3.3.3). Der Probenstrom konnte analog zur Messung der Polariton-Dioden in Abschnitt 4 über dem Spannungsabfall an einem Vorwiderstand von $R_{Vor} = 1 \text{ k}\Omega$ bestimmt und auf die jeweilige Stromdichte durch die Gitterstruktur umgerechnet werden. Weiterhin wurden die gleichen Strukturparameter des in Abschnitt 5.1.3 untersuchten Graphen-Gitters mit einem Durchmesser von $d = 3,0 \text{ }\mu\text{m}$ für die einzelnen Mikrosäulenresonatoren und einer Gitterkonstante von $a = 2,7 \text{ }\mu\text{m}$ gewählt. Das Aspektverhältnis des Gitters beläuft sich somit auf $V = 0,9$, während die Verstimmung des Systems unter der Annahme der starken Kopplung zwischen dem hh-Exziton und der photonischen Grundmode eines Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $\sim 3,0 \text{ }\mu\text{m}$ auf einen Wert von $\Delta(0) \sim -30,0 \text{ meV}$ abgeschätzt werden kann.

In Abb. 5.9 (a) ist schließlich das aus der Hyperspectral-Imaging-Messungen gewonnene EL-Spektrum entlang der $K\text{-}\Gamma\text{-}K'$ Hochsymmetrierichtung durch die erste Brillouin-Zone in linearer Farbdarstellung und für moderate Anregungsbedingungen im Bereich von $\sim 0,4 \text{ A/cm}^2$ dargestellt. Zusätzlich eingezeichnet sind die Ergebnisse der Anpassung des S-Bandes im Rahmen der Tight-Binding-Rechnung unter Berücksichtigung der Kopplung Nächster- und Übernächster-Nachbarn (vgl. Gl (29)). Besonders hervorzuheben ist dabei die Ausbildung des dispersionslosen Flachbandes am unteren Ende des P-Bandes [41] bei einer Energie von $\sim 1,509 \text{ eV}$ (rote gestrichelte Linie in

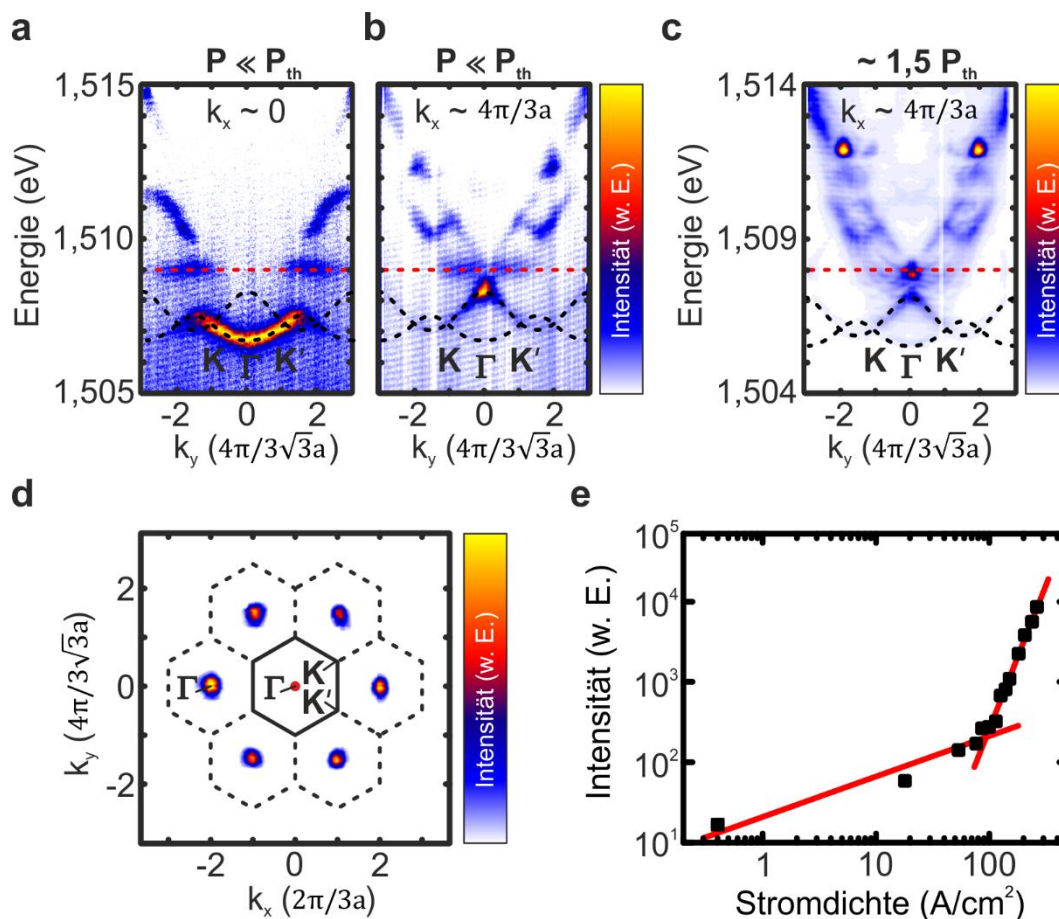


Abbildung 5.9: (a, b) Winkelaufgelösten Elektrolumineszenzspektren des untersuchten Graphen-Gitters entlang der K - Γ - K' Hochsymmetrierichtung durch die erste (a) beziehungsweise zweiten Brillouin-Zone (b) im reziproken Raum für moderate Anregungsbedingungen im Bereich von $\sim 0,4 \text{ A/cm}^2$. (c) Winkelaufgelöstes Elektrolumineszenzspektrum entlang der K - Γ - K' Hochsymmetrierichtung durch die zweite Brillouin-Zone im reziproken Raum, oberhalb der Schwellenstromdichte der kombinierten elektrischen und optischen Anregung. Die rote gestrichelte Linie markiert die Position des sich ausbildenden Flachbandes am unteren Ende des P-Bandes (a-c). (d) Zugehöriger Energieschnitt im reziproken Raum bei einer Energie von rund $\sim 1,508 \text{ eV}$. (e) Extrahierte Intensität der relevanten Laser-Mode als Funktion der injizierten Stromdichte mit einem konstanten optischen Hintergrund.

Abb. 5.9 (a-c)). Eine leicht andere Besetzung der Bandstruktur ergibt sich wiederum unter denselben Anregungsbedingungen entlang der K - Γ - K' Hochsymmetrierichtung durch die zweite Brillouin-Zone, deren EL-Spektrum in Abb. 5.9 (b) dargestellt ist. Dabei ist vor allem bei der Betrachtung des S-Bandes ersichtlich, dass bei dem Schnitt durch die erste Brillouin-Zone in Abb. 5.9 (a) nur das untere und innerhalb der zweiten Brillouin-Zone in Abb. 5.9 (b) das obere S-Band besetzt wird, was sich auf die destruktive Interferenz in der Fernfeldemission entlang bestimmter Hochsymmetrierichtungen zurückführen lässt [41, 232, 233].

Mit zunehmender Stromdichte kommt es nun trotz der deutlich verbesserten Effizienz der Kontaktplattform zu einer erwärmungsbedingten Verschiebung der EL hin zu

niedrigeren Energien, wobei keine Nichtlinearität in der Emission beobachtet werden kann. Das Graphen-Gitter wird daher noch zusätzlich mit dem durchstimmbaren Titan:Saphir-Laser homogen ausgeleuchtet, um einen initialen Ladungsträgerhintergrund für die elektrische Anregung zu erzeugen. Die Anregungsleistung des Lasers, abgestimmt auf das erste hochenergetische Reflexionsminimum außerhalb des Stopbandes der Mikrokavität, beträgt hierfür rund $\sim 90 \text{ W/cm}^2$ und liegt damit noch deutlich unterhalb der Schwellenleistung von $\sim 105 \text{ W/cm}^2$ bei der in der rein optischen Leistungsserie eine Nichtlinearität in der Emission auftritt (vgl. Abb. D.4 im Anhang D). Durch die Kombination der elektrischen Leistungsserie mit dem konstanten optischen Hintergrund kann schließlich auch mit zunehmender Stromdichte oberhalb von $\sim 100 \text{ A/cm}^2$ eine ausgeprägte, monochromatische Emission innerhalb der Bandstruktur beobachtet werden. Dazu ist in Abb. 5.9 (c) die winkelaufgelöste Emission entlang der K - Γ - K' Hochsymmetrierichtung durch die zweite Brillouin-Zone in linearer Farbdarstellung dargestellt ($\sim 150 \text{ A/cm}^2$). Innerhalb des Spektrums können zwei relevante Moden mit hoher Intensität bei einer Energie von $\sim 1,508 \text{ eV}$ beziehungsweise $\sim 1,512 \text{ eV}$ identifiziert werden. Im Folgenden soll davon nur die niederenergetische Mode im Detail diskutiert werden, deren Position im reziproken Raum mit den Γ -Punkten in der zweiten Brillouin-Zone korreliert, wie der Energieschnitt bei der zugehörigen Energie von $\sim 1,508 \text{ eV}$ in Abb. 5.9 (d) verdeutlicht. Dabei veranschaulichen die durchgezogenen und gestrichelten Linien die Ränder der ersten und zweiten Brillouin-Zonen mit den jeweiligen Hochsymmetriepunkten Γ , K und K' . Zur genaueren Analyse der emittierten Ausgangsleistung der entsprechende Mode wurden in Abb. 5.9 (e) schließlich die aus der Anpassung der Linienspektren durch die Γ -Punkte in der zweiten Brillouin-Zone gewonnenen Werte für die Intensität als Funktion der injizierten Stromdichte aufgetragen. Dabei zeigt sich ein nichtlinearer Anstieg der emittierten Ausgangsleistung oberhalb einer Schwellenstromdichte von $\sim 100 \text{ A/cm}^2$ und damit ein charakteristisches Merkmal für den Übergang in das Laser-Regime [30, 31]. Die starke photonische Verstimmung im Bereich von $\Delta(0) \sim -6,0 \hbar\Omega$, in Kombination mit der erwärmungsbedingten Verschiebung der Emission zu niedrigeren Energien mit zunehmender Stromdichte, verhindern jedoch eine eindeutige Verifikation, ob es sich bei dem Übergang um ein Polariton-Kondensat handelt.

Der Vergleich des Emissionsspektrums oberhalb der Schwelle in Abb. 5.9 (c) mit der Bandstruktur der Spektren unter moderaten Anregungsbedingungen in Abb. 5.9 (a) und (b) legt ferner nahe, dass sich die niederenergetische Laser-Mode unter Berücksichtigung

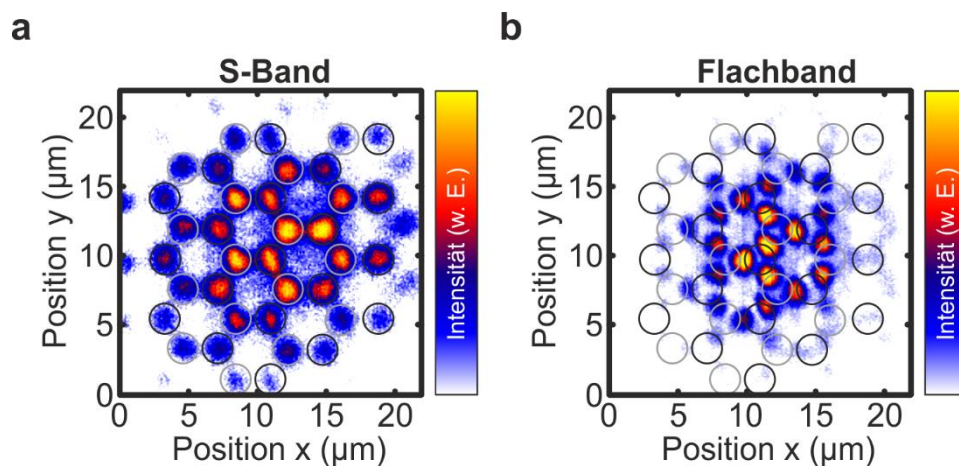


Abbildung 5.10: (a, b) Energieaufgelöste Intensitätsverteilung im Realraum, die die Modenstruktur des untersuchten Graphen-Gitters unter optischer Anregung bei einer Energie von $\sim 1,507$ eV (a) beziehungsweise $\sim 1,508$ eV (b) zeigt. Die schwarzen und grauen Kreise markieren des Weiteren die Position der geätzten Mikrosäulenresonatoren im Graphen-Gitter. Während in (a) die Modenstruktur am oberen Ende des S-Bandes abgebildet wird, zeigt die Modenstruktur in (b) die erwartete Kagome-Geometrie des Flachbandes [41].

der erwärmungsbedingten Verschiebung auf der Höhe des Flachbandes ausbildet. Die zugehörige Modenstruktur kann mithilfe einer Modentomographie aufgeklärt werden (vgl. Abschnitt 3.3.3). In Abb. 5.10 (a, b) sind dazu die zugehörigen Energieschnitte bei einer Energie von $\sim 1,507$ eV (a) beziehungsweise $\sim 1,508$ eV (b) für das untersuchte Graphen-Gitter unter optischer Anregung dargestellt. Des Weiteren markieren darin die schwarzen und grauen Kreise die Position der Mikrosäulenresonatoren in der geätzten Gitterstruktur. Während sich in der Modenstruktur am oberen Ende des S-Bandes in Abb. 5.10 (a) die radialsymmetrische Feldintensität der Grundmode eines einzelnen Mikrosäulenresonators direkt widerspiegelt (vgl. Abschnitt 2.2.2.2), führt hingegen die Kopplung der ersten angeregten Mode zu einer deutlich komplexeren Realraumverteilung für die Zustände im P-Band [177, 234]. Bedingt durch die zweifache Entartung und der damit verbundenen, zentralen Knotenebene für Feldintensität des ersten angeregten Zustandes in einem einzelnen Mikrosäulenresonator (vgl. Abschnitt 2.2.2.2), bilden sich durch die Kopplung im Gitter insgesamt vier P-Bänder aus. In Abhängigkeit von den Kopplungskonstanten können davon die oberste als auch die unterste Mode einem Flachband entsprechen [41]. Das unterste Flachband weist dabei eine eindeutige Modenstruktur in Form eines Kagome-Gitters auf, bei der die Intensitätsmaxima zwischen den einzelnen Gitterplätzen liegen [41]. Tatsächlich weist die Modentomographie in Abb. 5.10 (b) bei der Energie der niederenergetischen Laser-Mode aus Abb. 5.9 (c) eben diese Realraumverteilung auf und belegt, dass sich die dis-

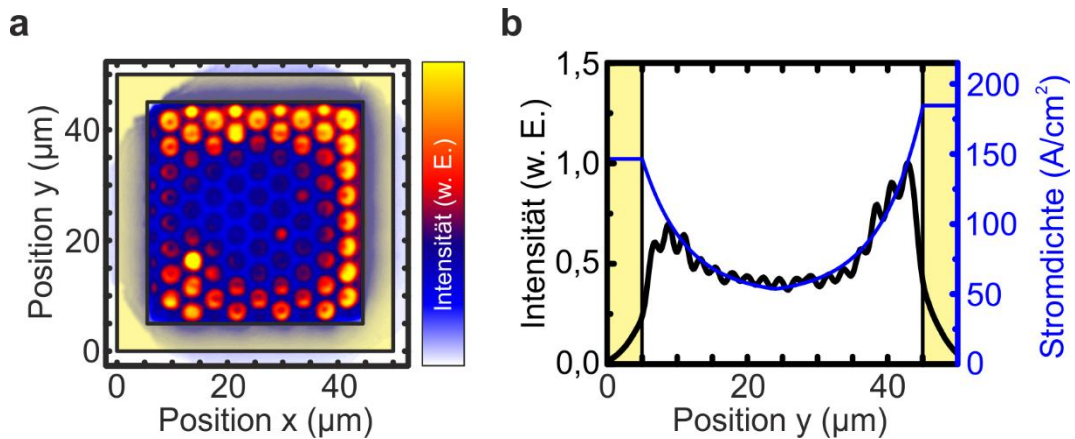


Abbildung 5.11: (a) Intensitätsverteilung im Realraum des elektrisch angeregten Graphen-Gitters mit optimierter Kontaktgeometrie. Der gelbe Rahmen markiert darin die Überlappregion zwischen dem ungeätzten und unstrukturierten Probenbereich auf dem der p-Kontakt aufgedampft wurde. Für die elektrische Anregung wurde ein auf die Gesamtfläche des Bauteils normierter Wert für die Stromdichte im Bereich von $\sim 100 \text{ A/cm}^2$ gewählt. (b) Zugehöriges Linienprofil entlang der y-Richtung und daraus abgeleitete Stromdichteverteilung als Funktion des Ortes.

kutierte Laser-Mode innerhalb des Flachbandes ausbildet.

Da trotz der deutlich verbesserten Effizienz der Kontaktplattform eine erwärnungsbedingte Verschiebung der EL hin zu niedrigeren Energien bei hohen Stromdichten beobachtet wird, soll abschließend noch eine mögliche Erklärung für die ohmschen Verluste in der Struktur diskutiert werden. Dazu ist in Abb. 5.11 (a) die Intensitätsverteilung im Realraum des untersuchten Graphen-Gitters für einen auf die Gesamtfläche des Bauteils normierten Wert für die Stromdichte von $\sim 100 \text{ A/cm}^2$ dargestellt. Der gelbe Bereich markiert darin die Überlappregion zwischen dem ungeätzten und unstrukturierten Probenbereich auf dem der p-Kontakt aufgedampft wurde. Unter der Annahme einer konstanten „wall-plug efficiency“ zwischen dem injizierten Strom und dem emittierten Licht kann die Verteilung als Maß für das elektrische Anregungsprofil verstanden werden. Diese nimmt somit vermutlich auf Grund der Ladungsträgerdiffusion vom Kontaktbereich zur Mitte der Gitterstruktur ab, was eine ortsabhängige Ladungsträgerinjektion nach sich zieht. Durch die exponentielle Anpassung des Linienprofils in Abb. 5.11 (b) kann schließlich die zugehörige Stromdichteverteilung als Funktion des Ortes auch innerhalb der Kontaktregion approximiert werden. So beträgt der ortsabhängige Wert in der Mitte der Struktur bei einer Stromdichte von $\sim 100 \text{ A/cm}^2$ durch das gesamte Bauteil rund $\sim 50 \text{ A/cm}^2$, während im Kontaktbereich Werte zwischen $\sim 150 \text{ A/cm}^2$ und $\sim 200 \text{ A/cm}^2$ erreicht werden können. Die deutlich höheren Stromdichten am Rand der Struktur könnten damit eine mögliche Erklärung für die Erwärmung des Bauteils liefern, bevor eine Nichtlinearität in der

Emission beobachtet werden kann. Eine weitere Verbesserung der Kontaktplattform sollte daher auf eine homogenere Ladungsträgerinjektion unter elektrischer Anregung abzielen, wobei an der Optimierung des semitransparenten Kontaktes angesetzt werden könnte.

5.3 Eindimensionales Gitter im Su-Schrieffer-Heeger-Modell

Eine Motivation für die Untersuchung topologisch geschützter Zustände besteht darin, dass diese auf Grund ihrer Eigenschaften sehr robust gegenüber lokalen Störungen sind [46, 190-192]. Des Weiteren verspricht die Realisierung nichtlinearer und kohärenter Lichtquellen auf Basis von Bandstrukturen mit topologisch nicht-trivialen Eigenschaften im Vergleich zum trivialen Fall höhere Laser-Effizienzen [235, 236]. Eines der einfachsten Modell-Systeme besteht hierfür in dem sogenannten Su-Schrieffer-Heeger-Modell (SSH-Modell) eines eindimensionalen Gitters [75] (vgl. Abschnitt 2.5.2), welches im Folgenden auf Basis der in Abschnitt 4.1 durchgeführten Optimierung der dotierten Halbleiter-Mikroresonatoren unter elektrischer Anregung untersucht werden soll. Dazu wird zunächst in Abschnitt 5.3.1 der Probenaufbau und die Bauteilprozessierung der Struktur zusammengefasst und im darauffolgenden Abschnitt 5.3.2 die Bandstrukturbildung im linearen Regime vorgestellt. Ein besonderer Fokus liegt hierbei auf der Ausbildung des nicht-trivialen Defektzustandes innerhalb der Bandlücke, welcher letztlich die Grundlage für einen elektrisch betriebenen topologischen Polariton-Laser darstellt.

5.3.1 Probenaufbau und Bauteilprozessierung

Der dotierte Halbleiter-Mikroresonator zur Prozessierung der elektrisch angeregten SSH-Gitter entspricht derselben Probe (Probe D) die bereits in den Abschnitten 5.1 und 5.2 für die Untersuchung der Quadrat- und Graphen-Gitter herangezogen wurde. Für den detaillierten Schichtaufbau und die Grundcharakterisierung der Mikrokavität sei daher auf den Abschnitt 5.1.1 und den Anhang D verwiesen.

Entsprechend der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Bauteilprozessierung wurden für die Strukturierung und elektrische Kontaktierung der Probe D zunächst die eindimensionalen Ketten mittels eines fokussierten Elektronenstrahls belichtet und im anschließenden Ätzverfahren in die Halbleiterstruktur übertragen. Wie bereits in Ab-

schnitt 2.5.2 beschrieben, setzt sich die lineare Kette im SSH-Modell aus einer zweiatomigen Basis und damit folglich aus zwei Subgittern, die alternierend über die Parameter t und t^* gekoppelt sind, zusammen. Für die untersuchten Gitterstrukturen wurde letztlich eine Anordnung gewählt, bei der die einzelnen geätzten Türmchen einen Überlapp von jeweils 5% beziehungsweise 15% mit den nächsten Nachbartürmchen aufweisen. Zusammen mit dem Durchmesser eines einzelnen Mikrosäulenresonatoren von $d = 2,5 \mu\text{m}$ folgt daraus ferner eine Gitterkonstante von $a = 4,5 \mu\text{m}$.

Der in Abschnitt 2.5.2 beschriebenen „Bulk-Boundary-Correspondence“ folgend entsteht an der Grenzfläche zweier Strukturen mit unterschiedlicher „winding number“ ein topologischer Übergang, der zur Ausbildung eines topologisch geschützten Zustandes führt [189]. So ein Zustand kann für entsprechende Werte der Kopplungskonstanten t und t^* am Rand der SSH-Kette zum Vakuum auftreten [75]. Für die elektrische Anregung ist jedoch, bedingt durch die bisher vorgestellte Kontaktgeometrie, ein topologischer Zustand innerhalb der linearen Kette wünschenswert. Indem zwei Dimer-Ketten mit unterschiedlicher „winding number“ durch einen entsprechenden Defekt miteinander gekoppelt werden, kann auch an der Grenzfläche innerhalb der Gitterstruktur ein topologischer Übergang mit einem damit verbundenen, topologisch geschützten Defektzustand erzeugt werden [184, 237], der sich insbesondere für die elektrische Anregung eignet. Für die Schnittstelle kommen ferner zwei mögliche Konfigurationen in Frage, in denen der Defekt durch das Auslassen (tt -Defekt) oder Wiederholen (t^*t^* -Defekt) eines einzelnen Mikrosäulenresonators entsteht. Während für den Fall, dass $t^*/t > 1$ gilt, beide Defektarten einen topologisch geschützten Defektzustand aufweisen, koexistieren hierbei für den t^*t^* -Defekt noch zusätzliche triviale Moden [237]. Für die experimentelle Realisierung wurde daher der tt -Defekt verwendet, um eine entsprechende Unterscheidung zwischen den trivialen und topologischen Moden zu umgehen. Dazu ist schließlich in Abb. 5.12 (a) eine elektronenmikroskopische Aufnahme der geätzten Gitterstruktur in der gewählten Konfiguration dargestellt, die sich aus insgesamt 24 überlappenden Mikrosäulenresonatoren zusammensetzt und in der die Austrittsfläche des eingebauten tt -Defektes farblich hervorgehoben wurde. Weiterhin ist in der elektronenmikroskopischen Aufnahme in Abb. 5.12 (b) zu erkennen, dass sich die Ätzflanken der Türmchen bis tief hinunter in den unteren Bragg-Spiegel erstrecken.

Die Umsetzung der elektrischen Kontakte erfolgt analog zu den bisherigen Prozessen vorder- (p-Kontakt) und rückseitig (n-Kontakt) der Probe. Für den abschließenden p-Kontakt wurde die geätzte Struktur mit dem transparenten Polymer BCB planarisiert

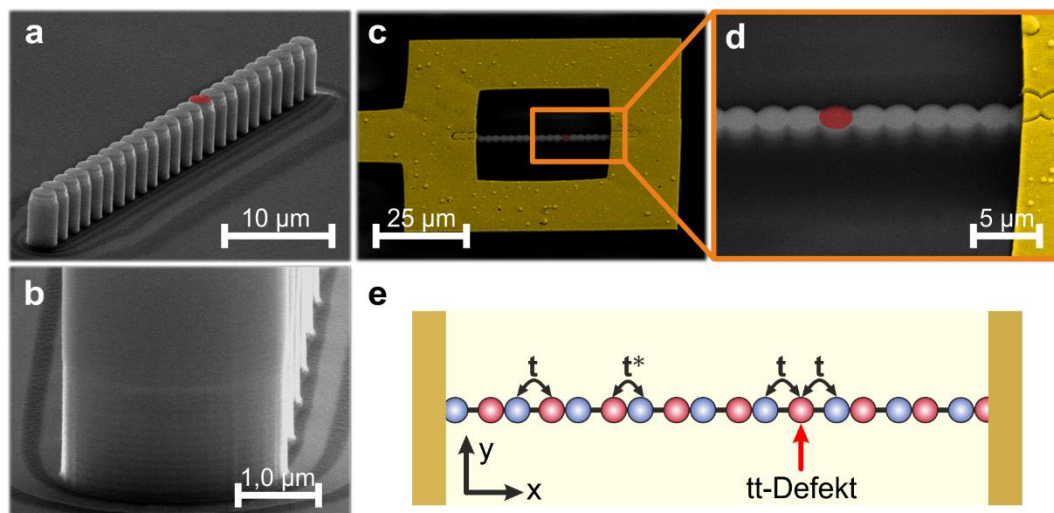


Abbildung 5.12: (a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme (REM) der geätzten Gitterstruktur, bestehend aus einer linearen Kette gekoppelter Mikrosäulenresonatoren mit alternierendem Überlapp. (b) Die Ätzflanken erstrecken sich bis tief hinunter in den unteren Bragg-Spiegel. (c) REM-Aufnahme des vollständig prozessierten Bauteils. Der aufgedampfte p-Kontakt (gold) umgibt die lineare Kette mit einem Überlapp von ein bis zwei Gitterkonstanten pro Seite. (d) Vergrößerte Aufnahme der frei liegenden Gitterstruktur, wobei der eingebaute tt -Defekt hervorgehoben wurde (rot). (e) Schematischer Aufbau der elektrisch kontaktierten Struktur im Su-Schrieffer-Heeger-Modell.

und schließlich eine Rahmenstrukturen mit einer äußeren Kantenlänge von $l_A \sim 80 \mu\text{m}$ und einer inneren Kantenlänge von $l_I \sim 40 \mu\text{m}$ mittels optischer Lithografie über der linearen Kette definiert, sodass sich ein Überlapp von ein bis zwei Gitterkonstanten pro Seite ergibt. Das Aufdampfen einer Cr-Au-Schichtfolge und das finale Lift-Off-Verfahren komplettieren die Bauteilprozessierung. Die elektronenmikroskopischen Aufnahmen eines vollständig prozessierten Bauteils in Abb. 5.12 (c) und (d) zeigen dazu eine erfolgreiche Planarisierung am Rand der Struktur und heben nochmals den eingebauten Defekt farblich hervor. Um zusätzlich parasitäre Effekte durch fehlerhaft prozessierte Bauteile zu vermeiden, konnten die Gitter darüber hinaus einzeln im Thermosonic-Ball/Wedge-Verfahren mit einem Golddraht kontaktiert werden. Zu Verdeutlichung des SSH-Modells und der Kontaktgeometrie ist die Konfiguration nochmals in Abb. 5.12 (e) schematisch dargestellt.

5.3.2 Untersuchung der Bandstruktur im linearen Regime

Im Folgenden soll nun die Ausbildung der Bandstruktur des prozessierten SSH-Gitters mit dem eingebauten tt -Defekt unter elektrischer DC-Anregung vorgestellt werden. Ein besonderer Fokus lag hierbei auf der Verifikation des nicht-trivialen Defektzustandes innerhalb der Bandlücke des S-Bandes, welcher letztlich die Grundlage für einen elektrisch betriebenen, topologischen Polariton-Laser darstellt. Der Probenstrom

wurde dazu analog zur Messung der Polariton-Dioden in Abschnitt 4 über dem Spannungsabfall an einem Vorwiderstand von $R_{Vor} = 1 \text{ k}\Omega$ bestimmt und auf die jeweilige Stromdichte durch die gesamte Struktur umgerechnet. Für die Untersuchung der Emissionsspektren im linearen Regime wurden weiterhin moderate Anregungsbedingungen von rund $\sim 2,5 \text{ A/cm}^2$ und eine Probentemperatur von $\sim 5 \text{ K}$ gewählt. Unter der Annahme der starken Kopplung zwischen dem hh-Exziton und der photonischen Grundmode eines einzelnen Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $\sim 2,5 \mu\text{m}$ konnte überdies die Verstimmung des Systems auf einen Wert von $\Delta(0) \sim -30,0 \text{ meV}$ abgeschätzt werden.

In Abb. 5.13 (a) ist zunächst das energieaufgelöste EL-Spektrum des elektrisch angelegten Gitters in Abhängigkeit von der Position entlang der linearen SSH-Kette dargestellt. Dabei kann die Emission der rund ~ 17 freiliegenden Mikrosäulenresonatoren, die nicht mit dem Metallkontakt überlappen, (vgl. Abb. 5.12 (c, d)) untersucht und insbesondere die Position des eingebauten tt -Defektes (roter Pfeil) identifiziert werden. Eine eindeutigere Zuordnung erlaubt darüber hinaus die über die Energie integrierte Intensitätsverteilung im Realraum in Abb. 5.13 (b), in der die Positionen der einzelnen Gitterplätze deutlich erkennbar sind. In Abb. 5.13 (a) ist ferner für die Potentiallandschaft ersichtlich, dass die Energien einzelner Dimere am Rand der freiliegenden Gitterstruktur zu niedrigeren Energien verschoben sind. Dem überlagert ist ein zusätzlicher linearer Potentialgradient von $\sim -15 \mu\text{eV}/\mu\text{m}$, bedingt durch den intrinsischen Schichtdickengradienten, der während des epitaktischen Wachstums der Schichtstruktur entsteht (vgl. Anhang D). Analog zur Diskussion der Erwärmung in Abschnitt 5.2.2 besteht eine mögliche Erklärung für die abgesenkten Energieniveaus in der Nähe des Kontaktbereichs darin, dass die Stromdichte wieder signifikant zum Rand der Struktur zunimmt, wie auch die Intensitätsverteilung im Realraum in Abb. 5.13 (b) nahelegt. Unter moderaten Anregungsbedingungen kommt es zu einer lokalen Erwärmung in der Nähe des Kontaktes, was zu der beobachteten Verschiebung führt. Nichtsdestotrotz kann die Potentiallandschaft in der Mitte des Bauteils als nahezu konstant angesehen werden. Des Weiteren wird an der Position des eingebauten tt -Defektes eine charakteristische Emission beobachtet, die ungefähr mittig im S-Band liegt und im Folgenden weiter analysiert werden soll. Dazu sind in Abb. 5.13 (c) und (d) die Modentomographien der Defektmode bei einer Energie von $\sim 1,5057 \text{ eV}$ (c) und des bindenden S-Bandes bei einer Energie von $\sim 1,5051 \text{ eV}$ (d) dargestellt. Unter Vernachlässigung der Emission in der Nähe des Kontaktbereiches zeigt die Intensitätsverteilung in Abb. 5.13 (c) das erwartete Profil des

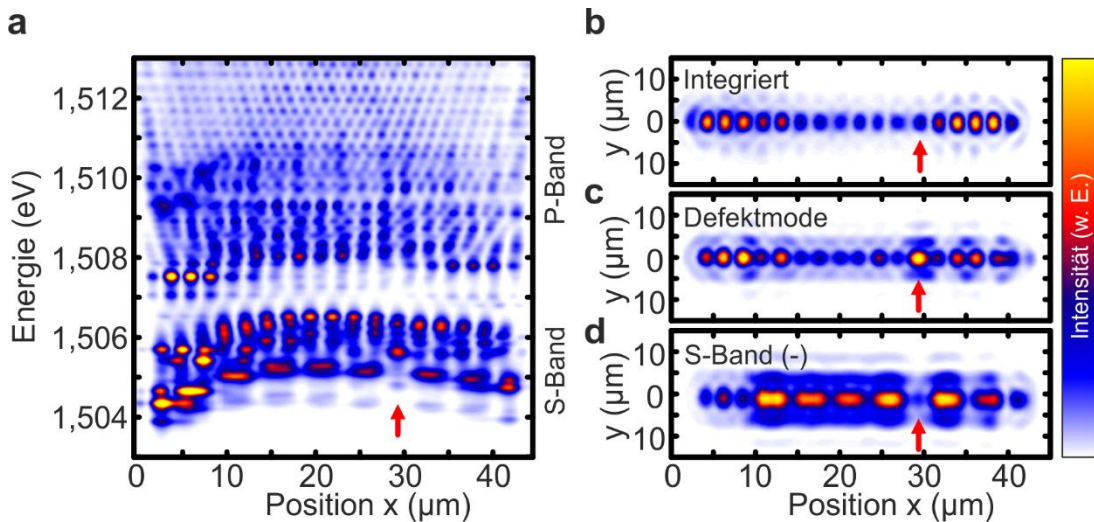


Abbildung 5.13: (a) Energieaufgelöstes Elektrolumineszenzspektrum der elektrisch angeregten SSH-Gitterstruktur in Abhängigkeit von der Position unter moderaten Anregungsbedingungen von $\sim 2,5 \text{ A/cm}^2$. (b) Zugehörige Intensitätsverteilung im Realraum. (c, d) Energieaufgelöste Intensitätsverteilung im Realraum, die die Modenstruktur der Defektmode bei einer Energie von $\sim 1,5057 \text{ eV}$ (c) und des S-Bandes bei einer Energie von $\sim 1,5051 \text{ eV}$ (d) dargestellt. Darüber hinaus markiert der rote Pfeil jeweils die Position des eingebauten tt -Defektes.

topologisch geschützten Zustandes im SSH-Modell mit endlich vielen Elementen [75, 184]. So weist der tt -Defekt bei der entsprechenden Energie eine hohe Intensität auf, während die benachbarten Gitterplätze eine niedrige Intensität zeigen, die zum übernächsten Nachbarn wieder zunimmt. Die Modenstruktur in Abb. 5.13 (d) verdeutlicht hingegen die Dimerisierung der über den Parameter t^* gekoppelten Mikrosäulenresonatoren, während an der Position des Defektes ein Bereich niedriger Intensität zu erkennen ist.

Die Inter- und Intradimer-Kopplungsparameter t und t^* des SSH-Modells führen schließlich im Rahmen des Tight-Binding-Ansatzes auf die in Abschnitt 2.5.2 beschriebene Bandstruktur, innerhalb derer sich der topologisch geschützte Defektzustand in der Mitte der Bandlücke ausbilden kann [46, 75, 237]. Dazu ist in Abb. 5.14 (a) das winkelaufgelöste EL-Spektrum der untersuchten Gitterstruktur entlang der eindimensionalen Kette im linearen Regime dargestellt. Unterhalb der erwarteten S- und P-Bänder sind zusätzlich lokalisierte und zum Teil auch delokalisierte Moden zu erkennen, die nach dem Vergleich mit Abb. 5.13 (a) auf die vermutlich erwärmungsbedingte Verschiebung der Mikrosäulenresonatoren am Rand der Struktur zurückzuführen sind. Zur genaueren Analyse des S-Bandes ist weiterhin in Abb. 5.14 (b) eine vergrößerte Aufnahme des EL-Spektrums abgebildet. Darin wird deutlich, dass die Kopplung t zwischen den einzelnen Dimeren ausreicht, um die erwartete dispersive Bandstruktur auszubilden.

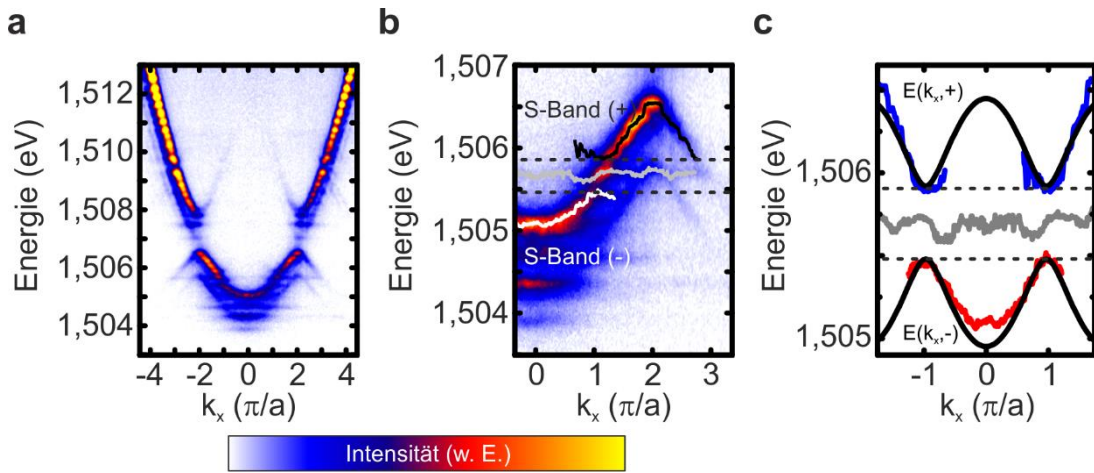


Abbildung 5.14: (a) Winkelauflöstes Elektrolumineszenzspektrum des untersuchten SSH-Gitters entlang der linearen Kette. (b) Vergrößerte Aufnahme des S-Bandes, welches bedingt durch die zweiatomige Basis zwei Subbänder (\pm) ausbildet, die symmetrisch um den Defektzustand angeordnet sind. Weiterhin sind die Intensitätsmaxima des unteren (weiß) und oberen (schwarz) S-Bandes sowie der lokalisierte Defektzustand (grau) innerhalb der Energielücke (gestrichelte schwarze Linie) hervorgehoben. (c) Anpassung des extrahierten unteren (rot) und oberen (blau) S-Bandes mit Gl. (32) im Rahmen der Tight-Binding-Methode (schwarz). Ebenfalls eingezeichnet ist der extrahierte Defektzustand (grau) in der Mitte der Bandlücke.

Bedingt durch die zweiatomige Basis entstehen innerhalb des S-Bandes zwei Subbänder (\pm), die durch die Energielücke 2Δ getrennt sind. Genau in der Mitte der Bandlücke ist wiederum ein lokalisierter Zustand zu beobachten, der der oben diskutierten Defektmode entspricht. Im Rahmen des SSH-Modells stellt dies eine direkte Folge der chiralen Symmetrie des Systems für den topologisch geschützten Defektzustand dar [46, 237]. Zur besseren Visualisierung des S-Bandes sind weiterhin die Intensitätsmaxima der jeweiligen Moden farblich hervorgehoben. Analog zur Diskussion in Abschnitt 5.2.2 führt die zweiatomige Basis des Weiteren wieder zu einer destruktiven Interferenz in der Fernfeldemission [41, 232, 233], sodass das untere S-Band hauptsächlich in der ersten und das obere in der zweiten Brillouin-Zone besetzt wird. Die extrahierten Dispersionen konnten nun abschließend im Rahmen der Tight-Binding-Methode des SSH-Modells mit Gl. (32) angepasst werden. Dazu sind in Abb. 5.14 (c) die Intensitätsmaxima der beiden Bänder zusammen mit dem Defektzustand aufgetragen. Die Bandlücke kann ferner aus der Differenz der beiden Subbänder am Rand der ersten Brillouin-Zone bestimmt werden, die sich zu $2\Delta = (440 \pm 50) \mu\text{eV}$ ergibt. Mit der Position des Defektzustandes bei $E_{tt} \sim 1,5057 \text{ eV}$ verbleiben daher t oder t^* mit $2\Delta = 2|t - t^*|$ als einzige freie Anpassungsparameter. Diese ergeben sich folglich zu $t = (264 \pm 50) \mu\text{eV}$ beziehungsweise $t^* = (484 \pm 50) \mu\text{eV}$. Das Ergebnis der Anpassung ist in Abb. 5.14 (c) als schwarze Kurve für die beiden Subbänder eingezeichnet.

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass mit den präsentierten Ergebnissen einige überzeugende Hinweise auf die Existenz des topologisch geschützten Defektzustandes innerhalb der elektrisch angeregten, linearen Kette im Rahmen des SSH-Modells gezeigt werden konnten. Dazu gehören neben der erwarteten Modenstruktur vor allem die Ausbildung des lokalisierten Defektes in der Mitte der Bandlücke des S-Bandes, was eine direkte Folge der chiralen Symmetrie des Systems darstellt [46, 75, 237]. Um die Robustheit des topologischen Zustandes gegenüber einem Bruch der chiralen Symmetrie zu untersuchen, kann der eingebaute Defekt beispielsweise mit einem fokussierten Laser zusätzlich optisch angeregt werden, was im Regime der starken Kopplung zu einer Blauverschiebung der Emission führt. Ein entscheidender Schritt in der Entwicklung eines elektrisch betriebenen topologischen Polariton-Lasers besteht jedoch darin, dass das System auch im nichtlinearen Regime betrieben werden kann, wofür die Kontaktplattform und Ladungsträgerinjektion zur Reduktion der ohmschen Verluste weiter optimiert werden muss. So wurde bei der Erhöhung der injizierten Stromdichte schließlich eine erwärmungsbedingte Verschiebung der Emission und eine Dissoziation der Randzustände beobachtet, bevor der Defektzustand eine Nichtlinearität zeigen konnte. Eine mögliche Optimierung der Struktur besteht beispielsweise darin, den tt -Defekt der Struktur direkt zu kontaktieren, um eine gezieltere Ladungsträgerinjektion zu erreichen.

5.4 Zusammenfassung und Ausblick

Auf Basis der in Abschnitt 4 optimierten Halbleiter-Mikroresonatoren wurde in diesem Kapitel eine geeignete Struktur für die elektrische Anregung ein- und zweidimensionaler Gitterstrukturen entwickelt. Dazu wurden ein zweidimensionales Quadrat- und Graphen-Gitter hinsichtlich der Bandstrukturbildung im linearen Regime betrachtet. Um dabei die erfolgreiche Implementierung der Prozesse zu zeigen, wurden die Bauteile parallel zur Messung der EL mithilfe etablierter optischer Methoden charakterisiert. Die erhaltenen Ergebnisse konnten sodann sehr überzeugend durch das zugehörige Tight-Binding-Modell reproduziert werden. Weiterhin konnten in den PL- und EL-Spektren des Graphen-Gitters ausgeprägte Dirac-Punkte im S-Band und ein dispersionsloses Flachband am unteren Ende des P-Bandes beobachtet werden.

Um die Stromführung zu verbessern, wurde überdies der Kontaktbereich der prozessierten Strukturen mittels elektronenmikroskopischer Aufnahmen untersucht. Da-

rauf aufbauend wurden Graphen-Gitter in einem optimierten Prozess und mit einer angepassten Kontaktgeometrie hergestellt. In der Kombination mit einem konstanten optischen Hintergrund konnte damit letztlich auch ein elektrisch induzierter nichtlinearer Übergang gezeigt werden, bei dem die niederenergetische Laser-Mode auf der Höhe des Flachbandes und an der Position der Γ -Punkte in der zweiten Brillouin-Zone liegt. Die zugehörige Modenstruktur weist eine Kagome-Symmetrie auf.

Abschließend wurde die Bandstrukturbildung eines eindimensionalen SSH-Gitters mit eingebauten tt -Defekt unter elektrischer Anregung untersucht, wobei einige Eigenschaften des topologisch geschützten Defektzustandes gezeigt werden konnten. Dazu gehören neben dem erwarteten Intensitätsprofil der Modenstruktur vor allem die Ausbildung der lokalisierten Defektmode in der Mitte der Bandlücke des S-Bandes.

Die vorgestellten Ergebnisse entsprechen der ersten erfolgreichen Implementierung einer kompakten, elektrisch angeregten Gitterstruktur auf der Basis von prozessierten Halbleiter-Mikroresonatoren und eröffnen eine Vielzahl neuartiger experimenteller und technischer Anwendungsmöglichkeiten. Darüber hinaus konnte im kontaktierten Graphen-Gitter eine elektrisch induzierte Nichtlinearität beobachtet werden, was eine Grundvoraussetzung für die Abbildung klassischer Einteilchen-, Vielteilchen- als auch nichtlineare Problemstellungen auf den Hamiltonoperator des Polariton-Systems und deren Lösung darstellt [35, 36]. Zusätzlich stellt die Möglichkeit künstliche Potentiallandschaften im nichtlinearen Regime unter elektrischer Anregung betreiben zu können einen ersten Schritt für die Realisierung elektrisch betriebener topologischer Laser dar.

6 Realisierung eines elektrostatischen Exziton-Polaritonen-Schalters

Während etablierte elektronische Logikelemente zunehmend an ihre inhärenten physikalischen Grenzen stoßen [48-50], versprechen alternative optische Ansätze wesentliche Vorteile für die Verarbeitung von Informationen mit Licht. Dazu gehören neben größeren Datenverarbeitungsraten und einer geringeren Energiedissipation vor allem auch die hohen Übertragungslängen entlang moderner Lichtwellenleiter [51]. Allerdings ist eine Manipulation der beteiligten Teilchen in den elektronischen Bauteilen deutlich einfacher zu realisieren als in den rein photonischen Systemen [51, 52]. Der hybride Licht-Materie-Charakter eines Polaritons erlaubt jedoch die Vorteile beider Komponenten ausnutzen zu können, wobei die individuellen Eigenschaften der jeweiligen Bestandteile über die Verstimmung in den Vordergrund treten oder unterdrückt werden. Der Materie-Anteil begünstigt zum einen die Wechselwirkung des Systems mit anderen Teilchen und führt damit zu ausgeprägten Nichtlinearitäten [6, 7]. Zum anderen kann die Exziton-Komponente auch über ein externes elektromagnetisches Feld signifikant beeinflusst werden [8-12]. Der photonische Anteil bedingt hingegen eine hohe Propagationsgeschwindigkeit im Bereich von $\sim 0,01c$ [13]. Daraus resultieren mögliche Schaltzeiten auf der Pikosekundenskala [58] und, bei entsprechenden Lebenszeiten, kohärente Propagationslängen des Polariton-Kondensats von mehreren $\sim 10 \mu\text{m}$ [17, 59, 60] bis hinauf zu einem Millimeter [61]. Das Polariton-System stellt somit, neben den in Abschnitt 4 und Abschnitt 5 diskutierten Anwendungen, auch einen idealen Kandidaten für die Entwicklung von integrierten, elektrooptischen Logikschaltkreisen für die Informationsverarbeitung dar [168].

Wie bereits in Abschnitt 2.5 beschrieben kann zur Realisierung der elektrooptischen Bauteile auf der Basis von Polaritonen sowohl die Licht- als auch die Materie-Komponente genutzt werden, um künstliche Potentiale zu generieren, innerhalb derer die Dynamik der Kondensate kontrolliert werden kann. Davon ausgehend wurden in der Folge Architekturen für optische Polariton-Schaltkreise vorgeschlagen [53-56] und schließlich optische Polariton-Schalter [57, 58] und Polariton-Transistoren [13] vorgestellt. Die Manipulation der Polaritonen erfolgt in diesen Systemen in der Regel optisch, indem mittels eines Lasers ein lokales Ladungsträger-Reservoir erzeugt wird, welches über die Coulomb-Wechselwirkung eine effektive Abstoßung und damit eine

Potentialbarriere hervorruft [13, 57, 58, 171, 172] oder der dynamische Stark-Effekt ausgenutzt wird [238]. Diese Vorgehensweise weist allerdings sowohl physikalische als auch praktische Nachteile auf. So führt die Injektion von zusätzlichen Ladungsträgern durch die Wechselwirkung mit dem Kondensat zu einem Aufheizen des Systems, womit der Laser auf kleine Anregungsleistungen und somit auf kleine Potentialbarrieren zur Manipulation des Bauteils beschränkt wird. Weiterhin reduziert die Wechselwirkungsdynamik der Polaritonen mit dem Ladungsträgerreservoir die möglichen Schaltzeiten im Vergleich zu einer resonanten Manipulation [58]. Hingegen stellt die Kontrolle der Dynamik über elektrische Felder eine kompaktere und skalierbare Alternative dar, ohne die zusätzliche Injektion von Ladungsträgern.

Elektrostatische Potentialfallen für das Polariton-System konnten noch nicht eindeutig demonstriert werden, sodass konkrete Anwendungen, die elektrische Felder zur Manipulation der Kondensate verwenden, bisher nicht realisiert wurden. In diesem Kapitel wird schließlich erstmalig ein elektrooptisches Bauteil auf der Basis von Polaritonen in einem Mikrodrahtresonator vorgestellt, mit dem die Propagation des Kondensats mittels eines lokalen, elektrostatischen Feldes kontrolliert werden kann. Dazu wird zunächst in Abschnitt 6.1 der Probenaufbau und die Bauteilprozessierung erläutert und in Abschnitt 6.2 die elektrooptische Grundcharakterisierung vorgestellt. In Abschnitt 6.3 wird schließlich der Einfluss des lokalen elektrischen Feldes auf das Polariton-System im Detail diskutiert.

6.1 Probenaufbau und Bauteilprozessierung

Der Halbleiter-Mikroresonator (Probe A) zur Umsetzung des elektrostatischen Polariton-Schalters wurde bereits im Abschnitt 4.1 vorgestellt. Für den detaillierten Schichtaufbau und die optischen und elektrischen Eigenschaften sei daher auf den Anhang A und auf den Abschnitt 4.1.1 verwiesen.

Entsprechend der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Bauteilprozessierung, wurden zur Strukturierung und Kontaktierung der Probe A zunächst Rechtecke mit einer Länge von $\sim 400 \mu\text{m}$ und einer Breite von $\sim 5 \mu\text{m}$ mittels optischer Lithografie definiert und im anschließend Ätzverfahren in die planare Halbleiterstruktur übertragen. Die Ätzflanken der dabei entstehenden Mikrodrahtresonatoren erstrecken sich bis tief hinunter in den unteren Bragg-Spiegel, wie in der elektronenmikroskopischen Aufnahme in Abb. 6.1 (a) zu erkennen ist. Die Umsetzung der elektrischen Kontakte erfolgte wieder

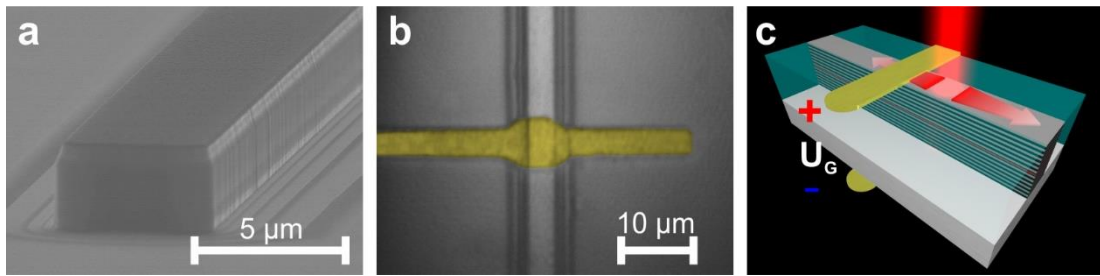


Abbildung 6.1: (a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme (REM) eines geätzten Mikrodrahtresonators mit einer Breite von $\sim 5 \mu\text{m}$. Die Ätzflanken erstrecken sich bis tief hinunter in den unteren Bragg-Spiegel. (b) Lichtmikroskopische Aufnahme des aufgedampften p-Kontaktes (gelb) mit einer Breite von $\sim 10 \mu\text{m}$ auf der geätzten Struktur. (c) Schematischer Aufbau eines vollständig prozessierten Bauteils zur Manipulation der optisch injizierten Polaritonen mittels elektrostatischer Felder.

vorder- (p-Kontakt) und rückseitig (n-Kontakt) der Probe. Zur Festlegung des abschließenden p-Kontaktes wurden, nach der Planarisierung der Probenoberfläche, Kontaktstreifen mit einer Breite von $\sim 10 \mu\text{m}$ auf den geätzten Mikrodrahtresonatoren mittels optischer Lithografie definiert und schließlich eine Schichtfolge aus Ti-Au aufgedampft (Abb. 6.1 (b)). Die einzelnen kontaktierten Mikrodrähte wurden weiterhin parallelgeschaltet und zu einem Block zusammengefasst, sodass insgesamt vier Strukturen gleichzeitig untersucht werden konnten. In Abb. 6.1 (c) ist zur Veranschaulichung der Bauteilgeometrie ein vollständig prozessierter und elektrisch kontaktierter Mikrodrahtresonator schematisch dargestellt.

6.2 Elektrooptische Grundcharakterisierung

Für die elektrooptische Grundcharakterisierung des prozessierten Bauteils wurde zunächst eine optische Leistungsserie im offenen Stromkreis, das heißt ohne angelegtes elektrisches Feld durchgeführt. Der Mikrodrahtresonator wurde dazu bei einer Temperatur von $\sim 5 \text{ K}$ mit dem durchstimmbaren Titan:Saphir-Laser im ersten hochenergetischen Reflexionsminimum außerhalb des Stoppbandes der Mikrokavität angeregt und somit ungefähr $\sim 84 \text{ meV}$ oberhalb der Emissionsenergie. Der Durchmesser des Anregungsbereichs des fokussierten Lasers beläuft sich auf rund $\sim 5 \mu\text{m}$ und berührt hier gerade den Rand des aufgedampften Kontaktstreifens auf der Seite mit der größeren negativen Verstimmung (vgl. Abb. 6.3 (a)). Die optische Apertur in der Bildebene vor dem Spektrometer ermöglicht weiterhin eine räumliche Filterung der PL, wobei die Detektion bei geschlossener Lochblende auf einen etwa $\sim 20 \mu\text{m}$ langen Bereich des Mikrodrahtresonators beschränkt wird.

In Abb. 6.2 (a) sind die erhaltenen PL-Spektren in linearer Farbdarstellung für unterschiedliche Anregungsleistungen dargestellt. Bedingt durch den lateralen Einschluss können unterhalb der Kondensationsschwelle ($\sim 0,5 P_{th}$) mehrere parabolische Dispersionen beobachtet werden [239]. Diese lassen sich im Modell gekoppelter harmonischer Oszillatoren anpassen, indem das hh-Exziton mit dem Grundzustand sowie den ersten beiden angeregten lateralen Kavitätsmoden (vgl. Gl. (9)) gekoppelt wird. Die Rabi-Aufspaltung und die Energie des hh-Exzitons wurden dazu in Übereinstimmung mit der optischen Grundcharakterisierung gewählt. Ferner wurde für die Breite des Mikrodrahtes ein Wert von $\sim 5 \mu\text{m}$ angenommen, sodass insgesamt nur die longitudinale Modenenergie des Kavitätsphotons als freier Anpassungsparameter verbleibt. Die Ergebnisse der sich daraus ergebenden Polariton-Dispersionen sind in Abb. 6.2 (a) als gestrichelte Linien eingezeichnet und zeigen eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen PL-Spektren. Aus der Anpassung kann zusätzlich die Verstimmung zwischen der photonischen Grundmode und dem hh-Exziton extrahiert werden, die sich zu einem Wert von $\Delta(0) \sim -1,6 \hbar\Omega$ ergibt und auf einen Hopfield-Koeffizienten von $|X_0|^2 \sim 0,08$ führt.

Mit zunehmender Anregungsleistung bildet sich schließlich in einem schmalen Wellenvektorbereich eine ausgeprägte, monochromatische Emission aus, was als Übergang in das Polariton-Kondensat interpretiert wird. Wie in dem PL-Spektrum in Abb. 6.2 (a) weit oberhalb Schwelle ($\sim 4 P_{th}$) zu erkennen ist, kondensiert der Mikrodrahtresonator nicht in der Grundmode, sondern im zweiten Subband des Systems. Dies lässt sich da-

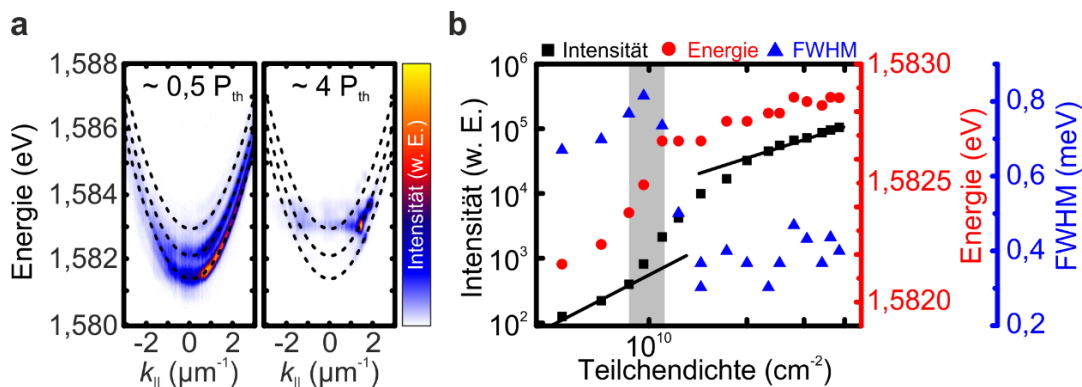


Abbildung 6.2: (a) Winkelaufgelösten Photolumineszenzspektren unterhalb ($\sim 0,5P_{th}$) und weit oberhalb ($\sim 4P_{th}$) der Kondensationsschwelle P_{th} im offenen Stromkreis und in linearer Farbdarstellung. Aus der Kopplung des hh-Exzitons mit den drei niedrigsten lateralen Kavitätsmoden des Mikrodrahtresonators ergeben sich die als gestrichelte Linien eingezeichneten Polariton-Dispersionen (schwarz). (b) Aus den Linienspektren extrahierten Werte für die Energie der ersten angeregten Mode (rot, Kreis) sowie die zugehörige Linienbreite (blau, Dreieck) und detektierte Intensität (schwarz, Viereck) als Funktion der injizierten Teilchendichte. Die Linienspektren wurden um den Wellenvektor $k_{||} \sim 1,3 \mu\text{m}^{-1}$ herum extrahiert, bei dem ein Übergang in das Polariton-Kondensat beobachtet wird. Die injizierte Teilchendichte an der Schwelle beläuft sich auf einen Wert von $n_{th} \sim 10^{10} \text{cm}^{-2}$.

durch erklären, dass die nicht-resonant angeregten Polaritonen auf Grund ihrer endlichen Lebensdauer nicht vollständig thermalisieren können und damit ein dynamisches Gleichgewicht ausbilden, in dem sowohl das Verstärkungsprofil als auch die modalen Verluste und die Relaxationsdynamik den Zustand des Kondensats bestimmen (vgl. Gl. (35)) [240]. Somit kann eine leichte Asymmetrie in der geätzten Struktur als auch in den Anregungsbedingungen dazu führen, dass eine höher angeregte Mode für die Kondensation bevorzugt wird. Neben der Kondensation im zweiten Subband kann in dem PL-Spektrum in Abb. 6.2 (a) weit oberhalb Schwelle ($\sim 4 P_{\text{th}}$) auch beobachtet werden, dass sich das Kondensat nicht im zugehörigen Bandminimum um $k_{\parallel} \sim 0$ ausbildet, sondern einen endlichen Wellenvektor mit $k_{\parallel} \sim 1,3 \mu\text{m}^{-1}$ besitzt. Dies ist eine direkte Folge der inhomogenen Anregung des Bauteils, bei der das lokal injizierte Ladungsträger-Reservoir im Fokusbereich des Lasers eine effektive Abstoßung für das Polariton-Kondensat hervorruft [13, 57, 171, 172]. Die Polaritonen werden dabei aus dem Anregungsbereich herausgestoßen und propagieren entlang der geätzten Struktur, was einem endlichen Wellenvektor entspricht [241]. Da sich die Polaritonen allerdings in zwei Richtungen entlang des Mikrodrahtes bewegen können, sollten die PL-Spektren in Abb. 6.2 (a) dementsprechend eine Spiegelsymmetrie zum Ursprung aufweisen. Jedoch kann die Teilchenemission unter dem aufgedampfte Kontaktstreifen durch die Absorption im Metall nicht detektiert werden, sodass das Signal für die Propagation durch den Kontakt ($k_{\parallel} < 0$, Gradient in Richtung abnehmender negativer Verstimmung) in der gewählten Anregungskonfiguration deutlich dunkler erscheint, als das Signal für die Polaritonen, die sich von dem Kontakt entfernen ($k_{\parallel} > 0$, Gradient in Richtung zunehmender negativer Verstimmung).

Zur weiteren Analyse der optischen Leistungsserie wurden abschließend aus den zweidimensionalen Dispersionen die eindimensionalen Linienspektren um den entsprechenden Wellenvektor $k_{\parallel} \sim 1,3 \mu\text{m}^{-1}$ herum extrahiert, bei dem ein Übergang in das Polariton-Kondensat beobachtet wird. Durch die Anpassung der Linienprofile konnte sodann die Emissionsenergie der ersten angeregten Mode sowie die zugehörige Linienbreite und Intensität als Funktion der injizierten Teilchendichte gewonnen werden. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. 6.2 (b) dargestellt und zeigen die wichtigsten charakteristischen Merkmale für die Polariton-Kondensation [6, 7, 15, 150]. Dazu gehört zum einen der nichtlineare Anstieg der Intensität bei einer injizierten Teilchendichte von $n_{\text{th}} \sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ pro QW, was somit in etwa eine Größenordnung unter dem erwarteten

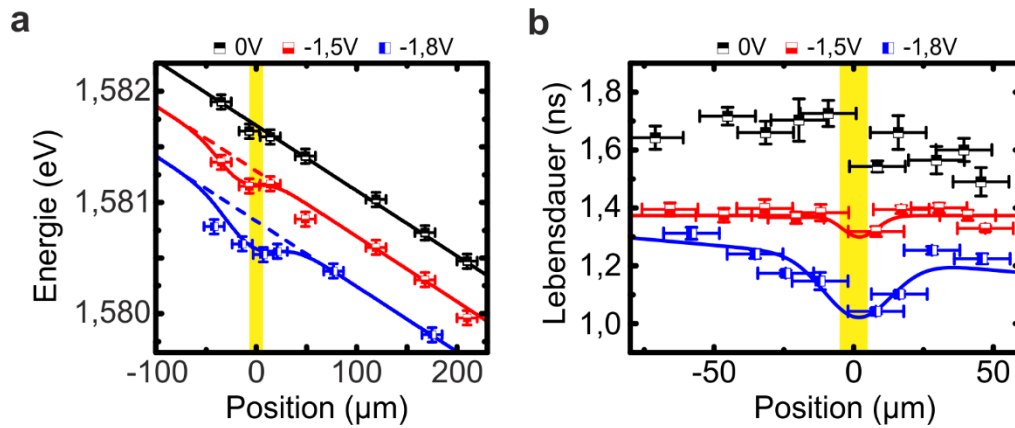


Abbildung 6.3: (a) Energieminimum der Grundmode als Funktion des Ortes entlang des prozessierten und elektrisch kontaktierten Mikrodrahtresonators für verschiedene angelegte Spannungen U_G in Sperrrichtung. Für die optische Anregung wurde eine moderate Leistung gewählt ($\sim 0,1 P_{\text{th}}$). Die Position des aufgedampften Kontaktstreifens ist farblich hervorgehoben (gelb). Die gestrichelte Linie entspricht dem intrinsischen, linearen Potentialgradienten, parallel zu dem Verlauf für eine angelegte Spannung von 0 V. Die durchgezogene Linie entspricht der Anpassung mit dem intrinsischen, linearen Potentialgradienten, der zur Beschreibung des lokalen Potentialminimums im Kontaktbereich durch eine gaußförmige Funktion überlagert wird. (b) Zugehörige orts aufgelöste Messung der Exziton-Lebensdauer für verschiedene angelegte Spannungen U_G in Sperrrichtung, wobei die durchgezogenen Linien zur Veranschaulichung des gemessenen Verlaufs dienen.

Wert für die Mott-Dichte in dem GaAs-QW System liegt [6]. Die Nichtlinearität wird weiterhin begleitet von einer abrupten Abnahme der Linienbreite, durch die einsetzende Kohärenz in dem System [69]. Darüber hinaus zeigt die untersuchte Mode zum anderen über den gesamten Anregungsbereich eine kontinuierliche Verschiebung der Emission zu höheren Energien, hervorgerufen durch die zunehmende Besetzung und der damit verbundenen erhöhten Polariton-Polariton-Wechselwirkung [31].

Im Anschluss an die optische Leistungsserie wurde der Einfluss des aufgedampften Kontaktstreifens auf die Potentiallandschaft des geätzten Mikrodrahtresonators untersucht. Dafür wurde eine Spannung U_G in Sperrrichtung zwischen den umgesetzten p- und n-Kontakten angelegt und gleichzeitig für eine moderate optische Anregungsleistung ($\sim 0,1 P_{\text{th}}$) das Energieminimum der Grundmode als Funktion des Ortes bestimmt. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. 6.3 (a) für verschiedene angelegte Spannungen gezeigt, wobei der Kontaktbereich farblich hervorgehoben wurde. Ohne angelegte Spannung ($U_G = 0\text{ V}$) kann zunächst ein linearer Potentialgradient beobachtet werden, der im Verlauf des epitaktischen Wachstums der Schichtstruktur durch den intrinsischen Schichtdickengradienten entsteht (vgl. Anhang A). Mit zunehmender Spannung in Sperrrichtung zeigt sich dann eine ortsunabhängige Abnahme der Emissionsenergie, während sich im Kontaktbereich ein lokales Potentialminimum ausbil-

det. Dazu wurden in Abb. 6.3 (a) die gestrichelten Linien, parallel zum Verlauf des Potentials für eine angelegte Spannung von $U_G = 0$ V, eingezeichnet, um die Abweichung im Kontaktbereich von dem intrinsischen, linearen Potentialgradienten für die jeweilige angelegte Spannung von $U_G = -1,5$ V beziehungsweise $U_G = -1,8$ V zu verdeutlichen. Für die Beschreibung der Potentiallandschaft wurde zusätzlich angenommen, dass sich der ausbildende Potentialtopf mithilfe einer gaußförmigen Funktion beschreiben lässt, die dem linearen Verlauf überlagert wird (durchgezogene Linien in Abb. 6.3 (a)). Für eine angelegte Spannung von $U_G = -1,8$ V resultiert daraus ferner eine Potentialtopftiefe von bis zu ~ 300 μeV , bei einer räumlichen Ausdehnung (FWHM) von über $\sim 50\mu\text{m}$. Weiterhin bestimmt sich der intrinsische, lineare Potentialgradient entlang des Mikrodrahtresonators zu rund ~ -6 $\mu\text{eV}/\mu\text{m}$.

Die Entstehung des lokalen Potentialminimums lässt darauf schließen, dass die höchste elektrische Feldstärke unter den aufgedampften Kontaktstreifen des Mikrodrahtresonators erreicht wird. Bei der entsprechenden Kontaktgeometrie und den nominell erreichbaren Feldstärken von bis zu 180 kV/cm, was einer angelegten Spannung von $U_G = -1,8$ V entspricht, sollte vor allem der QCSE zu der beobachteten Verschiebung der Emissionsenergie beitragen (vgl. Abschnitt 2.3.2). Allerdings zeigt der ortsunabhängige Anteil für die Abnahme der Emissionsenergie, dass ein Teil des elektrischen Feldes über den gesamten Mikrodrahtresonator der pin-dotierten Struktur abfällt. Um diese Probleme zu vermeiden, werden typischerweise ni-dotierte Strukturen verwendet, in denen eine vergleichsweise geringe Distanz von ~ 1000 nm zwischen dem oberen Kontaktstreifen und den integrierten QWs erreicht wird. Damit können beispielsweise für indirekte Exzitonen sehr definierte elektrostatische Potentialfallen erzeugt werden, die keine ortsunabhängige Abnahme der Emissionsenergie zeigen [242-244]. Dieser Ansatz ist für eine Halbleiter-Mikrokavität und folglich für das Polariton-System nicht ohne weiteres umzusetzen. Zum einen ist eine gewisse Anzahl von Spiegelpaaren nötig, um das Regime der starken Kopplung zu erreichen (vgl. Abschnitt 2.4). Zum anderen können mit einem intrinsischen oberen Bragg-Spiegel bei der beschriebenen Bauteilgeometrie nur sehr geringe elektrische Feldstärken im Bereich der Kavität erreicht werden, die über den QCSE keinen signifikanten Einfluss mehr auf die Exziton-Emission haben. Nichtsdestotrotz reicht in der untersuchten Struktur die lokale Variation des elektrischen Feldes aus, um ein Potentialtopf zu erzeugen, der, wie im Folgenden gezeigt wird, zur Kontrolle eines propagierenden Polariton-Kondensats genutzt werden kann.

Wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben führt ein elektrisches Feld neben der Abnahme der Emissionsenergie auch zu einer Modifikation des Einschlusspotentials der QW-Exzitonen, was eine Reduktion der Exziton-Lebensdauer über induzierte Tunnelprozesse nach sich zieht. In dem untersuchten Bauteil wird somit nach Gl. (23) eine entsprechende Ortsabhängigkeit der Polariton-Lebensdauer erwartet, die über eine orts- und zeitaufgelöste Messung bestimmt werden kann. Dafür wird in der bisher beschriebenen Messkonfiguration die PL der Struktur mithilfe eines Gitters im Monochromator spektral zerlegt und über einen Klappspiegel vor der Si-CCD auf eine Avalanche-Photodiode (APD, engl. Avalanche Photodiode) mit einer Zeitauflösung von ~ 40 ps abgebildet. Die spektrale Auflösung bestimmt sich aus der Strichzahl des verwendeten Gitters sowie der Breite des Ausgangsspaltens zur APD und beträgt rund ~ 150 μeV für die selektierte Exziton-Emission. Die Lebensdauer der Exzitonen entspricht schließlich der Abklingzeit des Exziton-Reservoirs, welches sich über einen Puls des verwendeten Titan:Saphir-Lasers hinweg aufbaut und anschließend abfällt. In Abb. 6.3 (b) sind die aus der exponentiellen Anpassung extrahierten Werte für die Exziton-Lebensdauer als Funktion des Ortes für verschiedene angelegte Spannungen in Sperrrichtung gezeigt. Der Kontaktbereich wurde wieder farblich hervorgehoben sowie die durchgezogenen Linien zur Veranschaulichung des gemessenen Verlaufs dargestellt. Ohne angelegte Spannung ($U_G = 0$ V) kann eine ortsunabhängige Lebensdauer im Bereich von $\sim 1,6$ ns festgestellt werden. Mit zunehmender Spannung in Sperrrichtung nimmt die Lebensdauer global ab, während im sich im Kontaktbereich wieder ein Minimum ausbildet, welches mit zunehmender Spannung in Sperrrichtung prägnanter wird. Somit wird mit zunehmender elektrischer Feldstärke eine erhöhte Exziton-Ionisationsrate und, den Hopfield-Koeffizienten aus Gl. (23) folgend, damit qualitativ auch eine verringerte Polariton-Lebensdauer erwartet. Diese nimmt unter dem Kontaktbereich ein Minimum an, was sich entsprechend auf die Propagationslängen der Polaritonen entlang des Mikrodrahtresonators auswirken sollte.

6.3 Exziton-Polaritonen im lokalen elektrostatischen Feld

6.3.1 Elektrostatischer Schaltvorgang

Nach der elektrooptischen Grundcharakterisierung des prozessierten Bauteils soll nun die Propagation der Polaritonen entlang des Mikrodrahtresonators unter einer angelegten Spannung in Sperrrichtung untersucht werden. Dazu wurde die Struktur wie zur optischen Leistungsserie in Abschnitt 6.2 beschrieben, weit oberhalb Kondensationschwelle ($\sim 4 P_{th}$) mit dem Titan:Saphir-Laser angeregt, um eine weitreichende Propagation der injizierten Polaritonen zu generieren. Das Zentrum des Anregungsbereichs befindet sich wiederum rund $\sim 7,5 \mu\text{m}$ entfernt von der Mitte des $\sim 10 \mu\text{m}$ breiten Kontaktstreifens, auf der Seite mit der größeren negativen Verstimmung (vgl. Abb. 6.3 (a)). Ferner wurde die Objektebene im Strahlengang der Emission bei geöffneter Lochblende auf eine CMOS-Kamera (engl. Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) fokussiert (vgl. Abb. 3.6), um die Propagation der Polaritonen im Realraum abzubilden. Die Integrationszeit beläuft sich hierfür auf rund $\sim 1 \text{ s}$. Die erhaltenen Realraumbilder sind in Abb. 6.4 für unterschiedliche angelegte Spannungen zwischen dem Flachband ($U_G = 1,8 \text{ V}$), das heißt der externen Spannung, bei der das intrinsische Feld der pin-dotierten Struktur gerade aufgehoben wird, und stark verkippten Bändern ($U_G = -1,78 \text{ V}$) dargestellt. Zusätzlich wurde darin die Position des Kontaktstreifens, der Anregungsbereich des Lasers und die Propagationsrichtung des Polariton-Kondensats hervorgehoben, während die entsprechende experimentelle Situation nochmals unterhalb

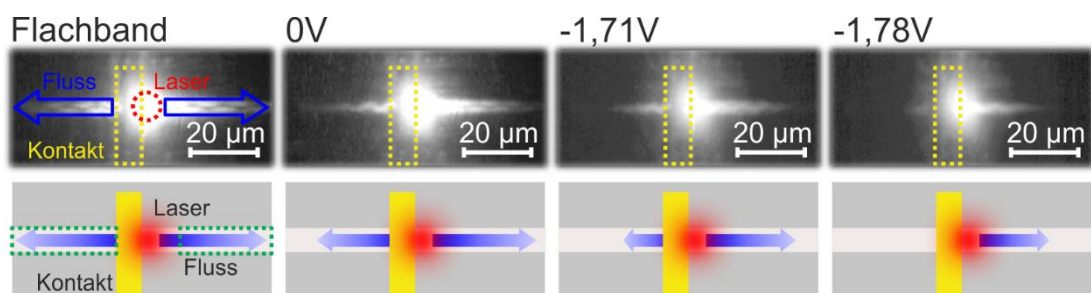


Abbildung 6.4: Propagation des optisch injizierten Polariton-Kondensats ($\sim 4 P_{th}$) entlang des prozessierten Mikrodrahtresonators für unterschiedliche Spannungen. Das Zentrum des fokussierten Lasers berührt gerade den Rand des aufgedampften Kontaktstreifens auf der Seite mit der größeren negativen Verstimmung. Zusätzlich wurde die Position des Kontaktstreifens (gelb), der Anregungsbereich des Lasers (rot) und die Propagationsrichtung des Polariton-Kondensats (blau) hervorgehoben, während die entsprechende experimentelle Situation nochmals unterhalb der Realraumbilder schematisch verdeutlicht wird. Der grüne Bereich markiert weiterhin den Integrationsbereich für die quantitative Analyse des Schaltvorgangs in Abb. 6.5.

der Realraumbilder schematisch verdeutlicht wird. Bedingt durch die abstoßende Wechselwirkung der injizierten Polaritonen mit dem lokalen Ladungsträger-Reservoir im Anregungsbereich des Lasers [241], wird schließlich eine weitreichende Propagation des Kondensats im Bereich von $\sim 30 \mu\text{m}$ in beide Richtungen des geätzten Mikrodrahtresonators beobachtet. Dabei resultieren die auftretenden Oszillationen in dem Intensitätsprofil aus der Interferenz der angeregten Moden mit unterschiedlichen Wellenvektoren [240]. Für eine angelegte Spannung von $U_G = 1,8 \text{ V}$ liegt zunächst eine nahezu symmetrische Situation für die Ausbreitung der Polaritonen entlang des Mikrodrahtes vor. Mit ansteigender Spannung in Sperrrichtung wird jedoch eine zunehmende Asymmetrie sichtbar, die darin mündet, dass der Fluss der Teilchen, die sich nach links und damit durch den Kontakt hindurchbewegen, zwischen einer angelegten Spannung von $U_G = -1,71 \text{ V}$ und $U_G = -1,78 \text{ V}$ unterdrückt wird. Hingegen kann für eine angelegte Spannung von $U_G = -1,78 \text{ V}$ noch immer eine Propagation nach rechts, das heißt von dem Kontakt weg, festgestellt werden. Eine anschauliche Erklärung des Schaltverhaltens wird in Abschnitt 6.3.3 über die Modellierung des Systems über die Gross-Pitaevskii-Gleichung gegeben.

Für die quantitative Analyse des Schaltvorgangs wurde weiterhin die Intensität entlang des Mikrodrahtresonators für die beiden Flussrichtungen getrennt aufsummiert und verglichen. Der Integrationsbereich wurde symmetrisch zur Anregung gewählt und beginnt jeweils rund $\sim 12,5 \mu\text{m}$ entfernt von dem Zentrum des fokussierten Lasers (vgl. grüne Markierung in Abb. 6.4). Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. 6.5 (a) als Funktion der angelegten Spannung dargestellt, während Abb. 6.5 (b) das zugehörige Verhältnis für die beiden Propagationsrichtungen zeigt. In Abb. 6.5 (a) ist zu erkennen, dass der Fluss mit ansteigender Spannung in Sperrrichtung zunächst unabhängig von der Richtung abnimmt, wobei das Verhältnis in Abb. 6.5 (b) entsprechend konstant bleibt. Analog zu der Diskussion der Realraumbilder, kann dies vermutlich auf die ortsunabhängige Abnahme der Polariton-Lebensdauer zurückgeführt werden. Ab einer angelegten Spannung von $U_G = -1,60 \text{ V}$ zeigt der Fluss nach links schließlich einen deutlichen Abfall, was von einem abrupten Anstieg des Flussverhältnisses begleitet wird. Die Spannung wird somit als Schwellenwert zwischen dem Sperr- und Durchlass-Zustand interpretiert, ab der der Teilchenfluss durch den Kontakt von dem sich ausbildenden Potentialtopf und der lokal erhöhte Exziton-Ionisationsrate zunehmend unterdrückt wird. So kann letztlich, bedingt durch die einseitige Barriere, oberhalb einer negativen Spannung von $U_G < -1,80 \text{ V}$ kein Signal mehr von dem nach links laufenden Teilchenfluss identifiziert

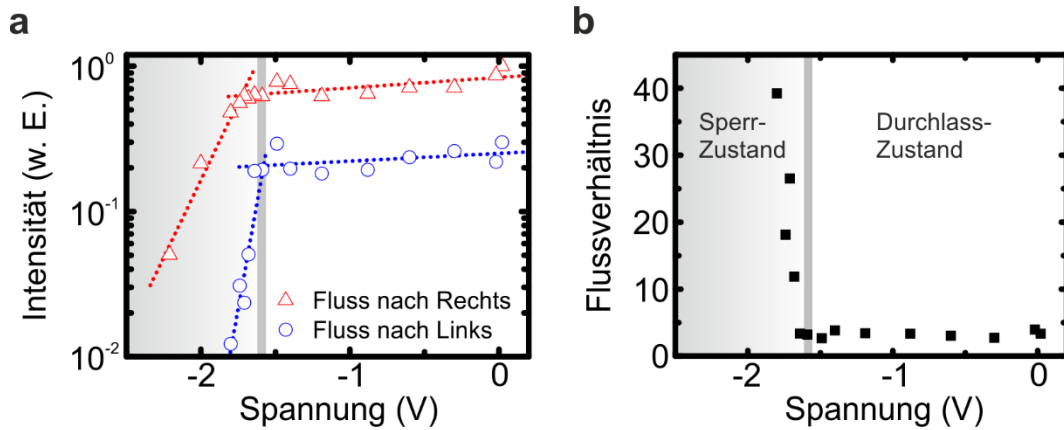


Abbildung 6.5: (a) Integrierte Intensität entlang des Mikrodrahtresonators als Funktion der angelegten Spannung für die Flussrichtung nach rechts (rot, Dreieck), weg von dem Kontakt, und nach links (blau, Kreis), durch den Kontaktbereich. Der Integrationsbereich wurde dazu symmetrisch zur Anregung gewählt und beginnt jeweils rund $\sim 12,5 \mu\text{m}$ entfernt von dem Zentrum des fokussierten Lasers (vgl. grüne Markierung in Abb. 6.4). (b) Zugehöriges Verhältnis der beiden Flussrichtungen, über das der Sperr- und Durchlass-Zustand des Polariton-Schalters definiert werden kann.

werden. Für die Propagation nach rechts wird hingegen erst ab einer angelegten Spannung von $U_G = -1,72 \text{ V}$ ein Abfall beobachtet. Neben der weiter abnehmenden Polariton-Lebensdauer resultiert dieses Verhalten daraus, dass der gewählte Integrationsbereich hauptsächlich den Teilchenfluss außerhalb des sich ausbildenden Potentialtopfes berücksichtigt. Mit weiter ansteigender Spannung in Sperrrichtung wird somit auch das nach rechts propagierende Polariton-Kondensat zunehmend von der sich ausbildenden Potentialbarriere unterdrückt. Eine direkte optische Untersuchung der PL aus dem Kontaktbereich ist allerdings auf Grund des aufgedampften Metallstreifens nicht möglich. In ähnlichen experimentellen Konfigurationen wird hier ein Anstieg der integrierten Intensität für das eingeschlossene Kondensat erwartet [57]. Bedingt durch die Abnahme der Polariton-Lebensdauer für hohe negative Spannungen, ist dieses Verhalten in dem vorgestellten Bauteil jedoch nicht offensichtlich.

6.3.2 Bistabiles Verhalten in der Strom-Spannungs-Kennlinie

Die Untersuchung des Photostroms über die Strom-Spannungs-Charakteristik stellt eine Methode dar, um einen Einblick in das Verhalten der Ladungsträger unter dem Kontakt des prozessierten Mikrodrahtresonators zu erhalten. Dazu wird der Probenstrom analog zur Messung der Polariton-Dioden in Abschnitt 4 über dem Spannungsabfall an einem Vorwiderstand von $R_{Vor} = 1 \text{ k}\Omega$ bestimmt, während sowohl die Kontaktspannung, die optische Leistung als auch die Position des Lasers zur Anregung des propagierenden

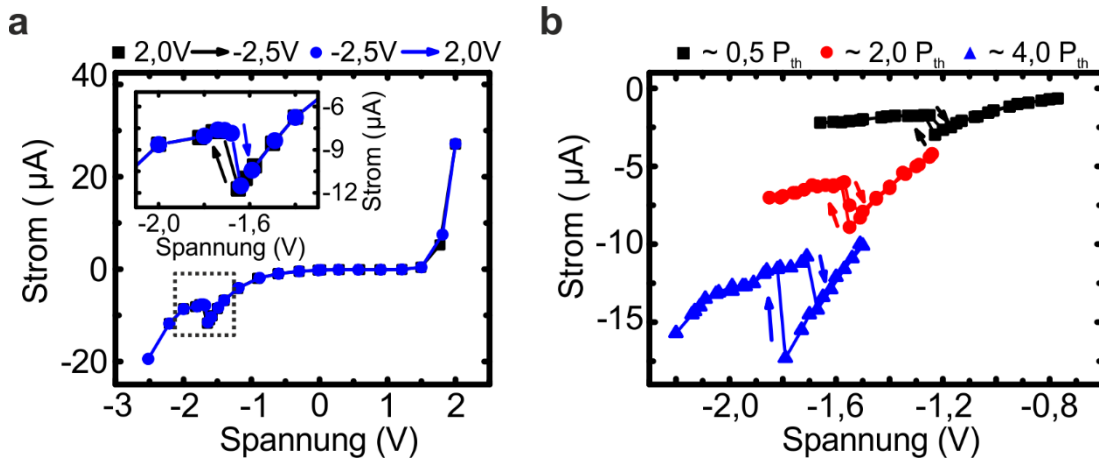


Abbildung 6.6: (a) Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie als Funktion der abnehmenden (schwarz, Viereck) beziehungsweise zunehmenden (blau, Kreis) Spannung. Das eingefügte Diagramm zeigt eine vergrößerte Darstellung des Bereichs mit negativem differentiellen Widerstand. Der Anregungsbereich, weit oberhalb Kondensationsschwelle ($\sim 4 P_{th}$), befindet sich rund $\sim 25 \mu\text{m}$ entfernt vom Zentrum des Kontaktstreifens, auf der Seite mit der größeren negativen Verstimmung. (b) Durch die Anregung der Struktur im sich ausbildenden Potentialminimum, das heißt rund $\sim 7,5 \mu\text{m}$ entfernt vom Zentrum des Kontaktstreifens, kann zusätzlich eine Hysterese beobachtet werden, die von der Anregungsleistung abhängt.

Polariton-Kondensats variiert wurden. Die erhaltenen Ergebnisse der entsprechend extrahierten Kennlinien sind in Abb. 6.6 dargestellt. Für eine Anregungsleistung weit oberhalb der Kondensationsschwelle ($\sim 4 P_{th}$) wird in Vorwärtsrichtung das erwartete Verhalten einer pin-dotierten Struktur beobachtet, deren Kniespannung rund $\sim 1,8 \text{ V}$ beträgt (Abb. 6.6 (a)). Der Laser befindet sich hierbei am Rand des sich ausbildenden Potentialminimums, ungefähr $\sim 25 \mu\text{m}$ entfernt vom Zentrum des Kontaktstreifens. In dessen wird in Sperrichtung zwischen einer Spannung von $U_G = -1,62 \text{ V}$ bis $-1,72 \text{ V}$ ein Bereich mit einem negativen differentiellen Widerstand beobachtet, der darüber hinaus mit dem Schaltvorgang vom Durchlass- zum Sperr-Zustand zusammenfällt. Zur genaueren Analyse dieses Verhaltens wurde die Kennlinie für zunehmende ($-2,5 \text{ V} \rightarrow 2,0 \text{ V}$) und abnehmende ($-2,0 \text{ V} \rightarrow -2,5 \text{ V}$) Werte der angelegten Spannung aufgenommen. Die vergrößerte Darstellung des relevanten Bereichs in Abb. 6.6 (a), zeigt jedoch im Rahmen des Fehlers keine Hysterese. In Abb. 6.6 (b) ist dieselbe experimentelle Situation dargestellt, bei der sich die Position des Lasers innerhalb des sich ausbildenden Potentialtopfes befindet. Für eine optische Anregungsleistung weit oberhalb Kondensationsschwelle ($\sim 4 P_{th}$), wird dabei eine deutliche Hysterese im Bereich des negativen differentiellen Widerstandes beobachtet. Mit sinkender Anregungsleistung reduziert sich die zugehörige Breite und verschiebt zu niedrigeren Spannungen.

Die beschriebenen Effekte in den Kennlinien lassen sich darüber begründen, dass der Photostrom sowohl von der Anregungsleistung als auch der Exziton-Ionisationsrate abhängt und damit von der Ladungsträgerdichte im Kontaktbereich. Nimmt dementsprechend der Photostrom mit ansteigender Spannung in Sperrrichtung betragsmäßig zu, führt dies durch die zunehmende Reduktion der Polariton-Lebensdauer, zu einer Abnahme der emittierten Intensität des propagierenden Kondensats für konstante optische Anregungsbedingungen. Weiterhin hängt der Schwellenwert für den Schaltvorgang von der Anregungsleistung ab, da das abstoßende Potential des Ladungsträger-Reservoirs im Fokusbereich des Lasers unter anderem die benötigte Potentialtopftiefe zum Einschluss der Polaritonen bestimmt. Folglich sinkt die benötigte Spannung in Sperrrichtung für den Schaltvorgang mit abnehmender Anregungsleistung und damit der Bereich des negativen differentiellen Widerstandes. Das Auftreten der Hysterese in Abhängigkeit von der Anregungsposition und -leistung, lässt sich auf gegenseitig konkurrierende Kondensats-Zustände innerhalb der Potentialsenke und deren Besetzung zurückführen und damit auch auf das Ladungsträger-Reservoir (vgl. Abschnitt 6.3.3).

6.3.3 Gross-Pitaevskii-Modell

In diesem Abschnitt soll die Propagation der Polaritonen entlang des prozessierten Mikrodrahtresonators modelliert werden. Die theoretische Beschreibung der Dynamik, das heißt die räumliche und zeitliche Entwicklung des Polariton-Kondensats in der effektiven Potentiallandschaft $V(\vec{r})$, kann im Allgemeinen im Rahmen der „mean-field“ Näherung erfolgen, wofür verschiedene Ansätze entwickelt wurden [245-247]. Im Speziellen, für nicht-resonante Anregung, kann die Dynamik des an das Reservoir gekoppelten Polariton-Kondensats über die zeitabhängige, dissipative Gross-Pitaevskii-Gleichung (GPE, engl. Gross-Pitaevskii-Equation) beschrieben werden [248, 249]. Diese reduziert sich für das durchgeführte Experiment auf eine Dimension und nimmt unter nicht-resonanter Anregung die folgende Form an:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \hat{\nabla}^2 + V(x) + (\alpha - i\alpha_{NL}) |\psi(x, t)|^2 + i \left(P(x) - \frac{\Gamma(x)}{2} \right) \right) \psi(x, t) \quad (35)$$

Hierbei entspricht $\psi(x, t)$ der Wellenfunktion der kondensierten Polaritonen sowie m der effektiven Polariton-Masse, die sich aus der Anpassung der Grundmode in

Abb. 6.2 (a) zu $2,93 \cdot 10^{-5} m_e$ ergibt. Die effektive Wechselwirkung der Bosonen innerhalb des Kondensats beinhaltet sowohl die Polariton-Polariton-Wechselwirkung $\alpha = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ meV } \mu\text{m}^{-2}$ als auch die nichtlinearen Absorptionsverluste $\alpha_{NL} = 0,3\alpha$ an der Bandkante im elektrischen Feld [63]. Um einen Gleichgewichtszustand im System zu generieren, wird weiterhin der Zerfall der Polaritonen $\Gamma(x)$ über einen zeitunabhängigen Pumpterm $P(x)$ ausgeglichen. Die Ortsabhängigkeit der Polariton-Lebensdauer wurde so gewählt, dass diese im Kontaktbereich abnimmt, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen in Abschnitt 6.2 (vgl. Abb. 6.3 (b)). Dazu sei angemerkt, dass die Verstimmung des stark gekoppelten Systems von der Position entlang des Mikrodrahtresonators, dem Wellenvektor des Kondensats und zusätzlich von dem wirkenden elektrischen Feld abhängt [12]. Die Polariton-Lebensdauer hängt somit von der Position, den Anreicherungsbedingungen und der angelegten Spannung ab, womit diese in ausreichender Entfernung vom Kontakt auf rund ~ 10 ps und unter dem Kontakt auf minimal ~ 2 ps abgeschätzt werden kann. Die ortsabhängige Potentiallandschaft $V(x)$ setzt sich wiederum aus dem intrinsischen, linearen Potentialgradienten mit Steigung β , dem Potentialberg im gaußförmigen Anregungsbereich $gP(x)$, bedingt durch die abstoßende Wechselwirkung der Polaritonen mit den injizierten Ladungsträger-Reservoir, als auch dem sich ausbildenden Potentialtopf im Kontaktbereich $V_C(x)$ zusammen:

$$V(x) = \beta x + gP(x) + V_C(x) \quad (36)$$

Während β und die Ortsabhängigkeit von $V_C(x)$ entsprechend der elektrooptischen Grundcharakterisierung in Abschnitt 6.2 gewählt wurden (vgl. Abb. 6.3 (a)), gilt für $gP(0) = 0,6 \text{ meV}$, mit $P(0) = 0,33 \text{ meV } \mu\text{m}^{-2}$. Das Modell wurde sodann numerisch für kleine Änderungen der Potentialtopftiefe V_C gelöst, wobei für jedes V_C der dynamischen Gleichgewichtszustand des Systems bestimmt wurde.

In Abb. 6.7 (a-c) sind die erhaltenen stationären Zustände entlang der Potentiallandschaft für ausgewählte V_C dargestellt. Zur Veranschaulichung wurden darin zusätzlich der Kontaktbereich und die zentrale Position des Pumpterms farblich hervorgehoben. Für ausreichend kleine V_C ergibt sich eine annähernd symmetrische Expansion des Kondensats aus dem Anregungsbereich heraus ($V_C = 0,50 \text{ meV}$). Dabei entspricht der lineare Potentialgradient einer kontinuierlich anwachsenden Barriere, die den Fluss in dieser Richtung limitiert. Mit zunehmenden V_C bewirkt der sich ausbildende Potentialtopf zunächst einen einseitigen ($V_C = 0,75 \text{ meV}$) und schließlich auch einen vollständigen Einschluss ($V_C = 1,00 \text{ meV}$) des Polariton-Systems. Analog zum Abschnitt 6.3.1

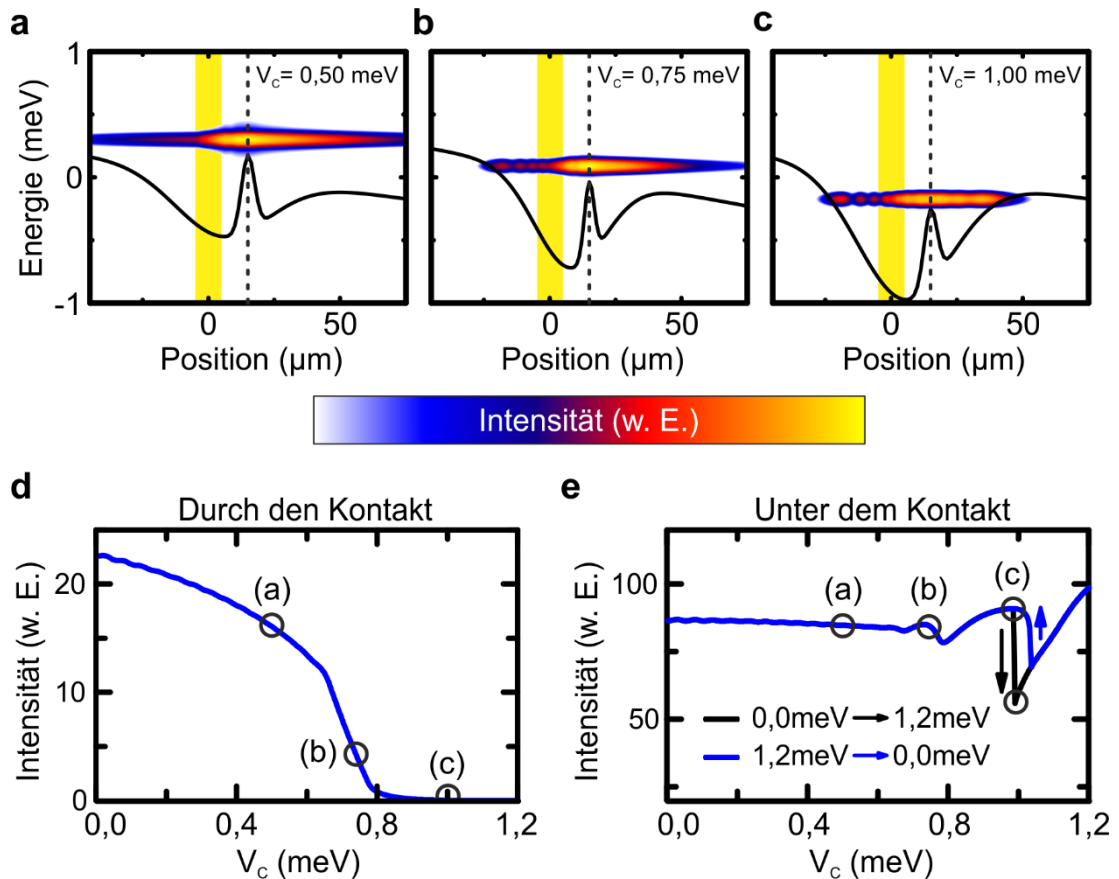


Abbildung 6.7: (a-c) Potentiallandschaft (durchgezogene Linie) für das Polariton-Kondensat aus der stationären Lösung des Gross-Pitaevskii-Modells (Gl. (35)), wobei die Potentialtopftiefe V_c variiert wurde. Weiterhin wurden der Kontaktstreifen farblich hervorgehoben (gelb) sowie der zentrale Anregungsbereich markiert (gestrichelte Linie). Während für eine Potentialtopftiefe von $V_c = 0,50$ meV (a) eine Propagation der Polaritonen in beide Richtungen der Struktur auftritt, wird der Fluss durch den Kontakt für $V_c = 0,75$ meV (b) blockiert. Mit weiter zunehmenden V_c kommt es schließlich zu einem vollständigen Einschluss der injizierten Polaritonen im sich ausbildenden Potentialtopf (c). (d-e) Integrierte Intensität der Polaritonen, die den Kontaktbereich passieren (d) und unter dem Kontaktbereich (e), als Funktion der Potentialtopftiefe V_c .

kann daraus die räumlich integrierte Emission der propagierenden Teilchen im Gross-Pitaevskii-Modell analysiert werden. Dazu sind in Abb. 6.7 (d) die erhaltenen Ergebnisse für die Polaritonen die den Kontaktbereich passieren, als Funktion der Potentialtopftiefe V_c dargestellt. Hierbei ergibt sich in Übereinstimmung mit der experimentellen Beobachtung aus Abb. 6.5 zunächst ein leichter Abfall der extrahierten Intensität. Ab einer Potentialtopftiefe von $V_c \sim 0,6$ meV, bei der die Höhe des Potentialbergs aus dem Pumpterm $P(x)$ gerade ausgeglichen wird, kommt es dann durch den zunehmenden Einschluss der Polaritonen wiederum zu einer abrupten Abnahme des integrierten Flusses, der für $V_c > 0,8$ meV nahezu vollständig verschwindet, was dem Übergang zum vollständigen Einschluss der propagierenden Polaritonen entspricht. In Abb. 6.7 (e) ist weiterhin die Gesamtintensität der Polaritonen im Kontaktbereich als

Funktion von V_C dargestellt. Während der integrierte Fluss über den Schaltvorgang hinweg nur leicht variiert, kann beim Übergang zum beidseitigen Einschluss eine ausgeprägte Hysterese festgestellt werden. Diese lässt sich auf zwei Energiezustände innerhalb des Potentialtopfes zurückführen, die sich nur leicht in der räumlichen Modenstruktur unterscheiden. Die Besonderheit dieser Bistabilität besteht darin, dass sie direkt mit dem räumlichen Freiheitsgrad der Polariton-Zustände zusammenhängt. Mit zunehmender Spannung in Sperrrichtung bildet sich eine Potentialsenke unter dem Kontakt aus, in der das Kondensat räumlich eingeschlossen wird. Dabei können die nicht-resonant injizierten Teilchen wiederum mehrere erlaubte Zustände besetzt. Typischerweise entsteht das Polariton-Kondensat in der Mode, die den größten Überlapp mit dem ortsabhängigen Pumpterm aufweist. Da eine Spannungsänderung die Potentiallandschaft und insbesondere die Potentialsenke beeinflusst, führt dies folglich auch zu einer Variation des Überlapps. Die Bistabilität bildet sich nun für eine Potentialtopftiefe aus, bei der die favorisierte Mode für das Kondensat gerade zwischen zwei möglichen Zuständen springt. Allerdings erfährt der Zustand, der zuvor den größeren Überlapp aufgewiesen hat, noch immer eine erhöhte Verstärkung über die stimulierten Streuprozesse bei ausreichender Besetzung. Das heißt die Moden, die eigentlich nicht für die Polariton-Kondensation in Frage kommt, kann gegenüber der gewinnen, die einen größeren Überlapp mit den Pumpterm aufweist, falls erstere zuvor eine entsprechende Besetzung für das Einsetzen der stimulierten Streuprozesse aufgewiesen hat. Infolgedessen wird die Bistabilität und deren Breite darüber bestimmt, wie lange die stimulierte Emission den verringerten Überlapp zwischen der Mode und dem Anregungsbereich kompensieren kann. Der Effekt ist somit analog zur beobachteten Hysterese in der Strom-Spannungs-Kennlinie in Abschnitt 6.3.2 abhängig von der Anregungsposition und -leistung und daher auch von dem Ladungsträger-Reservoir.

6.4 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde ein elektrooptisches Bauteil auf der Basis von Polaritonen in einem Mikrodrahtresonator vorgestellt, in dem sich die Propagation des Polariton-Kondensats mittels eines elektrostatischen Feldes kontrollieren lässt. Die Struktur wurde zunächst in einer optischen Leistungsserie charakterisiert und ein Übergang in das Polariton-Kondensat bei endlichen Wellenvektor gezeigt. Weiterhin wurde die spannungsabhängige Potentiallandschaft unter optischer Anregung bestimmt. Dabei

konnte die Ausbildung eines Potentialtopfes im Kontaktbereich festgestellt werden. Ergänzend wurde in einer orts- und zeitaufgelösten Messung die Lebensdauer der Exzitonen als Maß für die Polariton-Lebensdauer entlang des Mikrodrahtresonators bestimmt. Auch hier ergab sich im Kontaktbereich ein lokales Minimum.

Anschließend wurde die Propagation der Polaritonen entlang des Mikrodrahtresonators in Abhängigkeit von der angelegten Spannung untersucht. Dabei konnten insgesamt drei Regime festgestellt werden. Für niedrige Spannungen liegt eine nahezu symmetrische Situation vor. Mit ansteigender Spannung in Sperrrichtung wird der Fluss der Polaritonen, die den Kontaktbereich passieren, blockiert. Als drittes Regime kann letztlich auch ein vollständiger Einschluss des Kondensats in dem Potentialtopf vermutet werden. Durch die Modellierung des Systems über die Gross-Pitaevskii-Gleichung konnten die drei Regime auf anschauliche Weise zu reproduziert werden.

In der Strom-Spannungs-Charakteristik konnte ein negativer differentieller Widerstand beobachtet werden, der im Bereich des Schaltvorgangs zwischen dem Durchlass- und Sperr-Zustand auftritt. Weiterhin tritt in Abhängigkeit von der Anregungsposition und -leistung und damit von der Ladungsträgerdichte im Kontaktbereich eine Hysterese auf. Die zugehörige Analyse im Gross-Pitaevskii-Modell zeigt, dass das bistabile Verhalten auf gegenseitig konkurrierende Kondensats-Zustände innerhalb der Potentialsenke und deren Besetzung und damit direkt auf den räumlichen Freiheitsgrad der Polariton-Zustände zurückgeführt werden kann.

Neben den fundamentalen Aspekten, wie die Untersuchung eines Polariton-Kondensats in einer dynamisch manipulierbaren Potentialsenke oder auch neuartige Ansätze zur Erzeugung und Kontrolle einer Bistabilität, stellen die Ergebnisse einen wichtigen Schritt in der Entwicklung kompakter Bausteine für die Informationsverarbeitung auf der Basis von hybriden Licht-Materie-Teilchen dar. Die vorgestellte Struktur entspricht der ersten erfolgreichen Implementierung eines Polariton-Bauteils, welches elektrostatische Felder zur Kontrolle eines propagierenden Polariton-Kondensats verwendet. Durch die Kombination mit Ansätzen für die elektrische Anregung [25, 26], die auch im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt wurden, und einem weiteren Kontaktstreifen zum Auslesen des transmittierten Polariton-Signals, sollten somit kompakte elektrooptische Interferometer [172], Verstärker [59] oder auch vollständige Logikarchitekturen [13] realisiert werden können. Dabei kann insbesondere das bistabile Verhalten ausgenutzt werden, um zusätzliche qualitative Kriterien, wie eine Kaskadierung, zu erfüllen [51].

Anhang

Probe A

Der Halbleiter-Mikroresonator (M5052) wurde epitaktisch auf einem Si-dotierten GaAs-Substrat, mit einer Dotierkonzentration von $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und einer (100)-Orientierung, gewachsen. Die intrinsische Kavität der pin-dotierten Mikrokanität wird jeweils von zwei Bragg-Spiegeln mit 27 (23) $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}/\text{AlAs}$ Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR umschlossen. Sowohl im Si-dotierten unteren DBR als auch im C-dotierten oberen Bragg-Spiegel wurde die Dotierkonzentration symmetrisch zur

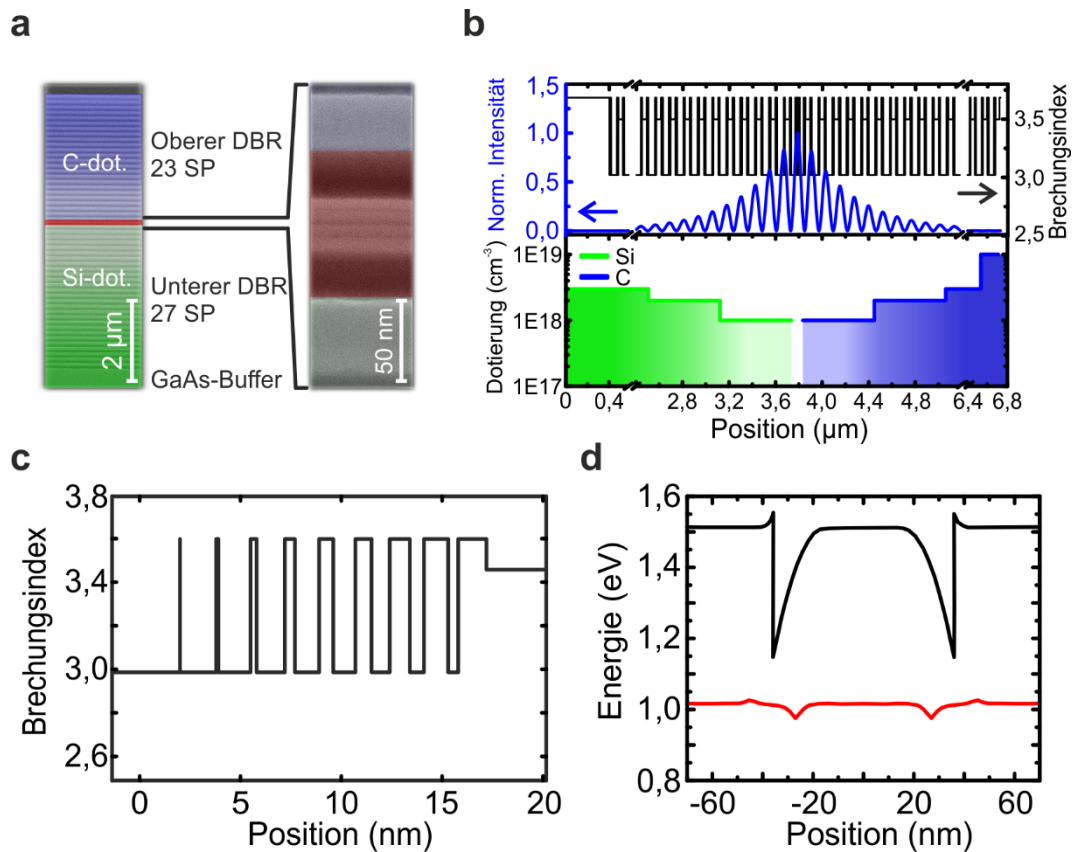


Abbildung A.1: (a) Elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur der Probe A. Der obere und untere Bragg-Spiegel mit jeweils 23 beziehungsweise 27 $\text{AlAs}/\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ Spiegelpaaren umschließen die $\lambda/2$ -Kavität aus AlAs . In die Kavität ist ein Stapel aus vier GaAs QWs mit einer Breite von 8 nm integriert, die durch 4 nm breite AlAs -Barrieren getrennt sind. Das Dotierprofil fällt in den Bragg-Spiegeln graduell zur Kavität ab. Der intrinsische Bereich wurde rot unterlegt, während der Silizium-dotierte untere Bragg-Spiegel grün und der Kohlenstoff-dotierte obere Bragg-Spiegel blau markiert wurden. (b) Dotierprofil und zugehörige Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes. (c) Wachstumsschema eines 18 nm breiten quasi-kontinuierlichen linearen Gradienten an einer $\text{AlAs}/\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ -Grenzfläche. (d) Berechnetes Valenzband eines p-dotierten Bragg-Spiegels für einen abrupten (schwarz) und einen quasi-kontinuierlichen linearen Gradienten (rot) an den $\text{AlAs}/\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ -Grenzflächen.

Kavität schrittweise von $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ auf $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ reduziert. Im letzten Spiegelpaar des oberen DBRs wurde die Kohlenstoffkonzentration auf $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erhöht, um einen ohmschen Kontakt mit dem später prozessierten p-Kontakt zu generieren. Weiterhin wurden die abrupten Heteroübergänge jeweils durch ein DAG-Übergitter ersetzt, um den elektrischen Widerstand der Bragg-Spiegel zu reduzieren [218]. Dabei wird die effektive Aluminium-Konzentration, gemittelt über eine Periode des Übergitters, schrittweise von AlAs auf $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ reduziert beziehungsweise umgekehrt. Innerhalb der $\lambda/2$ -Kavität aus AlAs wurden vier GaAs-QWs mit einer Breite von jeweils $\sim 8 \text{ nm}$ in das Feldmaximum der optischen Mode eingebettet und durch 4 nm breite Barrieren aus AlAs separiert. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur ist in Abb. A.1 (a) gezeigt, während Abb. A.1 (b) das zugehörige Dotierprofil zusammen mit der Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes abbildet.

Die Rabi-Aufspaltung kann, unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten über den Wafer, aus den positionsabhängigen Reflexionsmessungen extrahiert werden, in denen die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird zuvor der obere Bragg-Spiegel bis auf ~ 10 verbleibende Spiegelpaare mittels reaktiven Ionenätzens entfernt. In Abb. A.2 (a) sind die erhaltenen und separat normierten Spektren als Wasserfalldiagramm dargestellt. Die Probe zeigt das für die starke Kopplung charakteristische Antikreuzen. In Abb. A.2 (b) sind die aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen

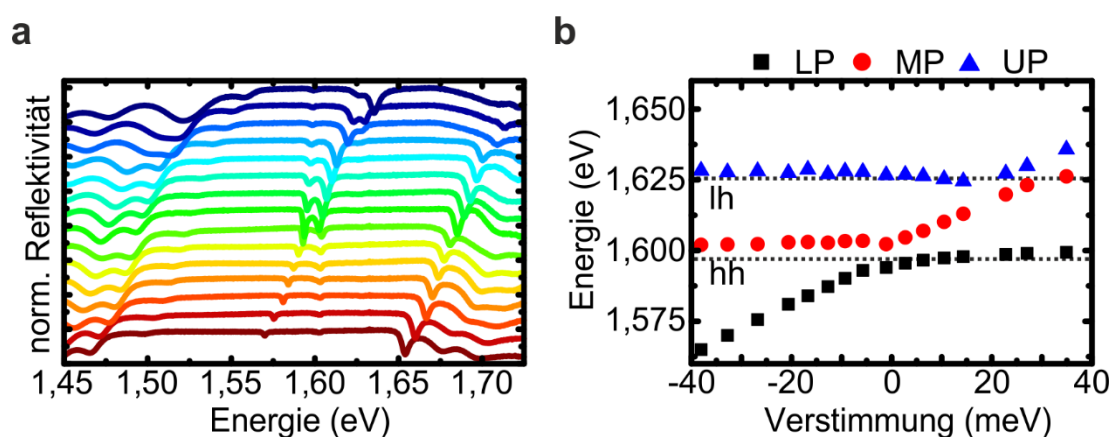


Abbildung A.2: (a) Positionsabhängige Reflexionsspektren der Probe A, bei denen unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde der obere Spiegel bis auf 10 Spiegelpaare abgeätzt. (b) Aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Verstimmung zwischen dem Kavitätsphoton und dem hh-Exziton.

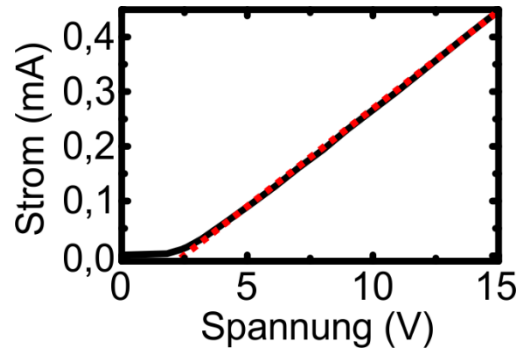


Abbildung A.3: Experimentell bestimmte Strom-Spannungs-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bei einer Probentemperatur von ~ 5 K. Aus der reziproken Steigung (rot), oberhalb der Kniespannung von $\sim 2,1$ V, ergibt sich ein differentieller Widerstand von $\sim 27,2$ k Ω .

Verstimmung dargestellt. Die minimale Energiedifferenz der antkreuzenden Polariton-Äste, MP-LP beziehungsweise UP-MP, entspricht dabei der Rabi-Aufspaltung, die sich zu $\hbar\Omega_{hh} = (8,7 \pm 0,5)$ meV für die hh-Exziton-Photon- beziehungsweise zu $\hbar\Omega_{lh} = (6,9 \pm 0,5)$ meV für die lh-Exziton-Photon-Kopplung ergibt. Aus der PL kann ferner die spektrale Position und die Linienbreite der ungekoppelten QW-Exzitonen bestimmt werden, indem der obere Spiegel mittels reaktiven Ionenätzens entfernt wird. Daraus folgt für die Resonanz des hh-Exzitons eine Energie von $E_X = (1,5957 \text{ eV} \pm 0,0005) \text{ eV}$ mit einer Linienbreite von $\sim (6,1 \pm 0,5)$ meV für die Emission des gesamten QW-Stapels. Der Q-Faktor des Halbleiter-Mikroresonators wurde ferner aus der PL eines geätzten Mikrosäulenresonatoren mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ im photonisch verstimmen Bereich der Probe ($|C_0|^2 > 0,99$) bestimmt und beträgt rund ~ 8.000 , was einer Photonenlebensdauer in der Kavität von $\tau_C \sim 3,4$ ps entspricht.

Für die Charakterisierung der grundlegenden elektrischen Eigenschaften kann die Dioden-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bestimmt werden. Dafür wurde zuvor ein n-Kontakt auf der Substratunterseite durch das Aufdampfen und Einlegieren einer Schichtfolge aus Au-Ge-Ni-Au festgelegt. Der p-Kontakt auf der Oberseite der Probe aus Ti-Au besteht wiederum aus mehreren Kontaktstreifen mit einer jeweiligen Länge von ~ 3 mm und einer Breite von $\sim 100 \mu\text{m}$, wobei zur Untersuchung der Strom-Spannungs-Charakteristik einzelne Streifen im Thermosonic-Ball/Wedge-Verfahren kontaktiert wurden. Der Probenstrom $I = U_{Vor}/R_{Vor}$ konnte sodann über den Spannungsabfall U_{Vor} an einem Vorwiderstand mit $R_{Vor} = 1$ k Ω ermittelt werden. Die Dioden-Spannung der Probe U_{Probe} ergibt sich ferner aus der Differenz des Spannungsabfalls U_{Vor} an dem Vorwiderstand zur externen Spannung U der Gleichspannungsquelle, $U_{Probe} = U - U_{Vor}$. In Abb. A.3 ist die erhaltene Kennlinie für die Probe A dargestellt,

die bei einer Proben temperatur von ~ 5 K aufgenommen wurde. Aus der Steigung der Kurve kann oberhalb der Kniespannung von $\sim 2,1$ V ein nahezu konstanter differentieller Widerstand U_{probe}/dI von $\sim (27,2 \pm 1,0)$ k Ω bestimmt werden.

Probe B

Der Halbleiter-Mikroresonator (M5751) wurde epitaktisch auf einem Si-dotierten GaAs-Substrat, mit einer Dotierkonzentration von 2×10^{18} cm $^{-3}$ und einer (100)-Orientierung, gewachsen. Die intrinsische Kavität der pin-dotierten Mikrokavität wird jeweils von zwei Bragg-Spiegeln mit 27 (23) Al $_{0,20}$ Ga $_{0,80}$ As/AlAs Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR umschlossen. Sowohl im Si-dotierten unteren DBR als auch im C-dotierten oberen Bragg-Spiegel wurde die Dotierkonzentration symmetrisch zur Kavität schrittweise von 3×10^{18} cm $^{-3}$ auf 1×10^{18} cm $^{-3}$ reduziert. Im letzten Spiegelpaar des oberen DBRs wurde die Kohlenstoffkonzentration auf 1×10^{19} cm $^{-3}$ erhöht, um einen ohmschen Kontakt mit dem später prozessierten p-Kontakt zu generieren. Weiterhin wurden δ -Dotierungen mit einer Flächendichte von 1×10^{12} cm $^{-2}$ an den Grenzflächen der Heterostrukturen, die sich in den Feldminima der longitudinalen Mode des Resonators befinden, verwendet, um den elektrischen Widerstand der Bragg-Spiegels zu reduzieren [219]. Innerhalb der λ -Kavität aus Al $_{0,40}$ Ga $_{0,60}$ As wurden vier GaAs-QWs mit einer Breite von jeweils ~ 8 nm in das Feldmaximum der optischen Mode eingebettet und

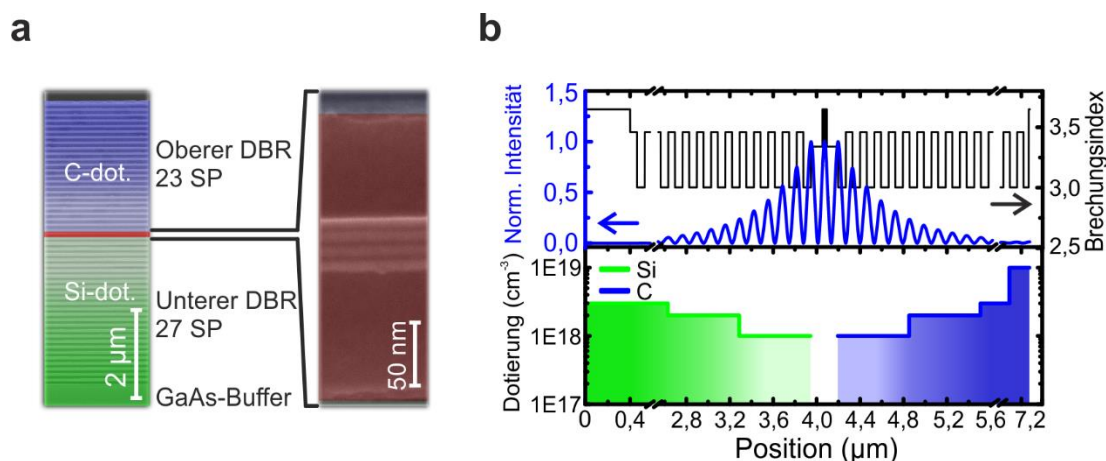


Abbildung B.1: (a) Elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur der Probe B. Der obere und untere Bragg-Spiegel mit jeweils 23 beziehungsweise 27 AlAs/Al $_{0,20}$ Ga $_{0,80}$ As Spiegelpaaren umschließen die λ -Kavität aus Al $_{0,40}$ Ga $_{0,60}$ As. In die Kavität ist ein Stapel aus vier GaAs QWs mit einer Breite von 8 nm integriert, die durch 4 nm breite Al $_{0,40}$ Ga $_{0,60}$ As-Barrieren getrennt sind. Das Dotierprofil fällt in den Bragg-Spiegeln graduell zur Kavität ab. Der intrinsische Bereich wurde rot unterlegt, während der Silizium-dotierte untere Bragg-Spiegel grün und der Kohlenstoff-dotierte obere Bragg-Spiegel blau markiert wurden. (b) Dotierprofil und zugehörige Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes.

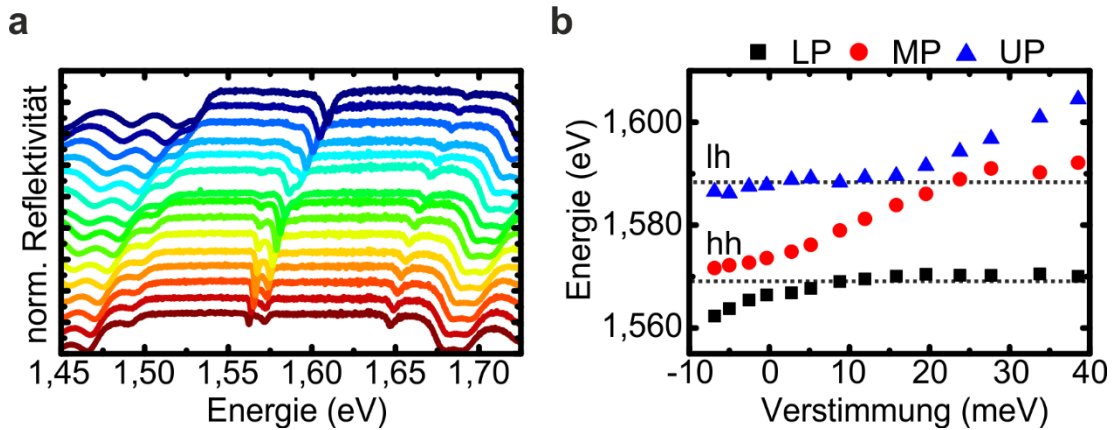


Abbildung B.2: (a) Positionsabhängige Reflexionsspektren der Probe B, bei denen unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde der obere Spiegel bis auf 10 Spiegelpaare abgeätzt. (b) Aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Verstimmung zwischen dem Kavitätsphoton und dem hh-Exziton.

durch 4 nm breite Barrieren aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ separiert. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur ist in Abb. B.1 (a) gezeigt, während Abb. B.1 (b) das zugehörige Dotierprofil zusammen mit der Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes abbildet.

Die Rabi-Aufspaltung kann, unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten über den Wafer, aus den positionsabhängigen Reflexionsmessungen extrahiert werden, in denen die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird zuvor der obere Bragg-Spiegel bis auf ~ 10 verbleibende Spiegelpaare mittels reaktiven Ionenätzens entfernt. In Abb. B.2 (a) sind die erhaltenen und separat normierten Spektren als Wasserfalldiagramm dargestellt. Die Probe zeigt das für die starke Kopplung charakteristische Antikreuzen. In Abb. B.2 (b) sind die aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Verstimmung dargestellt. Die minimale Energiedifferenz der antikreuzenden Polariton-Äste, MP-LP beziehungsweise UP-MP, entspricht dabei der Rabi-Aufspaltung, die sich zu $\hbar\Omega_{hh} = (7,0 \pm 0,5) \text{ meV}$ für die hh-Exziton-Photon- beziehungsweise zu $\hbar\Omega_{lh} = (5,3 \pm 0,5) \text{ meV}$ für die lh-Exziton-Photon-Kopplung ergibt. Aus der PL kann ferner die spektrale Position und die Linienbreite der ungekoppelten QW-Exzitonen bestimmt werden, indem der obere Spiegel mittels reaktiven Ionenätzens entfernt wird. Daraus folgt für die Resonanz des hh-Exzitons eine Energie von $E_X = (1,5694 \text{ eV} \pm 0,0005) \text{ eV}$ mit einer Linienbreite von $\sim (5,1 \pm 0,5) \text{ meV}$ für die

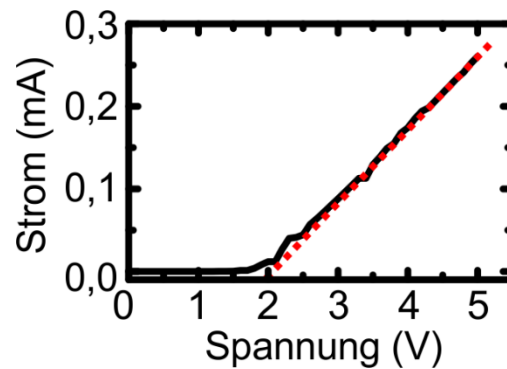


Abbildung B.3: Experimentell bestimmte Strom-Spannungs-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bei einer Probertemperatur von ~ 5 K. Aus der reziproken Steigung (rot), oberhalb der Kniespannung von $\sim 2,0$ V, ergibt sich ein differentieller Widerstand von $\sim 11,7$ k Ω .

Emission des gesamten QW-Stapels. Der Q-Faktor des Halbleiter-Mikroresonators wurde ferner aus der PL eines geätzten Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ im photonisch verstimmen Bereich der Probe ($|C_0|^2 > 0,99$) bestimmt und beträgt rund ~ 2.600 , was einer Photonenlebensdauer in der Kavität von $\tau_C \sim 1,1$ ps entspricht.

Für die Charakterisierung der grundlegenden elektrischen Eigenschaften kann die Dioden-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bestimmt werden. Dafür wurde zuvor ein n-Kontakt auf der Substratunterseite durch das Aufdampfen und Einlegieren einer Schichtfolge aus Au-Ge-Ni-Au festgelegt. Der p-Kontakt auf der Oberseite der Probe aus Ti-Au besteht wiederum aus mehreren Kontaktstreifen mit einer jeweiligen Länge von ~ 3 mm und einer Breite von $\sim 100 \mu\text{m}$, wobei zur Untersuchung der Strom-Spannungs-Charakteristik einzelne Streifen im Thermosonic-Ball/Wedge-Verfahren kontaktiert wurden. Der Probenstrom $I = U_{Vor}/R_{Vor}$ konnte sodann über den Spannungsabfall U_{Vor} an einem Vorwiderstand mit $R_{Vor} = 1$ k Ω ermittelt werden. Die Dioden-Spannung der Probe U_{Probe} ergibt sich ferner aus der Differenz des Spannungsabfalls U_{Vor} an dem Vorwiderstand zur externen Spannung U der Gleichspannungsquelle, $U_{Probe} = U - U_{Vor}$. In Abb. B.3 ist die erhaltene Kennlinie für die Probe B dargestellt, die bei einer Probertemperatur von ~ 5 K aufgenommen wurde. Aus der Steigung der Kurve kann oberhalb der Kniespannung von $\sim 2,0$ V ein nahezu konstanter differentieller Widerstand U_{Probe}/dI von $\sim (11,7 \pm 1,0)$ k Ω bestimmt werden.

Probe C

Der Halbleiter-Mikroresonator (M5917) wurde epitaktisch auf einem Si-dotierten GaAs-Substrat, mit einer Dotierkonzentration von $2E18 \text{ cm}^{-3}$ und einer (100)-Orientierung,

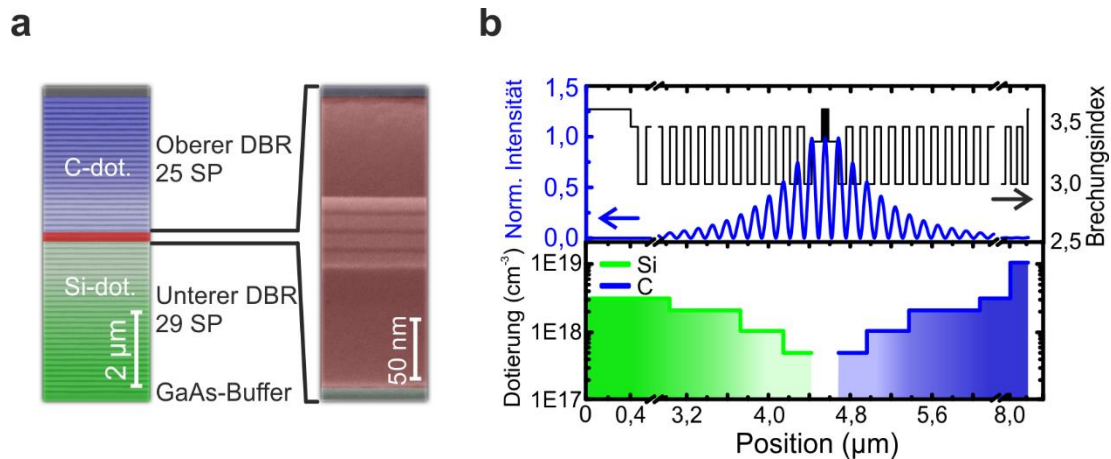


Abbildung C.1: (a) Elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur der Probe C. Der obere und untere Bragg-Spiegel mit jeweils 25 beziehungsweise 29 AlAs/Al_{0,20}Ga_{0,80}As Spiegelpaaren umschließen die λ -Kavität aus Al_{0,40}Ga_{0,60}As. In die Kavität ist ein Stapel aus vier GaAs QWs mit einer Breite von 13 nm integriert, die durch 4 nm breite Al_{0,40}Ga_{0,60}As-Barrieren getrennt sind. Das Dotierprofil fällt in den Bragg-Spiegeln graduell zur Kavität ab. Der intrinsische Bereich wurde rot unterlegt, während der Silizium-dotierte untere Bragg-Spiegel grün und der Kohlenstoff-dotierte obere Bragg-Spiegel blau markiert wurden. (b) Dotierprofil und zugehörige Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes.

gewachsen. Die intrinsische Kavität der pin-dotierten Mikrokavität wird jeweils von zwei Bragg-Spiegeln mit 29 (25) Al_{0,20}Ga_{0,80}As/AlAs Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR umschlossen. Sowohl im Si-dotierten unteren DBR als auch im C-dotierten oberen Bragg-Spiegel wurde die Dotierkonzentration symmetrisch zur Kavität schrittweise von $3\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ auf $0,5\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ reduziert. Das heißt die Dotierung wurde zehn Spiegelpaare vor der eigentlichen Kavität von $3\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ auf $2\text{E}18\text{ cm}^{-3}$, fünf Spiegelpaare vorher von $2\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ auf $1\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ und zwei Spiegelpaare vor der intrinsischen Kavität von $1\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ auf $0,5\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ gesenkt. Im letzten Spiegelpaar des oberen DBRs wurde die Kohlenstoffkonzentration auf $1\text{E}19\text{ cm}^{-3}$ erhöht, um einen ohmschen Kontakt mit dem später prozessierten p-Kontakt zu generieren. Weiterhin wurden δ -Dotierungen mit einer Flächendichte von $1\text{E}12\text{ cm}^{-2}$ an den Grenzflächen der Heterostrukturen, die sich in den Feldminima der longitudinalen Mode des Resonators befinden, verwendet, um den elektrischen Widerstand der Bragg-Spiegels zu reduzieren [219]. Innerhalb der λ -Kavität aus Al_{0,40}Ga_{0,60}As wurden vier GaAs-QWs mit einer Breite von jeweils $\sim 13\text{ nm}$ in das Feldmaximum der optischen Mode eingebettet und durch 4 nm breite Barrieren aus Al_{0,40}Ga_{0,60}As separiert. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur ist in Abb. C.1 (a) gezeigt, während Abb. C.1 (b) das zugehörige Dotierprofil zusammen mit der Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes abbildet.

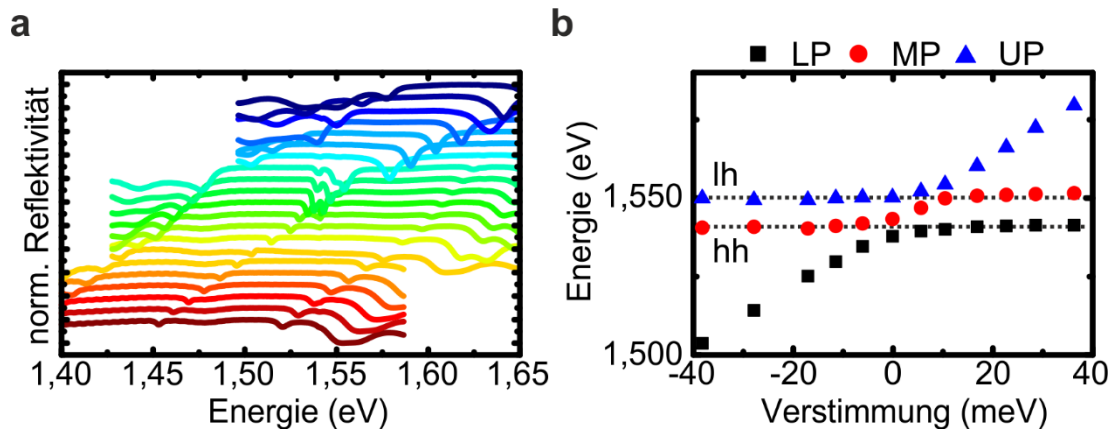


Abbildung C.2: (a) Positionsabhängige Reflexionsspektren der Probe C, bei denen unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde der obere Spiegel bis auf 10 Spiegelpaare abgeätzt. (b) Aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Verstimmung zwischen dem Kavitätsphoton und dem hh-Exziton.

Die Rabi-Aufspaltung kann, unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten über den Wafer, aus den positionsabhängigen Reflexionsmessungen extrahiert werden, in denen die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird zuvor der obere Bragg-Spiegel bis auf ~ 10 verbleibende Spiegelpaare mittels reaktiven Ionenätzens entfernt. In Abb. C.2 (a) sind die erhaltenen und separat normierten Spektren als Wasserfalldiagramm dargestellt. Die Probe zeigt das für die starke Kopplung charakteristische Antikreuzen. In Abb. C.2 (b) sind die aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Verstimmung dargestellt. Die minimale Energiedifferenz der antikreuzenden Polariton-Äste, MP-LP beziehungsweise UP-MP, entspricht dabei der Rabi-Aufspaltung, die sich zu $\hbar\Omega_{hh} = (5,7 \pm 0,5)$ meV für die hh-Exziton-Photon beziehungsweise zu $\hbar\Omega_{lh} = (4,1 \pm 0,5)$ meV für die lh-Exziton-Photon-Kopplung ergibt. Aus der PL kann ferner die spektrale Position und die Linienbreite der ungekoppelten QW-Exzitonen bestimmt werden, indem der obere Spiegel mittels reaktiven Ionenätzens entfernt wird. Daraus folgt für die Resonanz des hh-Exzitons eine Energie von $E_X = (1,5397 \text{ eV} \pm 0,0005) \text{ eV}$ mit einer Linienbreite von $\sim (2,6 \pm 0,5)$ meV für die Emission des gesamten QW-Stapels. Der Q-Faktor des Halbleiter-Mikroresonators wurde ferner aus der PL eines geätzten Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ im photonisch verstimmten Bereich der Probe ($|C_0|^2 > 0,99$) bestimmt und beträgt rund ~ 3.400 , was einer Photonenlebensdauer von $\tau_C \sim 1,5$ ps entspricht.

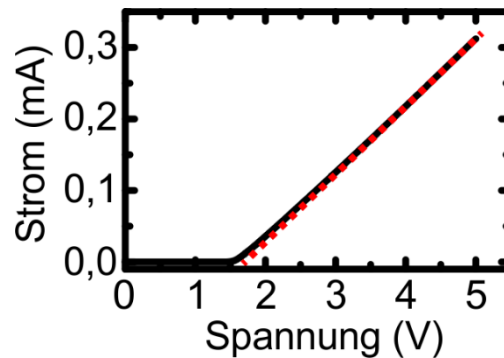


Abbildung C.3: Experimentell bestimmte Strom-Spannungs-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bei einer Probertemperatur von ~ 5 K. Aus der reziproken Steigung (rot), oberhalb der Kniespannung von $\sim 2,0$ V, ergibt sich ein differentieller Widerstand von $\sim 11,7$ k Ω .

Für die Charakterisierung der grundlegenden elektrischen Eigenschaften kann die Dioden-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bestimmt werden. Dafür wurde zuvor ein n-Kontakt auf der Substratunterseite durch das Aufdampfen und Einlegieren einer Schichtfolge aus Au-Ge-Ni-Au festgelegt. Der p-Kontakt auf der Oberseite der Probe aus Ti-Au besteht wiederum aus mehreren Kontaktstreifen mit einer jeweiligen Länge von ~ 3 mm und einer Breite von ~ 100 μm , wobei zur Untersuchung der Strom-Spannungs-Charakteristik einzelne Streifen im Thermosonic-Ball/Wedge-Verfahren kontaktiert wurden. Der Probenstrom $I = U_{Vor}/R_{Vor}$ konnte sodann über den Spannungsabfall U_{Vor} an einem Vorwiderstand mit $R_{Vor} = 1$ k Ω ermittelt werden. Die Dioden-Spannung der Probe U_{Probe} ergibt sich ferner aus der Differenz des Spannungsabfalls U_{Vor} an dem Vorwiderstand zur externen Spannung U der Gleichspannungsquelle, $U_{Probe} = U - U_{Vor}$. In Abb. C.3 ist die erhaltene Kennlinie für die Probe C dargestellt, die bei einer Probertemperatur von ~ 5 K aufgenommen wurde. Aus der Steigung der Kurve kann oberhalb der Kniespannung von $\sim 1,7$ V ein nahezu konstanter differentieller Widerstand U_{Probe}/dI von $\sim (10,7 \pm 1,0)$ k Ω bestimmt werden.

Probe D

Der Halbleiter-Mikroresonator (M5924) wurde epitaktisch auf einem Si-dotierten GaAs-Substrat, mit einer Dotierkonzentration von $2\text{E}18$ cm^{-3} und einer (100)-Orientierung, gewachsen. Die intrinsische Kavität der pin-dotierten Mikroavität wird jeweils von zwei Bragg-Spiegeln mit 31 (27) $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}/\text{AlAs}$ Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR umschlossen. Sowohl im Si-dotierten unteren DBR als auch im C-dotierten oberen Bragg-Spiegel wurde die Dotierkonzentration symmetrisch zur Kavität schrittweise von $3\text{E}18$ cm^{-3} auf $0,5\text{E}18$ cm^{-3} reduziert. Das heißt die Dotierung

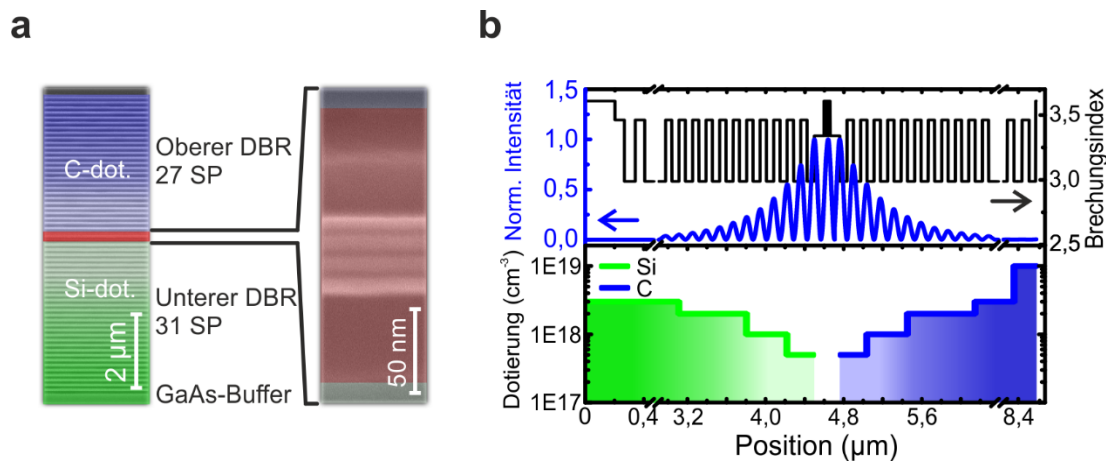


Abbildung D.1: (a) Elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur der Probe D. Der obere und untere Bragg-Spiegel mit jeweils 27 beziehungsweise 31 AlAs/Al_{0,20}Ga_{0,80}As Spiegelpaaren umschließen die λ -Kavität aus Al_{0,40}Ga_{0,60}As. In die Kavität ist ein Stapel aus vier GaAs QWs mit einer Breite von 13 nm integriert, die durch 4 nm breite Al_{0,40}Ga_{0,60}As-Barrieren getrennt sind. Das Dotierprofil fällt in den Bragg-Spiegeln graduell zur Kavität ab. Der intrinsische Bereich wurde rot unterlegt, während der Silizium-dotierte untere Bragg-Spiegel grün und der Kohlenstoff-dotierte obere Bragg-Spiegel blau markiert wurden. (b) Dotierprofil und zugehörige Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes.

wurde zehn Spiegelpaare vor der eigentlichen Kavität von $3\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ auf $2\text{E}18\text{ cm}^{-3}$, fünf Spiegelpaare vorher von $2\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ auf $1\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ und zwei Spiegelpaare vor der intrinsischen Kavität von $1\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ auf $0,5\text{E}18\text{ cm}^{-3}$ gesenkt. Im letzten Spiegelpaar des oberen DBRs wurde die Kohlenstoffkonzentration auf $1\text{E}19\text{ cm}^{-3}$ erhöht, um einen ohmschen Kontakt mit dem später prozessierten p-Kontakt zu generieren. Weiterhin wurden δ -Dotierungen mit einer Flächendichte von $1\text{E}12\text{ cm}^{-2}$ an den Grenzflächen der Heterostrukturen, die sich in den Feldminima der longitudinalen Mode des Resonators befinden, verwendet, um den elektrischen Widerstand der Bragg-Spiegel zu reduzieren [219]. Innerhalb der λ -Kavität aus Al_{0,40}Ga_{0,60}As wurden vier GaAs-QWs mit einer Breite von jeweils $\sim 13\text{ nm}$ in das Feldmaximum der optischen Mode eingebettet und durch 4 nm breite Barrieren aus Al_{0,40}Ga_{0,60}As separiert. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur ist in Abb. D.1 (a) gezeigt, während Abb. D.1 (b) das zugehörige Dotierprofil zusammen mit der Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes abbildet.

Die Rabi-Aufspaltung kann, unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten über den Wafer, aus den positionsabhängigen Reflexionsmessungen extrahiert werden, in denen die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird zuvor der obere Bragg-Spiegel bis auf ~ 10 verbleibende Spiegelpaare mittels reaktiven Ionenätzens entfernt. In Abb. D.2 (a) sind die

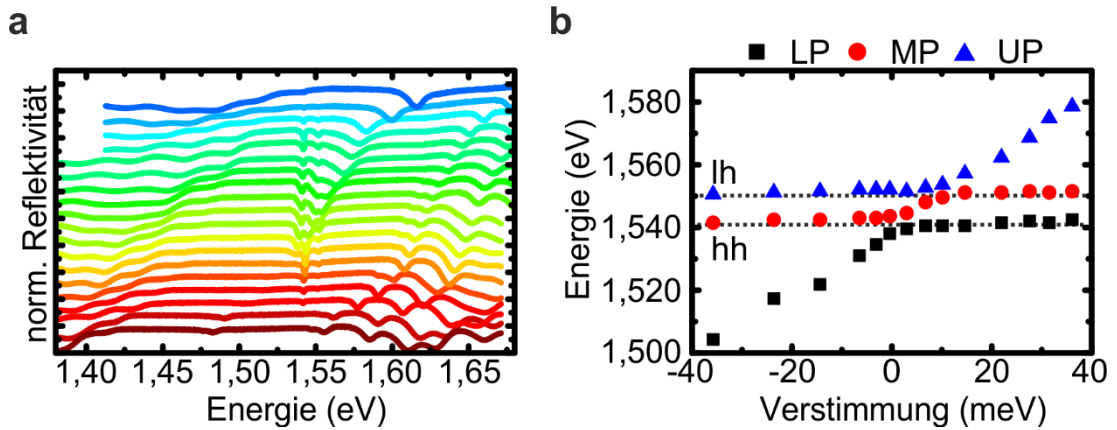


Abbildung D.2: (a) Positionsabhängige Reflexionsspektren der Probe D, bei denen unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimm wird. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde der obere Spiegel bis auf 10 Spiegelpaare abgeätzt. (b) Aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Verstimmung zwischen dem Kavitätsphoton und dem hh-Exziton.

erhaltenen und separat normierten Spektren als Wasserfalldiagramm dargestellt. Die Probe zeigt das für die starke Kopplung charakteristische Antikreuzen. In Abb. D.2 (b) sind die aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Verstimmung dargestellt. Die minimale Energiedifferenz der antikreuzenden Polariton-Äste, MP-LP beziehungsweise UP-MP, entspricht dabei der Rabi-Aufspaltung, die sich zu $\hbar\Omega_{hh} = (5,4 \pm 0,5)$ meV für die hh-Exziton-Photon- und zu $\hbar\Omega_{lh} = (4,0 \pm 0,5)$ meV für die lh-Exziton-Photon-Kopplung ergibt. Aus der PL kann ferner die spektrale Position und die Linienbreite der ungekoppelten QW-Exzitonen bestimmt werden, indem der obere Spiegel mittels reaktiven Ionenätzens entfernt wird. Daraus folgt für die Resonanz des hh-Exzitons eine Energie von $E_X = (1,5392 \text{ eV} \pm 0,0005) \text{ eV}$ mit einer Linienbreite von $\sim (2,6 \pm 0,5)$ meV für die Emission des gesamten QW-Stapels. Der Q-Faktor des Halbleiter-Mikroresonators wurde ferner aus der PL eines geätzten Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ im photonisch verstimmten Bereich der Probe ($|C_0|^2 > 0,99$) bestimmt und beträgt rund ~ 10.000 , was einer Photonenlebensdauer in der Kavität von $\tau_C \sim 4,3$ ps entspricht.

Für die Charakterisierung der grundlegenden elektrischen Eigenschaften kann die Dioden-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bestimmt werden. Dafür wurde zuvor ein n-Kontakt auf der Substratunterseite durch das Aufdampfen und Einlegieren einer Schichtfolge aus Au-Ge-Ni-Au festgelegt. Der p-Kontakt auf der Oberseite der Probe aus Ti-Au besteht wiederum aus mehreren Kontaktstreifen mit einer jeweiligen Länge

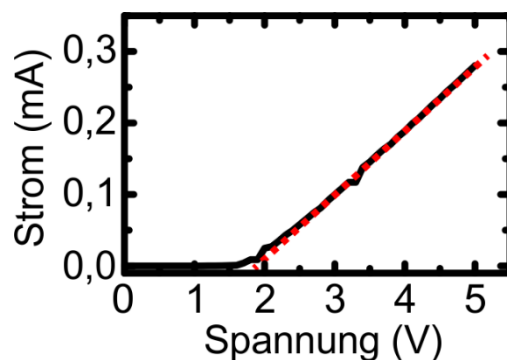


Abbildung D.3: Experimentell bestimmte Strom-Spannungs-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bei einer Proben temperatur von ~ 5 K. Aus der reziproken Steigung (rot), oberhalb der Kniespannung von $\sim 1,9$ V, ergibt sich ein differentieller Widerstand von $\sim 11,9$ k Ω .

von ~ 3 mm und einer Breite von ~ 100 μm , wobei zur Untersuchung der Strom-Spannungs-Charakteristik einzelne Streifen im Thermosonic-Ball/Wedge-Verfahren kontaktiert wurden. Der Probenstrom $I = U_{Vor}/R_{Vor}$ konnte sodann über den Spannungsabfall U_{Vor} an einem Vorwiderstand mit $R_{Vor} = 1$ k Ω ermittelt werden. Die Dioden-Spannung der Probe U_{Probe} ergibt sich ferner aus der Differenz des Spannungsabfalls U_{Vor} an dem Vorwiderstand zur externen Spannung U der Gleichspannungsquelle, $U_{Probe} = U - U_{Vor}$. In Abb. D.3 ist die erhaltene Kennlinie für die Probe D dargestellt, die bei einer Proben temperatur von ~ 5 K aufgenommen wurde. Aus der Steigung der Kurve kann oberhalb der Kniespannung von $\sim 1,9$ V ein nahezu konstanter differentieller Widerstand U_{Probe}/dI von $\sim (11,9 \pm 1,0)$ k Ω bestimmt werden.

In Abb. D.4 ist das Ergebnis der optischen Leistungsserie des untersuchten Graphen-Gitter aus Abschnitt 5.2.2 dargestellt. Der durchstimmbare Titan:Saphir Laser wurde dazu auf das erste hochenergetischen Reflexionsminimum außerhalb des Stopbandes

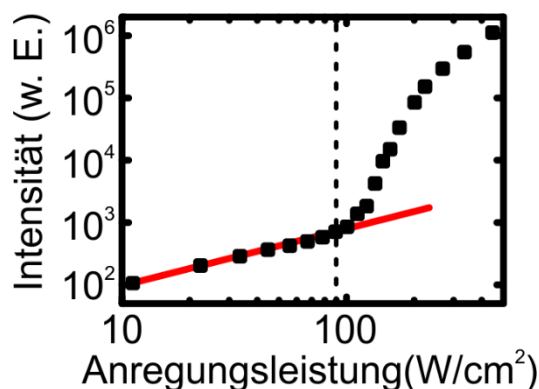


Abbildung D.4: Extrahierte Intensität der relevanten Laser-Mode am Γ -Punkt des untersuchten Graphen-Gitter aus Abschnitt 5.2.2 in Abhängigkeit von der optischen Anregungsleistung. Die schwarze gestrichelte Linie bei 90 W/cm^2 markiert die Anregungsleistung für den konstanten optischen Hintergrund für die Messung der elektrisch induzierten Nichtlinearität in Abschnitt 5.2.2, unterhalb der Schwelle zur optischen Kondensation. Die optisch induzierte Nichtlinearität liegt bei einer Schwellenleistung von ~ 105 W/cm^2 .

der Mikrokavität abgestimmt und das Graphen-Gitter homogen ausgeleuchtet. Extrahiert wurde die Intensität der relevanten Laser-Mode am Γ -Punkt, um $|\vec{k}_{\parallel}| \sim 0$, als Funktion der Anregungsleistung. Die optisch induzierte Nichtlinearität liegt bei einer Schwellenleistung von $\sim 105 \text{ W/cm}^2$, während für den konstanten optischen Hintergrund für die Messung der elektrisch induzierten Nichtlinearität in Abschnitt 5.2.2 eine Anregungsleistung von 90 W/cm^2 gewählt wurde (schwarze gestrichelte Linie).

Probe E

Der Halbleiter-Mikroresonator (M6124) wurde epitaktisch auf einem Si-dotierten GaAs-Substrat, mit einer Dotierkonzentration von $2\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ und einer (100)-Orientierung, gewachsen. Die intrinsische Kavität der pin-dotierten Mikrokavität wird jeweils von zwei Bragg-Spiegeln mit 36 (30) $\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}/\text{AlAs}$ Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR umschlossen. Sowohl im Si-dotierten unteren DBR als auch im C-dotierten oberen Bragg-Spiegel wurde die Dotierkonzentration symmetrisch zur Kavität schrittweise von $3\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ auf $0,5\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ reduziert. Das heißt die Dotierung wurde zehn Spiegelpaare vor der eigentlichen Kavität von $3\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ auf $2\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$, fünf Spiegelpaare vorher von $2\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ auf $1\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ und zwei Spiegelpaare vor der intrinsischen Kavität von $1\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ auf $0,5\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ gesenkt. Darüber hinaus sind die letzten $\sim 50 \text{ nm}$ vor der Kavität im unteren Spiegel sowie das erste Spiegelpaar nach der

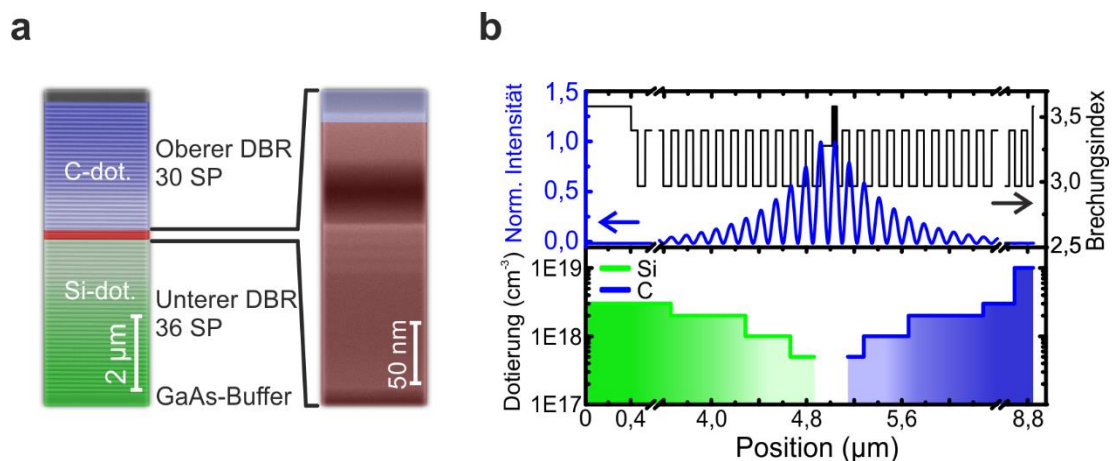


Abbildung E.1: (a) Elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur der Probe E. Der obere und untere Bragg-Spiegel mit jeweils 30 beziehungsweise 36 $\text{AlAs}/\text{Al}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{As}$ Spiegelpaaren umschließen die $\lambda/2$ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$. In die Kavität ist ein Stapel aus vier GaAs QWs mit einer Breite von 7 nm integriert, die durch 4 nm breite $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ -Barrieren getrennt sind. Das Dotierprofil fällt in den Bragg-Spiegeln graduell zur Kavität ab. Der intrinsische Bereich wurde rot unterlegt, während der Silizium-dotierte untere Bragg-Spiegel grün und der Kohlenstoff-dotierte obere Bragg-Spiegel blau markiert wurden. (b) Dotierprofil und zugehörige Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes.

Kavität im oberen Spiegel undotiert. Im letzten Spiegelpaar des oberen DBRs wurde die Kohlenstoffkonzentration auf $1\text{E}19\text{ cm}^{-3}$ erhöht, um einen ohmschen Kontakt mit dem später prozessierten p-Kontakt zu generieren. Weiterhin wurden δ -Dotierungen mit einer Flächendichte von $1\text{E}12\text{ cm}^{-2}$ an den Grenzflächen der Heterostrukturen, die sich in den Feldminima der longitudinalen Mode des Resonators befinden, verwendet, um den elektrischen Widerstand der Bragg-Spiegels zu reduzieren [219]. Innerhalb der $\lambda/2$ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ wurden vier GaAs-QWs mit einer Breite von jeweils $\sim 7\text{ nm}$ in das Feldmaximum der optischen Mode am Übergang zum oberen Bragg-Spiegel eingebettet und durch 4 nm breite Barrieren aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ separiert. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur ist in Abb. E.1 (a) gezeigt, während Abb. E.1 (b) das zugehörige Dotierprofil zusammen mit der Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes abbildet.

Die Rabi-Aufspaltung kann, unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten über den Wafer, aus den positionsabhängigen Reflexionsmessungen extrahiert werden, in denen die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird zuvor der obere Bragg-Spiegel bis auf ~ 10 verbleibende Spiegelpaare mittels reaktiven Ionenätzens entfernt. In Abb. E.2 (a) sind die erhaltenen und separat normierten Spektren als Wasserfalldiagramm dargestellt. Die Probe zeigt das für die starke Kopplung charakteristische Antikreuzen. In Abb. E.2 (b) sind die aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Ver-

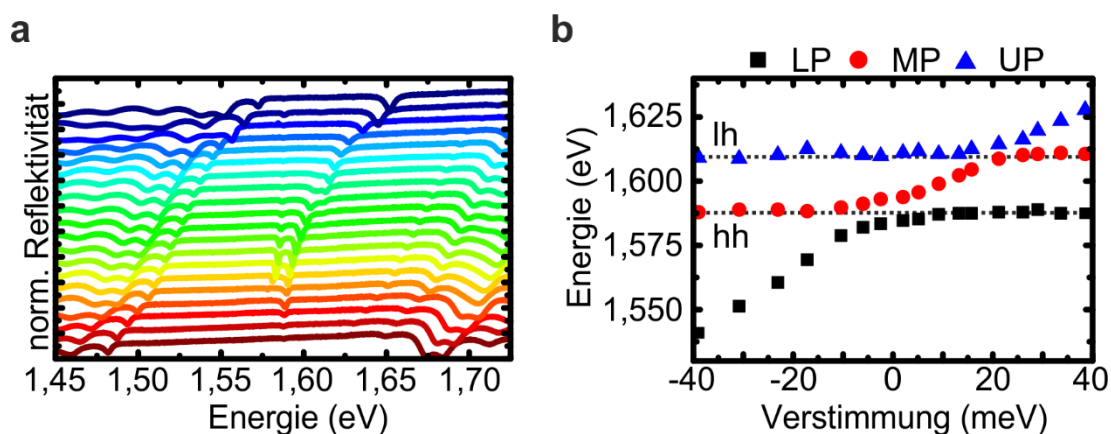


Abbildung E.2: (a) Positionsabhängige Reflexionsspektren der Probe E, bei denen unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde der obere Spiegel bis auf 10 Spiegelpaare abgeätzt. (b) Aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Verstimmung zwischen dem Kavitätsphoton und dem hh-Exziton.

stimmung dargestellt. Die minimale Energiedifferenz der antikreuzenden Polariton-Äste, MP-LP beziehungsweise UP-MP, entspricht dabei der Rabi-Aufspaltung, die sich zu $\hbar\Omega_{hh} = (8,7 \pm 0,5)$ meV für die hh-Exziton-Photon- und zu $\hbar\Omega_{lh} = (6,1 \pm 0,5)$ meV für die lh-Exziton-Photon-Kopplung ergibt. Aus der PL kann ferner die spektrale Position und die Linienbreite der ungekoppelten QW-Exzitonen bestimmt werden, indem der obere Spiegel mittels reaktiven Ionenätzens entfernt wird. Daraus folgt für die Resonanz des hh-Exzitons eine Energie von $E_X = (1,5868 \text{ eV} \pm 0,0005) \text{ eV}$ mit einer Linienbreite von $\sim (2,8 \pm 0,5)$ meV für die Emission des gesamten QW-Stapels. Der Q-Faktor des Halbleiter-Mikroresonators wurde ferner aus der PL eines geätzten Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ im photonisch verstimmen Bereich der Probe ($|C_0|^2 > 0,99$) bestimmt und beträgt rund ~ 16.000 , was einer Photonenlebensdauer in der Kavität von $\tau_C \sim 6,3$ ps entspricht.

Für die Charakterisierung der grundlegenden elektrischen Eigenschaften kann die Dioden-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bestimmt werden. Dafür wurde zuvor ein n-Kontakt auf der Substratunterseite durch das Aufdampfen und Einlegieren einer Schichtfolge aus Au-Ge-Ni-Au festgelegt. Der p-Kontakt auf der Oberseite der Probe aus Ti-Au besteht wiederum aus mehreren Kontaktstreifen mit einer jeweiligen Länge von ~ 3 mm und einer Breite von $\sim 100 \mu\text{m}$, wobei zur Untersuchung der Strom-Spannungs-Charakteristik einzelne Streifen im Thermosonic-Ball/Wedge-Verfahren kontaktiert wurden. Der Probenstrom $I = U_{Vor}/R_{Vor}$ konnte sodann über den Spannungsabfall U_{Vor} an einem Vorwiderstand mit $R_{Vor} = 1 \text{ k}\Omega$ ermittelt werden. Die Dioden-Spannung der Probe U_{Probe} ergibt sich ferner aus der Differenz des Spannungsabfalls U_{Vor} an dem Vorwiderstand zur externen Spannung U der Gleichspannungsquelle, $U_{Probe} = U - U_{Vor}$. In Abb. E.3 ist die erhaltene Kennlinie für die Probe E dargestellt,

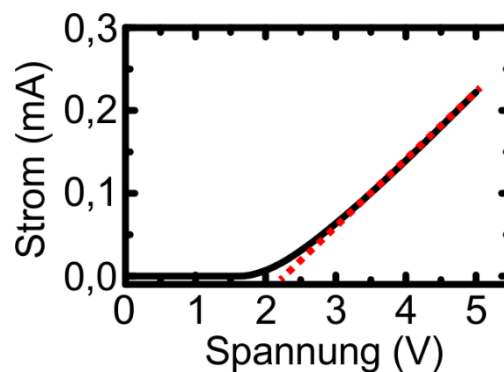


Abbildung E.3: Experimentell bestimmte Strom-Spannungs-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bei einer Probentemperatur von ~ 5 K. Aus der reziproken Steigung (rot), oberhalb der Kniespannung von $\sim 2,2$ V, ergibt sich ein differentieller Widerstand von $\sim 12,5 \text{ k}\Omega$.

die bei einer Probentemperatur von ~ 5 K aufgenommen wurde. Aus der Steigung der Kurve kann oberhalb der Kniespannung von $\sim 2,2$ V ein nahezu konstanter differentieller Widerstand U_{Probe}/dI von $\sim (12,5 \pm 1,0)$ k Ω bestimmt werden.

Probe F

Der Halbleiter-Mikroresonator (M6131) wurde epitaktisch auf einem Si-dotierten GaAs-Substrat, mit einer Dotierkonzentration von $2E18$ cm $^{-3}$ und einer (100)-Orientierung, gewachsen. Die intrinsische Kavität der pin-dotierten Mikrokavität wird jeweils von zwei Bragg-Spiegeln mit 36 (30) Al $_{0,20}$ Ga $_{0,80}$ As/AlAs Spiegelpaaren im unteren (oberen) DBR umschlossen. Sowohl im Si-dotierten unteren DBR als auch im C-dotierten oberen Bragg-Spiegel wurde die Dotierkonzentration symmetrisch zur Kavität schrittweise von $3E18$ cm $^{-3}$ auf $0,5E18$ cm $^{-3}$ reduziert. Das heißt die Dotierung wurde zehn Spiegelpaare vor der eigentlichen Kavität von $3E18$ cm $^{-3}$ auf $2E18$ cm $^{-3}$, fünf Spiegelpaare vorher von $2E18$ cm $^{-3}$ auf $1E18$ cm $^{-3}$ und zwei Spiegelpaare vor der intrinsischen Kavität von $1E18$ cm $^{-3}$ auf $0,5E18$ cm $^{-3}$ gesenkt. Darüber hinaus ist das erste Spiegelpaar nach beziehungsweise vor der Kavität undotiert. Im letzten Spiegelpaar des oberen DBRs wurde die Kohlenstoffkonzentration auf $1E19$ cm $^{-3}$ erhöht, um einen ohmschen Kontakt mit dem später prozessierten p-Kontakt zu generieren. Weiterhin wurden δ -Dotierungen mit einer Flächendichte von $1E12$ cm $^{-2}$ an den Grenzflächen

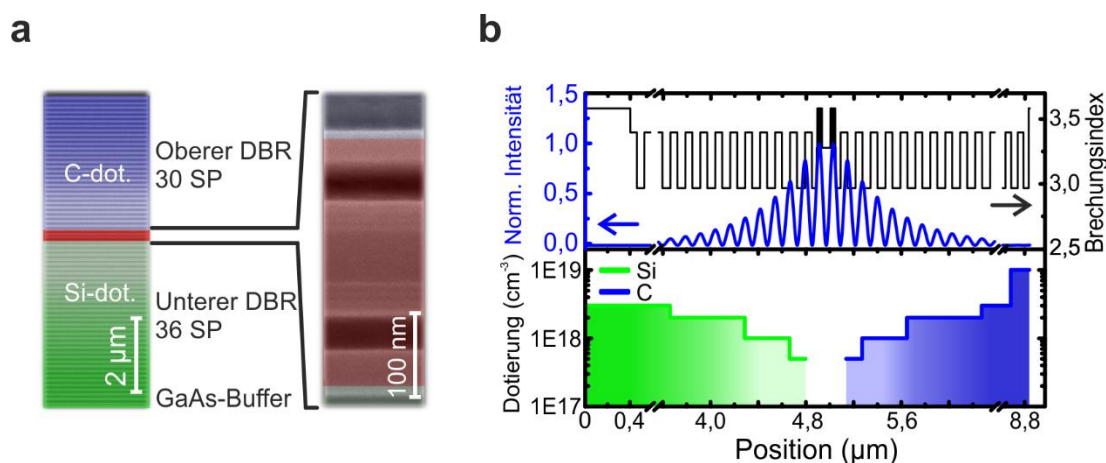


Abbildung F.1: (a) Elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur der Probe F. Der obere und untere Bragg-Spiegel mit jeweils 30 beziehungsweise 36 AlAs/Al $_{0,20}$ Ga $_{0,80}$ As Spiegelpaaren umschließen die $\lambda/2$ -Kavität aus Al $_{0,40}$ Ga $_{0,60}$ As. In die Kavität sind zwei Stapel aus jeweils vier GaAs QWs mit einer Breite von 7 nm integriert, die durch 4 nm breite Al $_{0,40}$ Ga $_{0,60}$ As-Barrieren getrennt sind. Das Dotierprofil fällt in den Bragg-Spiegeln graduell zur Kavität ab. Der intrinsische Bereich wurde rot unterlegt, während der Silizium-dotierte untere Bragg-Spiegel grün und der Kohlenstoff-dotierte obere Bragg-Spiegel blau markiert wurden. (b) Dotierprofil und zugehörige Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes.

der Heterostrukturen, die sich in den Feldminima der longitudinalen Mode des Resonators befinden, verwendet, um den elektrischen Widerstand der Bragg-Spiegels zu reduzieren [219]. Innerhalb der $\lambda/2$ -Kavität aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ wurden zwei Stapel mit jeweils vier GaAs-QWs mit einer Breite von ~ 7 nm in die Feldmaximum der optischen Mode am Übergang zum oberen und unteren Bragg-Spiegel eingebettet und durch 4 nm breite Barrieren aus $\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$ separiert. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme der Schichtstruktur ist in Abb. F.1 (a) gezeigt, während Abb. F.1 (b) das zugehörige Dotierprofil zusammen mit der Verteilung der Brechungsindizes und des optischen Feldes abbildet.

Die Rabi-Aufspaltung kann, unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten über den Wafer, aus den positionsabhängigen Reflexionsmessungen extrahiert werden, in denen die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird zuvor der obere Bragg-Spiegel bis auf ~ 10 verbleibende Spiegelpaare mittels reaktiven Ionenätzens entfernt. In Abb. F.2 (a) sind die erhaltenen und separat normierten Spektren als Wasserfalldiagramm dargestellt. Die Probe zeigt das für die starke Kopplung charakteristische Antikreuzen. In Abb. F.2 (b) sind die aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Verstimmung dargestellt. Die minimale Energiedifferenz der antikreuzenden Polariton-Äste, MP-LP beziehungsweise UP-MP, entspricht dabei der Rabi-Aufspaltung, die sich zu $\hbar\Omega_{hh} = (11,0 \pm 0,5)$ meV für die hh-Exziton-Photon- beziehungsweise zu $\hbar\Omega_{lh} =$

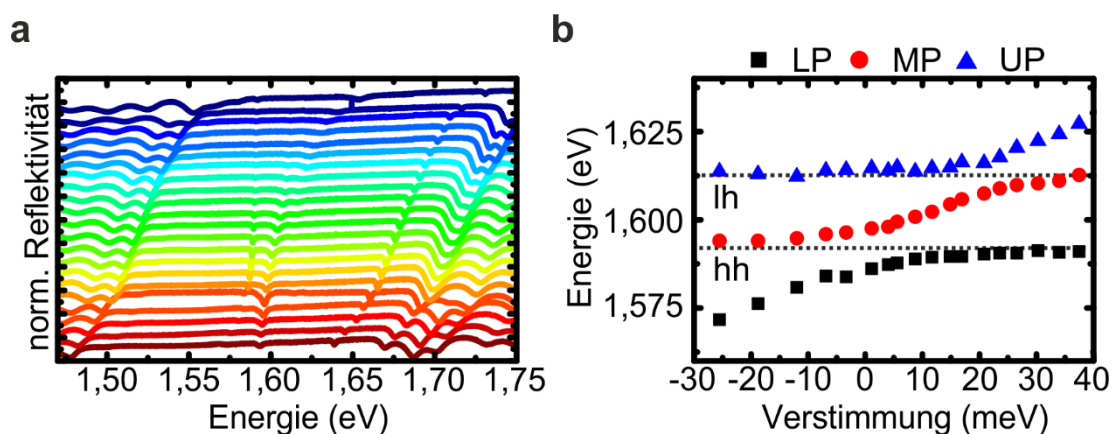


Abbildung F.2: (a) Positionsabhängige Reflexionsspektren der Probe F, bei denen unter Ausnutzung des radialen Schichtdickengradienten die Kavitätsmode gegenüber der QW-Emission verstimmt wird. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde der obere Spiegel bis auf 10 Spiegelpaare abgeätzt. (b) Aus den Reflexionsmessungen bestimmten Energiepositionen der unteren (LP), mittleren (MP) und oberen (UP) Polariton-Moden als Funktion der energetischen Verstimmung zwischen dem Kavitätsphoton und dem hh-Exziton.

$(9,3 \pm 0,5)$ meV für die lh-Exziton-Photon-Kopplung ergibt. Aus der PL kann ferner die spektrale Position und die Linienbreite der ungekoppelten QW-Exzitonen bestimmt werden, indem der obere Spiegel mittels reaktiven Ionenätzens entfernt wird. Daraus folgt für die Resonanz des hh-Exzitons eine Energie von $E_X = (1,5896 \text{ eV} \pm 0,0005) \text{ eV}$ mit einer Linienbreite von $\sim (4,4 \pm 0,5)$ meV für die Emission des gesamten QW-Stapels. Der Q-Faktor des Halbleiter-Mikroresonators wurde ferner aus der PL eines geätzten Mikrosäulenresonatoren mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ im photonisch verstimten Bereich der Probe ($|C_0|^2 > 0,99$) bestimmt und beträgt rund ~ 16.000 , was einer Photonenlebensdauer in der Kavität von $\tau_C \sim 6,3 \text{ ps}$ entspricht.

Für die Charakterisierung der grundlegenden elektrischen Eigenschaften kann die Dioden-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bestimmt werden. Dafür wurde zuvor ein n-Kontakt auf der Substratunterseite durch das Aufdampfen und Einlegieren einer Schichtfolge aus Au-Ge-Ni-Au festgelegt. Der p-Kontakt auf der Oberseite der Probe aus Ti-Au besteht wiederum aus mehreren Kontaktstreifen mit einer jeweiligen Länge von $\sim 3 \text{ mm}$ und einer Breite von $\sim 100 \mu\text{m}$, wobei zur Untersuchung der Strom-Spannungs-Charakteristik einzelne Streifen im Thermosonic-Ball/Wedge-Verfahren kontaktiert wurden. Der Probenstrom $I = U_{Vor}/R_{Vor}$ konnte sodann über den Spannungsabfall U_{Vor} an einem Vorwiderstand mit $R_{Vor} = 1 \text{ k}\Omega$ ermittelt werden. Die Dioden-Spannung der Probe U_{Probe} ergibt sich ferner aus der Differenz des Spannungsabfalls U_{Vor} an dem Vorwiderstand zur externen Spannung U der Gleichspannungsquelle, $U_{Probe} = U - U_{Vor}$. In Abb. F.3 ist die erhaltene Kennlinie für die Probe F dargestellt, die bei einer Proben temperatur von $\sim 5 \text{ K}$ aufgenommen wurde. Aus der Steigung der Kurve kann oberhalb der Kniespannung von $\sim 2,1 \text{ V}$ ein nahezu konstanter differentieller Widerstand U_{Probe}/dI von $\sim (12,0 \pm 1,0) \text{ k}\Omega$ bestimmt werden.

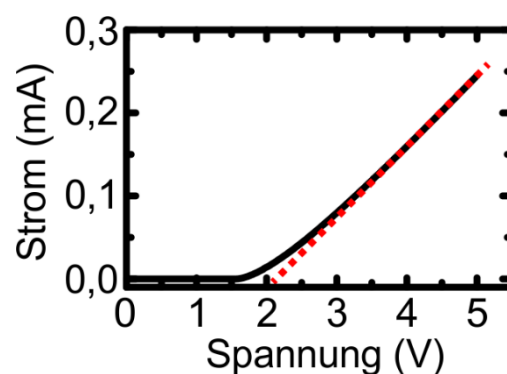


Abbildung F.3: Experimentell bestimmte Strom-Spannungs-Kennlinie der planaren Schichtstruktur bei einer Proben temperatur von $\sim 5 \text{ K}$. Aus der reziproken Steigung (rot), oberhalb der Kniespannung von $\sim 2,1 \text{ V}$, ergibt sich ein differentieller Widerstand von $\sim 12,0 \text{ k}\Omega$.

Veröffentlichungen des Autors

Veröffentlichungen als Erstautor

H. Suchomel, S. Brodbeck, T. C. H. Liew, M. Amthor, M. Klaas, S. Klemmt, M. Kamp, S. Höfling, & C. Schneider: *Prototype of a bistable polariton field-effect transistor switch*. *Sci. Rep.* **7**, 5114 (2017).

H. Suchomel, S. Kreutzer, M. Jörg, S. Brodbeck, M. Pieczarka, S. Betzold, C. P. Dietrich, G. Sęk, C. Schneider, & S. Höfling: *Room temperature strong coupling in a semiconductor microcavity with embedded AlGaAs quantum wells designed for polariton lasing*. *Opt. Express* **25**(20), 24816-24826 (2017).

H. Suchomel, S. Klemmt, T. H. Harder, M. Klaas, O. A. Egorov, K. Winkler, M. Emmerling, R. Thomale, S. Höfling, & C. Schneider: *Platform for electrically pumped polariton simulators and topological lasers*. *Phys. Rev. Lett.* **121**(25), 257402 (2018).

H. Suchomel, M. Klaas, S. Betzold, P. Gagel, J. Beierlein, S. Klemmt, C. Schneider, & S. Höfling: *Spatio-temporal coherence in vertically emitting GaAs-based electrically driven polariton lasers*. *Appl. Phys. Lett.* **116**(17), 171103 (2020).

Veröffentlichungen als Koautor

S. Brodbeck, H. Suchomel, M. Amthor, A. Wolf, M. Kamp, C. Schneider, & S. Höfling: *Impact of lateral carrier confinement on electro-optical tuning properties of polariton condensates*. *Appl. Phys. Lett.* **107**(4), 041108 (2015).

S. Brodbeck, H. Suchomel, M. Amthor, T. Steinl, M. Kamp, C. Schneider, & S. Höfling: *Observation of the transition from lasing driven by a bosonic to a fermionic reservoir in a GaAs quantum well microcavity*. *Phys. Rev. Lett.* **117**(12), 127401 (2016).

K. Laiho, B. Pressl, A. Schlager, H. Suchomel, M. Kamp, S. Höfling, C. Schneider, & G. Weihs: *Uncovering dispersion properties in semiconductor waveguides to study photon-pair generation*. *Nanotechnology* **27**(43), 434003 (2016).

S. Klembt, T. H. Harder, O. A. Egorov, K. Winkler, H. Suchomel, J. Beierlein, M. Emmerling, C. Schneider, & S. Höfling: *Polariton condensation in S- and P-flatbands in a two-dimensional Lieb lattice*. Appl. Phys. Lett. **111**(23), 231102 (2017).

A. Schlager, B. Pressl, K. Laiho, H. Suchomel, M. Kamp, S. Höfling, C. Schneider, & G. Weihs: *Temporally versatile polarization entanglement from Bragg reflection waveguides*. Opt. Lett. **42**(11), 2102-2105 (2017).

H. Chen, S. Auchter, M. Prilmüller, A. Schlager, T. Kauten, K. Laiho, B. Pressl, H. Suchomel, M. Kamp, S. Höfling, C. Schneider, & G. Weihs: *Time-bin entangled photon pairs from Bragg-reflection waveguides*. APL Photonics **3**(8), 080804 (2018).

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, & C. Schneider: *Photon-number-resolved measurement of an exciton-polariton condensate*. Phys. Rev. Lett. **121**(4), 047401 (2018).

B. Pressl, K. Laiho, H. Chen, T. Günthner, A. Schlager, S. Auchter, H. Suchomel, M. Kamp, S. Höfling, C. Schneider, & G. Weihs: *Semi-automatic engineering and tailoring of high-efficiency Bragg-reflection waveguide samples for quantum photonic applications*. Quantum Sci. Technol. **3**(2), 024002 (2018).

M. Klaas, J. Beierlein, E. Rozas, S. Klembt, H. Suchomel, T. H. Harder, K. Winkler, M. Emmerling, H. Flayac, M. D. Martín, L. Viña, S. Höfling, & C. Schneider: *Counter-directional polariton coupler*. Appl. Phys. Lett. **114**(6), 061102 (2019).

M. Klaas, O. A. Egorov, T.C.H. Liew, A. Nalitov, V. Markovic, H. Suchomel, T. Harder, S. Betzold, E. Ostrovskaya, A. Kavokin, S. Klembt, S. Höfling, & C. Schneider: *Nonresonant Spin Selection Methods and Polarization Control in Exciton-Polariton Condensates*. Phys. Rev. B **99**(11), 115303 (2019).

H. Chen, K. Laiho, B. Pressl, A. Schlager, H. Suchomel, M. Kamp, S. Höfling, C. Schneider, & G. Weihs: *Optimizing the spectro-temporal properties of photon pairs from Bragg-reflection waveguides*. J. Opt. **21**(5), 054001 (2019).

K. Laiho, M. Schmidt, H. Suchomel, M. Kamp, S. Höfling, C. Schneider, J. Beyer, G. Weihs, & S. Reitzenstein: *Photon-number parity of heralded single photons from a Bragg-reflection waveguide reconstructed loss-tolerantly via moment generating function*. *New J. Phys.* **21**(10), 103025 (2019).

E. Rozas, J. Beierlein, A. Yulin, M. Klaas, H. Suchomel, O. A. Egorov, I. A. Shelykh, U. Peschel, C. Schneider, S. Klemmt, S. Höfling, M. D. Martín, & L. Viña: *Impact of the Energetic Landscape on Polariton Condensates' Propagation along a Coupler*. *Adv. Opt. Mater.* **8**(18), 2000650 (2020).

C. Antón-Solanas, M. Waldherr, M. Klaas, H. Suchomel, T. H. Harder, H. Cai, E. Sedov, S. Klemmt, A. V. Kavokin, S. Tongay, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Höfling, & C. Schneider: *Bosonic condensation of exciton-polaritons in an atomically thin crystal*. *Nat. Mater.* **20**(9), 1233-1239 (2021).

S. Auchter, A. Schlager, H. Thiel, K. Laiho, B. Pressl, H. Suchomel, M. Kamp, S. Höfling, C. Schneider, & G. Weihs: *Understanding photoluminescence in semiconductor Bragg-reflection waveguides*. *J. Opt.* **23**(3), 35801 (2021).

J. Beierlein, E. Rozas, O. A. Egorov, M. Klaas, A. Yulin, H. Suchomel, T. H. Harder, M. Emmerling, M. D. Martín, I. A. Shelykh, C. Schneider, U. Peschel, L. Viña, S. Höfling, & S. Klemmt: *Propagative Oscillations in Codirectional Polariton Waveguide Couplers*. *Phys. Rev. Lett.* **126**(7), 75302 (2021).

A. Schlager, M. Götsch, R. J. Chapman, S. Frick, H. Thiel, H. Suchomel, M. Kamp, S. Höfling, C. Schneider, & G. Weihs: *Difference-frequency generation in an AlGaAs Bragg-reflection waveguide using an on-chip electrically-pumped quantum dot laser*. *J. Opt.* **23**(8), 85802 (2021).

P. Gagel, T. H. Harder, S. Betzold, O. A. Egorov, J. Beierlein, H. Suchomel, M. Emmerling, A. Wolf, U. Peschel, S. Höfling, C. Schneider, & S. Klemmt: *Electro-optical Switching of a Topological Polariton Laser*. *ACS Photonics* **9**(2), 405-412 (2022).

Tagungsbeiträge

S. Brodbeck, H. Suchomel, M. Amthor, A. Wolf, M. Kamp, C. Schneider, & S. Höfling: Electro-optical tuning of exciton-polaritons condensates in micropillar cavities (Poster), Winter School and Conference POLATOM 2015, Bad Honnef, Deutschland. 20.06.2015 – 24.06.2015.

S. Brodbeck, H. Suchomel, M. Amthor, A. Wolf, M. Kamp, C. Schneider, & S. Höfling: Electro-optical tuning of exciton-polaritons condensates in micropillar cavities (Poster), Summer School and Conference iNOW 2015, Tokyo, Japan. 03.08.2015 – 07.08.2015.

S. Brodbeck, H. Suchomel, T.C.H. Liew, M. Amthor, M. Klaas, S. Klemmt, M. Kamp, S. Höfling, C. Schneider: Implementation of an electro-optical polariton transistor switch (Poster), French-Korean-German Workshop, Würzburg, Deutschland. 13.12.2015 - 16.12.2015.

H. Suchomel, S. Brodbeck, T. C. H. Liew, M. Klaas, S. Klemmt, M. Kamp, S. Höfling, and C. Schneider: Electro-optical polariton transistor switch (Vortrag), Jahrestagung der DPG und DPG-Frühjahrstagung, Regensburg, Deutschland. 08.03.2016 - 10.03.2016.

H. Suchomel, S. Brodbeck, T. C. H. Liew, M. Klaas, S. Klemmt, M. Kamp, S. Höfling, and C. Schneider: Implementation of an electro-optical polariton transistor switch (Vortrag), ICSCE8, Edinburgh, Schottland. 25.04.2016 - 29.04.2016.

H. Suchomel, S. Brodbeck, T. C. H. Liew, M. Klaas, S. Klemmt, M. Kamp, S. Höfling, and C. Schneider: Implementation of an electro-optical polariton transistor switch (Poster), NOEKS-13, Dortmund, Deutschland. 09.10.2016 - 13.10.2016.

H. Suchomel, S. Kreutzer, M. Jörg, S. Brodbeck, M. Pieczarka, S. Betzold, C. P. Dietrich, G. Sek, C. Schneider, and S. Höfling: Room temperature strong coupling in a semiconductor microcavity with embedded AlGaAs quantum wells (Poster), PLMCN18, Würzburg, Deutschland. 09.07.2017 - 14.07.2017.

H. Suchomel, S. Kreutzer, M. Jörg, S. Brodbeck, M. Pieczarka, S. Betzold, C. P. Dietrich, G. Sek, C. Schneider, and S. Höfling: Room temperature strong coupling in a

semiconductor microcavity with embedded AlGaAs quantum wells designed for polariton lasing (Poster), OECS 2017, Bath, Vereinigtes Königreich. 10.09.2017 - 15.09.2017.

H. Suchomel, S. Klembt, T. H. Harder, M. Klaas, O. A. Egorov, K. Winkler, S. Höfling and C. Schneider: An electrically pumped polaritonic lattice simulator (Poster), ICSC9, Montréal, Canada. 15.07.2018 - 20.07.2018.

Literaturverzeichnis

1. National Research Council: *Optics and Photonics: Essential Technologies for Our Nation*. The National Academic Press, Washington D. C. (2013).
2. Reitzenstein, S. *et al.*: *AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150,000*. Appl. Phys. Lett. **90**, 251109 (2007).
3. Schneider, C., Gold, P., Reitzenstein, S., Höfling, S., & Kamp, M.: *Quantum dot micropillar cavities with quality factors exceeding 250,000*. Appl. Phys. B **122**, 19 (2016).
4. Moret, N. *et al.*: *Optics, morphology, and growth kinetics of GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells grown on vicinal substrates by metalorganic vapor phase epitaxy*. Phys. Rev. B **84**, 155311 (2011).
5. Weisbuch, C., Nishioka, M., Ishikawa, A., & Arakawa, Y.: *Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity*. Phys. Rev. Lett. **69**, 3314-3317 (1992).
6. Deng, H., Weihs, G., Santori, C., Bloch, J., & Yamamoto, Y.: *Condensation of semiconductor microcavity exciton polaritons*. Science **298**, 199-202 (2002).
7. Kasprzak, J. *et al.*: *Bose-Einstein condensation of exciton polaritons*. Nature **443**, 409 (2006).
8. Rahimi-Iman, A. *et al.*: *Zeeman splitting and diamagnetic shift of spatially confined quantum-well exciton polaritons in an external magnetic field*. Phys. Rev. B **84**, 165325 (2011).
9. Fischer, J. *et al.*: *Magneto-exciton-polariton condensation in a sub-wavelength high contrast grating based vertical microcavity*. Appl. Phys. Lett. **104**, 091114-091117 (2014).
10. Tsotsis, P. *et al.*: *Tuning the Energy of a Polariton Condensate via Bias-Controlled Rabi Splitting*. Phys. Rev. Appl. **2**, 014002 (2014).
11. Fisher, T. A. *et al.*: *Electric-field and temperature tuning of exciton-photon coupling in quantum microcavity structures*. Phys. Rev. B **51**, 2600-2603 (1995).
12. Brodbeck, S. *et al.*: *Impact of lateral carrier confinement on electro-optical tuning properties of polariton condensates*. Appl. Phys. Lett. **107**, 041108 (2015).
13. Ballarini, D. *et al.*: *All-optical polariton transistor*. Nat. Commun. **4**, 1778 (2013).
14. Byrnes, T., Kim, N. Y., & Yamamoto, Y.: *Exciton-polariton condensates*. Nat. Phys. **10**, 803-813 (2014).

15. Deng, H., Weihs, G., Snoke, D., Bloch, J., & Yamamoto, Y.: *Polariton lasing vs. photon lasing in a semiconductor microcavity*. P. Natl. Acad. Sci. USA **100**, 15318-15323 (2003).
16. Roumpos, G. *et al.*: *Power-law decay of the spatial correlation function in exciton-polariton condensates*. Proc. Natl. Acad. Sci. USA **109**, 6467-6472 (2012).
17. Fischer, J. *et al.*: *Spatial coherence properties of one dimensional exciton-polariton condensates*. Phys. Rev. Lett. **113**, 203902 (2014).
18. Adiyatullin, A. F. *et al.*: *Temporally resolved second-order photon correlations of exciton-polariton Bose-Einstein condensate formation*. Appl. Phys. Lett. **107**, 221107 (2015).
19. Klaas, M. *et al.*: *Evolution of temporal coherence in confined exciton-polariton condensates*. Phys. Rev. Lett. **120**, 017401 (2018).
20. Kim, S. *et al.*: *Coherent polariton laser*. Phys. Rev. X **6**, 011026 (2016).
21. Christopoulos, S. *et al.*: *Room-temperature polariton lasing in semiconductor microcavities*. Phys. Rev. Lett. **98**, 126405 (2007).
22. Kéna-Cohen, S., & Forrest, S. R.: *Room-temperature polariton lasing in an organic single-crystal microcavity*. Nat. Photonics **4**, 371-375 (2010).
23. Waldherr, M. *et al.*: *Observation of bosonic condensation in a hybrid monolayer MoSe₂-GaAs microcavity*. Nat. Commun. **9**, 3286 (2018).
24. Lai, Y. Y., Lan, Y. P., & Lu, T. C.: *High-temperature polariton lasing in a strongly coupled ZnO microcavity*. Appl. Phys. Express **5**, 082801 (2012).
25. Bhattacharya, P., Xiao, B., Das, A., Bhowmick, S., & Heo, J.: *Solid state electrically injected exciton-polariton Laser*. Phys. Rev. Lett. **110**, 206403 (2013).
26. Schneider, C. *et al.*: *An electrically pumped polariton laser*. Nature **497**, 348–352 (2013).
27. Baten, M. Z. *et al.*: *GaAs-based high temperature electrically pumped polariton laser*. Appl. Phys. Lett. **104**, 231119 (2014).
28. Bhattacharya, P. *et al.*: *Room temperature electrically injected polariton Laser*. Phys. Rev. Lett. **112**, 236802 (2014).
29. Imamoglu, A., Ram, R. J., Pau, S., & Yamamoto, Y.: *Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers*. Phys. Rev. A **53**, 4250-4253 (1996).
30. Tsotsis, P. *et al.*: *Lasing threshold doubling at the crossover from strong to weak coupling regime in GaAs microcavity*. New J. Phys. **14**, 023060 (2012).

-
31. Tempel, J. S. *et al.*: *Characterization of two-threshold behavior of the emission from a GaAs microcavity*. Phys. Rev. B **85**, 075318 (2012).
 32. Schneider, C. *et al.*: *Exciton-polariton trapping and potential landscape engineering*. Rep. Prog. Phys. **80**, 016503 (2017).
 33. Amo, A., & Bloch, J.: *Exciton-polaritons in lattices: A non-linear photonic simulator*. Cr. Phys. **17**, 934-945 (2016).
 34. Berloff, N. G. *et al.*: *Realizing the classical XY Hamiltonian in polariton simulators*. Nat. Mater. **16**, 1120-1126 (2017).
 35. Cirac, J. I., & Zoller, P.: *Goals and opportunities in quantum simulation*. Nat. Phys. **8**, 264-266 (2012).
 36. Winkler, K. *et al.*: *A polariton condensate in a photonic crystal potential landscape*. New J. Phys. **17**, 023001 (2015).
 37. Kim, N. Y. *et al.*: *Dynamical d-wave condensation of exciton-polaritons in a two-dimensional square-lattice potential*. Nat. Phys. **7**, 681-686 (2011).
 38. Klemmt, S. *et al.*: *Polariton condensation in S- and P-flatbands in a two-dimensional Lieb lattice*. Appl. Phys. Lett. **111**, 231102 (2017).
 39. Whittaker, C. E. *et al.*: *Exciton polaritons in a two-dimensional Lieb lattice with spin-orbit coupling*. Phys. Rev. Lett. **120**, 097401 (2018).
 40. Masumoto, N. *et al.*: *Exciton-polariton condensates with flat bands in a two-dimensional Kagome lattice*. New J. Phys. **14**, 065002-065009 (2012).
 41. Jacqmin, T. *et al.*: *Direct Observation of Dirac Cones and a Flatband in a Honeycomb Lattice for Polaritons*. Phys. Rev. Lett. **112**, 116402 (2014).
 42. Kusudo, K. *et al.*: *Stochastic formation of polariton condensates in two degenerate orbital states*. Phys. Rev. B **87**, 214503 (2013).
 43. Nalitov, A. V., Solnyshkov, D. D., & Malpuech, G.: *Polariton Z topological insulator*. Phys. Rev. Lett. **114**, 116401 (2015).
 44. Bardyn, C. E., Karzig, T., Refael, G., & Liew, T. C. H.: *Topological polaritons and excitons in garden-variety systems*. Phys. Rev. B **91**, 161413(R) (2015).
 45. Karzig, T., Bardyn, C. E., Lindner, N. H., & Refael, G.: *Topological polaritons*. Phys. Rev. X **5**, 031001 (2015).
 46. St-Jean, P. *et al.*: *Lasing in topological edge states of a one-dimensional lattice*. Nat. Photonics **11**, 651 (2017).
 47. Klemmt, S. *et al.*: *Exciton-polariton topological insulator*. Nature **562**, 552 (2018).

48. Frank, D. J. *et al.*: *Device scaling limits of Si MOSFETs and their application dependencies*. Proc. IEEE **89**, 259-288 (2001).
49. Doering, R., & Nishi, Y.: *Limits of integrated-circuit manufacturing*. Proc. IEEE **89**, 375-393 (2001).
50. Keyes, R. W.: *Physical limits in semiconductor electronics*. Science **195**, 1230-1235 (1977).
51. Miller, D. A. B.: *Are optical transistors the logical next step?* Nat. Photonics **4**, 3-5 (2010).
52. Chen, W. *et al.*: *All-optical switch and transistor gated by one stored photon*. Science **341**, 768-770 (2013).
53. Liew, T. C. H., Kavokin, A. V., & Shelykh, I. A.: *Optical circuits based on polariton neurons in semiconductor microcavities*. Phys. Rev. Lett. **101**, 016402 (2008).
54. Menon, V. M., Deych, L. I., & Lisyansky, A. A.: *Nonlinear optics: Towards polaritonic logic circuits*. Nat. Photonics **4**, 345-346 (2010).
55. Liew, T. C. H. *et al.*: *Exciton-polariton integrated circuits*. Phys. Rev. B **82**, 033302 (2010).
56. Espinosa-Ortega, T., & Liew, T. C. H.: *Complete architecture of integrated photonic circuits based on AND and NOT logic gates of exciton polaritons in semiconductor microcavities*. Phys. Rev. B **87**, 195305 (2013).
57. Gao, T. *et al.*: *Polariton condensate transistor switch*. Phys. Rev. B **85**, 235102 (2012).
58. De Giorgi, M. *et al.*: *Control and ultrafast dynamics of a two-fluid polariton switch*. Phys. Rev. Lett. **109**, 266407 (2012).
59. Wertz, E. *et al.*: *Propagation and amplification dynamics of 1D polariton condensates*. Phys. Rev. Lett. **109**, 216404 (2012).
60. Nelsen, B. *et al.*: *Dissipationless flow and sharp threshold of a polariton condensate with long lifetime*. Phys. Rev. X **3**, 041015 (2013).
61. Steger, M. *et al.*: *Long-range ballistic motion and coherent flow of long-lifetime polaritons*. Phys. Rev. B **88**, 235314 (2013).
62. Miller, D. A. B. *et al.*: *Band-edge electroabsorption in quantum well structures: The quantum-confined Stark effect*. Phys. Rev. Lett. **53**, 2173 (1984).
63. Miller, D. A. B. *et al.*: *Electric-field dependence of optical-absorption near the band-gap of quantum-well structures*. Phys. Rev. B **32**, 1043-1060 (1985).

-
64. Sauer, R.: *Halbleiterphysik: Lehrbuch für Physiker und Ingenieure*. Oldenbourg Verlag, München, 1. Auflage (2009).
 65. Hamaguchi, C.: *Basic Semiconductor Physics*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2. Auflage (2009).
 66. Hunklinger, S.: *Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, München, 3. Auflage (2011).
 67. Coldren, L. A.: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. Wiley Verlag, New Jersey, 2. Auflage (2012).
 68. Klingshirn, C. F.: *Semiconductor Optics*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 4. Auflage (2012).
 69. Kavokin, A. V., Baumberg, J., Malpuech, G., & Laussy, F.: *Microcavities*. Oxford University Press, Oxford, Revised Edition (2010).
 70. Bures, J.: *Guided Optics: Optical Fibers and All-fiber Components*. Wiley Verlag, New Jersey, 1. Auflage (2008).
 71. Kittel, C., & Hunklinger, S.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, München, 15. Auflage (2013).
 72. Harrison, P.: *Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures*. Wiley Verlag, New Jersey, 3. Auflage (2009).
 73. Yamamoto, Y., Tassone, F., & Cao, H.: *Semiconductor cavity quantum electrodynamics*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1. Auflage (2000).
 74. Czycholl, G.: *Theoretische Festkörperphysik Band 1*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 4. Auflage (2015).
 75. Asboth, J. K., Oroszlány, L., & Pályi, A.: *A short course on topological insulators*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1. Auflage (2016).
 76. Vurgaftman, I., Meyer, J. R., & Ram-Mohan, L. R.: *Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys*. J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).
 77. Richard, S., Aniel, F., & Fishman, G.: *Energy-band structure of Ge, Si, and GaAs: A thirty-band k dot p method*. Phys. Rev. B **70**, 235204 (2004).
 78. Boyer-Richard, S. *et al.*: *Thirty-band k dot p method for quantum semiconductor heterostructures*. Appl. Phys. Lett. **98**, 251913 (2011).
 79. Saxena, A. K.: *The conduction band structure and deep levels in Ga_{1-x}Al_xAs alloys from a high-pressure experiment*. J. Phys. C **13**, 4323-4334 (1980).
 80. Luttinger, J. M., & Kohn, W.: *Motion of Electrons and Holes in Perturbed Periodic Fields*. Phys. Rev. **97**, 869-883 (1955).

81. Kim, J. P., & Sarangan, A. M.: *Temperature-dependent Sellmeier equation for the refractive index of $Al_xGa_{1-x}As$* . Opt. Lett. **32**, 536 (2007).
82. Talghader, J., & Smith, J. S.: *Thermal dependence of the refractive index of GaAs and AlAs measured using semiconductor multilayer optical cavities*. Appl. Phys. Lett. **69**, 2608 (1996).
83. Purcell, E. M.: *Spontaneous emission probabilities at radio frequencies*. Phys. Rev. **69**, 681-681 (1946).
84. Sale, T. E.: *Vertical cavity surface emitting lasers*. Research Studies Verlage, Baldock, 1. Auflage (1995).
85. Meschede, D.: *Optik, Licht und Laser*. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 3. Auflage (2008).
86. McCall, S. L., Levi, A. F. J., Slusher, R. E., Pearnton, S. J., & Logan, R. A.: *Whispering-gallery mode microdisk Lasers*. Appl. Phys. Lett. **60**, 289-291 (1992).
87. Little, B. E., Chu, S. T., Haus, H. A., Foresi, J., & Laine, J. P.: *Microring resonator channel dropping filters*. J. Lightwave Technol. **15**, 998-1005 (1997).
88. Joannopoulos, J., Johnson, S., Winn, J., & Meade, R.: *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, New Jersey, 2. Auflage (2008).
89. Yoshie, T. *et al.*: *Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity*. Nature **432**, 200-203 (2004).
90. Yablonovitch, E., Gmitter, T. J., & Leung, K. M.: *Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms*. Phys. Rev. Lett. **67**, 2295-2298 (1991).
91. Lin, S. Y. *et al.*: *A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths*. Nature **394**, 251-253 (1998).
92. Fabry, C., & Pérot, A.: *Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air*. Ann. Chim. Phys. **12**, 459–501 (1897).
93. Andreani, L. C.: *Exciton-Polaritons in Superlattices*. Phys. Rev. A **192**, 99-109 (1994).
94. Rivera, T. *et al.*: *Optical losses in plasma-etched AlGaAs microresonators using reflection spectroscopy*. Appl. Phys. Lett. **74**, 911-913 (1999).
95. Englund, D., & Vuckovic, J.: *A direct analysis of photonic nanostructures*. Opt. Express **14**, 3472-3483 (2006).

-
96. Böckler, C. *et al.*: *Electrically driven high-Q quantum dot-micropillar cavities*. Appl. Phys. Lett. **92**, 091107 (2008).
 97. Haug, A.: *Free-carrier absorption in semiconductor-Lasers*. Semicond. Sci. Tech. **7**, 373-378 (1992).
 98. Bajoni, D.: *Polariton lasers. Hybrid light-matter lasers without inversion*. J. Phys. D **45**, 313001 (2012).
 99. Panzarini, G. *et al.*: *Exciton-light coupling in single and coupled semiconductor microcavities: Polariton dispersion and polarization splitting*. Phys. Rev. B **59**, 5082-5089 (1999).
 100. Kuther, A. *et al.*: *Confined optical modes in photonic wires*. Phys. Rev. B **58**, 15744-15748 (1998).
 101. Gutbrod, T. *et al.*: *Weak and strong coupling of photons and excitons in photonic dots*. Phys. Rev. B **57**, 9950-9956 (1998).
 102. Reithmaier, J. P. *et al.*: *Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system*. Nature **432**, 197-200 (2004).
 103. Ctistis, G. *et al.*: *Optical characterization and selective addressing of the resonant modes of a micropillar cavity with a white light beam*. Phys. Rev. B **82**, 195330 (2010).
 104. Agranovich, V. M.: *Excitations in organic solids*. Oxford University Press, Oxford, 1. Auflage (2009).
 105. Knupfer, M.: *Exciton binding energies in organic semiconductors*. Appl. Phys. A **77**, 623-626 (2003).
 106. Dyakonov, M. I.: *Spin Physics in Semiconductors*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1. Auflage (2008).
 107. Hanamura, E., & Haug, H.: *Condensation effects of excitons*. Phys. Rep. **33**, 209-284 (1977).
 108. Mott, N. F.: *The transition to the metallic state*. Philos. Mag. **6**, 287-309 (1961).
 109. Kappei, L., Szczytko, J., Morier-Genoud, F., & Deveaud, B.: *Direct observation of the Mott transition in an optically excited semiconductor quantum well*. Phys. Rev. Lett. **94**, 147403 (2005).
 110. Ashcroft, N. W., & Mermin, N. D.: *Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, München, 2. Auflage (2005).
 111. Andreani, L. C., & Pasquarello, A.: *Accurate theory of excitons in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum wells*. Phys. Rev. B **42**, 8928 (1990).

112. Tempel, J. S. *et al.*: *Temperature dependence of pulsed polariton lasing in a GaAs microcavity*. New J. Phys. **14**, 083014 (2012).
113. Fraser, M. D.: *Coherent exciton-polariton devices*. Semicond. Sci. Tech. **32**, 093003 (2017).
114. Ugeda, M. M. *et al.*: *Giant bandgap renormalization and excitonic effects in a monolayer transition metal dichalcogenide semiconductor*. Nat. Mater. **13**, 1091-1095 (2014).
115. Feldmann, J. *et al.*: *Linewidth dependence of radiative exciton lifetimes in quantum-wells*. Phys. Rev. Lett. **59**, 2337-2340 (1987).
116. Deveaud, B.: *The Physics of Semiconductor Microcavities*. Wiley Verlag, New Jersey, 1. Auflage (2007).
117. Zhang, B. P., Kano, S. S., Shiraki, Y., & Ito, R.: *Reflectance study of the oscillator strength of excitons in semiconductor quantum-wells*. Phys. Rev. B **50**, 7499 (1994).
118. Houdré, R. *et al.*: *Saturation of the strong-coupling regime in a semiconductor microcavity: Free-carrier bleaching of cavity polaritons*. Phys. Rev. B **52**, 7810-7813 (1995).
119. Schmitt-Rink, S., Chemla, D. S., & Miller, D. A. B.: *Theory of transient excitonic optical nonlinearities in semiconductor quantum-well structures*. Phys. Rev. B **32**, 6601-6609 (1985).
120. Huang, D., Chyi, J. I., & Morkoc, H.: *Carrier effects on the excitonic absorption in GaAs quantum-well wtructures: Phase-space filling*. Phys. Rev. B **42**, 5147-5153 (1990).
121. Matsuura, M., & Kamizato, T.: *Subbands and excitons in a quantum-well in an electric-field*. Phys. Rev. B **33**, 8385-8389 (1986).
122. Bastard, G., Mendez, E. E., Chang, L. L., & Esaki, L.: *Variational calculations on a quantum well in an electric-field*. Phys. Rev. B **28**, 3241-3245 (1983).
123. Yu, P. W. *et al.*: *Electric-field dependence of exciton oscillator-strengths in GaAs-Al_xGa_{1-x}As quantum wells studied by photocurrent spectroscopy*. Phys. Rev. B **40**, 3151-3155 (1989).
124. Monier, C., Freundlich, A., & Vilela, M. F.: *Oscillator strength of excitons in (In,Ga)As/GaAs quantum wells in the presence of a large electric field*. J. Appl. Phys. **85**, 2713-2718 (1999).
125. Huang, K.: *Lattice vibrations and optical waves in ionic crystals*. Nature **167**, 779-780 (1951).
126. Huang, K.: *On the interaction between the radiation field and ionic crystals*. Proc. Roy. Soc. London **208**, 352-365 (1951).

-
127. Otto, A.: *Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection*. *Zeitschrift Fur Physik* **216**, 398-410 (1968).
 128. Hopfield, J. J.: *Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals*. *Phys. Rev. Lett.* **1**, 427-428 (1958).
 129. Savona, V., Andreani, L. C., Schwendimann, P., & Quattropani, A.: *Quantum-well excitons in semiconductor microcavities: Unified treatment of weak and strong-coupling regimes*. *Solid State Commun.* **93**, 733-739 (1995).
 130. Auffeves, A. *et al.*: *Controlling the dynamics of a coupled atom-cavity system by pure dephasing*. *Phys. Rev. B* **81**, 245419 (2010).
 131. Brune, M. *et al.*: *Quantum Rabi oscillation: A direct test of field quantization in a cavity*. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1800-1803 (1996).
 132. Berger, J. D. *et al.*: *Magnetic-field enhancement of the exciton-polariton splitting in a semiconductor quantum-well microcavity: The strong coupling threshold*. *Phys. Rev. B* **54**, 1975-1981 (1996).
 133. Khurgin, J. B.: *Excitonic radius in the cavity polariton in the regime of very strong coupling*. *Solid State Commun.* **117**, 307 (2001).
 134. Citrin, D. S., & Khurgin, J. B.: *Microcavity effect on the electron-hole relative motion in semiconductor quantum wells*. *Phys. Rev. B* **68**, 205325 (2003).
 135. Yang, M. J., Kim, N. Y., Yamamoto, Y., & Na, N.: *Verification of very strong coupling in a semiconductor optical microcavity*. *New J. Phys.* **17**, 023064 (2015).
 136. Zhang, H., Kim, N. Y., Yamamoto, Y., & Na, N.: *Very strong coupling in GaAs-based optical microcavities*. *Phys. Rev. B* **87**, 115303 (2013).
 137. Deng, H., Haug, H., & Yamamoto, Y.: *Exciton-polariton Bose-Einstein condensation*. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1489-1537 (2010).
 138. Einstein, A.: *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases*. *Sitz. ber. Preuss. Akad. Wiss.* **1**, 3-14 (1925).
 139. Anderson, M. H., Ensher, J. R., Matthews, M. R., Wieman, C. E., & Cornell, E. A.: *Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor*. *Science* **269**, 198-201 (1995).
 140. Davis, K. B. *et al.*: *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969-3973 (1995).
 141. Fließbach, T.: *Statistische Physik*. Spektrum Verlag, Heidelberg, 5. Auflage (2010).
 142. Andrews, M. R. *et al.*: *Observation of interference between two Bose condensates*. *Science* **275**, 637-641 (1997).

143. Burt, E. A. *et al.*: *Coherence, correlations, and collisions: What one learns about Bose-Einstein condensates from their decay*. Phys. Rev. Lett. **79**, 337-340 (1997).
144. Bloch, I., Hansch, T. W., & Esslinger, T.: *Measurement of the spatial coherence of a trapped Bose gas at the phase transition*. Nature **403**, 166-170 (2000).
145. Hohenberg, P. C.: *Existence of long-range order in one and two dimensions*. Phys. Rev. **158**, 383 (1967).
146. Bagnato, V., & Kleppner, D.: *Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps*. Phys. Rev. A **44**, 7439-7441 (1991).
147. Kosterlitz, J. M., & Thouless, D. J.: *Ordering, metastability and phase-transitions in two dimensional systems*. J. Phys. C **6**, 1181-1203 (1973).
148. Bagnato, V., Pritchard, D. E., & Kleppner, D.: *Bose-Einstein condensation in an external potential*. Phys. Rev. A **35**, 4354-4358 (1987).
149. Demokritov, S. O. *et al.*: *Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping*. Nature **443**, 430-433 (2006).
150. Balili, R., Hartwell, V., Snoke, D., Pfeiffer, L., & West, K.: *Bose-einstein condensation of microcavity polaritons in a trap*. Science **316**, 1007-1010 (2007).
151. Klaers, J., Schmitt, J., Vewinger, F., & Weitz, M.: *Bose-Einstein condensation of photons in an optical microcavity*. Nature **468**, 545-548 (2010).
152. Sun, Y. *et al.*: *Bose-Einstein condensation of long-lifetime polaritons in thermal equilibrium*. Phys. Rev. Lett. **118**, 016602 (2017).
153. Tassone, F., Piermarocchi, C., Savona, V., Quattropani, A., & Schwendimann, P.: *Bottleneck effects in the relaxation and photoluminescence of microcavity polaritons*. Phys. Rev. B **56**, 7554 (1997).
154. Tassone, F., & Yamamoto, Y.: *Exciton-exciton scattering dynamics in a semiconductor microcavity and stimulated scattering into polaritons*. Phys. Rev. B **59**, 10830-10842 (1999).
155. Tassone, F., & Yamamoto, Y.: *Lasing and squeezing of composite bosons in a semiconductor microcavity*. Phys. Rev. A **62**, 063809 (2000).
156. Iorsh, I. *et al.*: *Generic picture of the emission properties of III-nitride polariton laser diodes: Steady state and current modulation response*. Phys. Rev. B **86**, 125308 (2012).
157. Bajoni, D. *et al.*: *Polariton light-emitting diode in a GaAs-based microcavity*. Phys. Rev. B **77**, 113303 (2008).

-
158. Tsintzos, S. I., Pelekanos, N. T., Konstantinidis, G., Hatzopoulos, Z., & Savvidis, P. G.: *A GaAs polariton light-emitting diode operating near room temperature*. Nature **453**, 372-375 (2008).
 159. Tsintzos, S. I., Savvidis, P. G., Deligeorgis, G., Hatzopoulos, Z., & Pelekanos, N. T.: *Room temperature GaAs exciton-polariton light emitting diode*. Appl. Phys. Lett. **94**, 071109 (2009).
 160. Khalifa, A. A., Love, A. P. D., Krizhanovskii, D. N., Skolnick, M. S., & Roberts, J. S.: *Electroluminescence emission from polariton states in GaAs-based semiconductor microcavities*. Appl. Phys. Lett. **92**, 061107 (2008).
 161. Karpov, D. V., & Savenko, I. G.: *Operation of a semiconductor microcavity under electric excitation*. Appl. Phys. Lett. **109**, 061110 (2016).
 162. Kumar, R., Vengurlekar, A. S., Prabhu, S. S., Shah, J., & Pfeiffer, L. N.: *Picosecond time evolution of free electron-hole pairs into excitons in GaAs quantum wells*. Phys. Rev. B **54**, 4891-4897 (1996).
 163. Butté, R. *et al.*: *Transition from strong to weak coupling and the onset of lasing in semiconductor microcavities*. Phys. Rev. B **65**, 205310 (2002).
 164. Brodbeck, S. *et al.*: *Observation of the transition from lasing driven by a bosonic to a fermionic reservoir in a GaAs quantum well microcavity*. Phys. Rev. Lett. **117**, 127401 (2016).
 165. Malpuech, G., Rubo, Y. G., Laussy, F. P., Bigenwald, P., & Kavokin, A. V.: *Polariton laser: thermodynamics and quantum kinetic theory*. Semicond. Sci. Tech. **18**, 395 (2003).
 166. Damm, T., Dung, D., Vewinger, F., Weitz, M., & Schmitt, J.: *First-order spatial coherence measurements in a thermalized two-dimensional photonic quantum gas*. Nat. Commun. **8**, 158 (2017).
 167. Liew, T. C. H., Shelykh, I. A., & Malpuech, G.: *Polaritonic devices*. Physica E-Low-Dimensional Systems & Nanostructures **43**, 1543 (2011).
 168. Sanvitto, D., & Kena-Cohen, S.: *The road towards polaritonic devices*. Nat. Mater. **15**, 1061-1073 (2016).
 169. Tan, H. H., Williams, J. S., Jagadish, C., Burke, P. T., & Gal, M.: *Large energy shifts in GaAs-AlGaAs quantum wells by proton irradiation-induced intermixing*. Appl. Phys. Lett. **68**, 2401-2403 (1996).
 170. Askitopoulos, A. *et al.*: *Polariton condensation in an optically induced two-dimensional potential*. Phys. Rev. B **88**, 041308(R) (2013).
 171. Schmutzler, J. *et al.*: *All-optical flow control of polariton condensate using non-resonant excitation*. Phys. Rev. B **91**, 195308 (2015).
 172. Wertz, E. *et al.*: *Spontaneous formation and optical manipulation of extended polariton condensates*. Nat. Phys. **6**, 860-864 (2010).

173. Gärtner, A., Prechtel, L., Schuh, D., Holleitner, A. W., & Kotthaus, J. P.: *Micropatterned electrostatic traps for indirect excitons in coupled GaAs quantum wells*. Phys. Rev. B **76**, 085304 (2007).
174. Zajac, J. M., & Langbein, W.: *Structure and zero-dimensional polariton spectrum of natural defects in GaAs/AlAs microcavities*. Phys. Rev. B **86**, 195401 (2012).
175. El Daif, O. *et al.*: *Polariton quantum boxes in semiconductor microcavities*. Appl. Phys. Lett. **88**, 061105 (2006).
176. Zhang, B. *et al.*: *Zero-dimensional polariton laser in a subwavelength grating-based vertical microcavity*. Light-Sci. Appl. **3**, e135 (2014).
177. Bayer, M. *et al.*: *Optical modes in photonic molecules*. Phys. Rev. Lett. **81**, 2582-2585 (1998).
178. Bayer, M. *et al.*: *Optical demonstration of a crystal band structure formation*. Phys. Rev. Lett. **83**, 5374-5377 (1999).
179. Dasbach, G., Bayer, M., Schwab, M., & Forchel, A.: *Spatial photon trapping: tailoring the optical properties of semiconductor microcavities*. Semicond. Sci. Tech. **18**, 339-350 (2003).
180. Kaitouni, R. I. *et al.*: *Engineering the spatial confinement of exciton polaritons in semiconductors*. Phys. Rev. B **74**, 155311 (2006).
181. Bahat-Treidel, O. *et al.*: *Klein tunneling in deformed honeycomb lattices*. Phys. Rev. Lett. **104**, 063901 (2010).
182. Castro Neto, A. H., Guinea, F., Peres, N. M. R., Novoselov, K. S., & Geim, A. K.: *The electronic properties of graphene*. Rev. Mod. Phys. **81**, 109-162 (2009).
183. Wallace, P. R.: *The band theory of graphite*. Phys. Rev. **71**, 622-634 (1947).
184. Delplace, P., Ullmo, D., & Montambaux, G.: *Zak phase and the existence of edge states in graphene*. Phys. Rev. B **84**, 195452 (2011).
185. Klitzing, K. v., Dorda, G., & Pepper, M.: *New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance*. Phys. Rev. Lett. **45**, 494-497 (1980).
186. Thouless, D. J., Kohmoto, M., Nightingale, M. P., & Denny, M.: *Quantized Hall conductance in a two-dimensional periodic potential*. Phys. Rev. Lett. **49**, 405-408 (1982).
187. Haldane, F. D. M., & Raghu, S.: *Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry*. Phys. Rev. Lett. **100**, 013904 (2008).

-
188. Raghu, S., & Haldane, F. D. M.: *Analogs of quantum-Hall-effect edge states in photonic crystals*. Phys. Rev. A **78**, 033834 (2008).
 189. Ozawa, T. *et al.*: *Topological photonics*. arXiv:1802.04173 (2018).
 190. Lu, L., Joannopoulos, J. D., & Soljacic, M.: *Topological photonics*. Nat. Photonics **8**, 821-829 (2014).
 191. Rechtsman, M. C. *et al.*: *Photonic Floquet topological insulators*. Nature **496**, 196-200 (2013).
 192. Pilozzi, L., & Conti, C.: *Topological lasing in resonant photonic structures*. Phys. Rev. B **93**, 195317 (2016).
 193. Parker, E. H. C.: *The technology and physics of molecular beam epitaxy*. Plenum Press, New York, 1. Auflage (1985).
 194. Biasiol, G., & Sorba, L.: *Molecular beam epitaxy: Principles and applications* Crystal growth of materials for energy production and energy-saving applications 66-83 (2001).
 195. Cho, A. Y.: *How molecular beam epitaxy (MBE) began and its projection into the future*. J. Cryst. Growth **201/202**, 1-7 (1999).
 196. Arthur, J. R.: *Interaction of Ga and As₂ molecular beams with GaAs surfaces*. J. Appl. Phys. **39**, 4032 (1968).
 197. Foxon, C. T., & Joyce, B. A.: *Interaction kinetics of As₄ and Ga on [100] GaAs surfaces using a modulated molecular-beam technique*. Surf. Sci. **50**, 434-450 (1975).
 198. Foxon, C. T., & Joyce, B. A.: *Interaction kinetics of As₂ and Ga on [100] GaAs surfaces*. Surf. Sci. **64**, 293-304 (1977).
 199. Brozel, M. R., Clegg, J. B., & Newman, R. C.: *Carbon, oxygen and silicon impurities in Gallium-Arsenide*. J. Phys. D **11**, 1331-1339 (1978).
 200. Chand, N. *et al.*: *Performance of a valved arsenic cracker source for MBE growth*. J. Cryst. Growth **126**, 530-538 (1993).
 201. Wasilewski, Z. R., Aers, G. C., Springthorpe, A. J., & Miner, C. J.: *Studies and modeling of growth uniformity in molecular-beam epitaxy*. J. Vac. Sci. Technol. B **9**, 120-131 (1991).
 202. Johnson, S. *et al.*: *In situ temperature control of molecular beam epitaxy growth using band-edge thermometry*. J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 1502-1506 (1998).
 203. Frank, F. C., & van der Merwe, J. H.: *One-dimensional dislocations. I. Static theory*. Proc. R. Soc. Lon. Ser.-A **198**, 205-216 (1949).

204. Frank, F. C., & van der Merwe, J. H.: *One-dimensional dislocations. II. Misfitting monolayers and oriented overgrowth*. Proc. R. Soc. Lon. Ser.-A **198**, 216-225 (1949).
205. Frank, F. C., & van der Merwe, J. H.: *One-dimensional dislocations. III. Influence of the 2nd harmonic term in the potential representation, on the properties of the model*. Proc. R. Soc. Lon. Ser.-A **200**, 125-134 (1949).
206. Cho, A. Y.: *Growth of III-V semiconductors by molecular-beam epitaxy and their properties*. Thin Solid Films **100**, 291-317 (1983).
207. S., M., & S., S. H. K.: *Principles of growth and processing of semiconductors*. McGraw-Hill Verlag, New York, 1. Auflage (1998).
208. Deveaud, B.: *Physics of semiconductor microcavities*. Wiley Verlag, New Jersey, 1. Auflage (2007).
209. Gronholz, J., & Herres, W.: *Understanding FT-IR data processing*. Intelligent Instruments and Computers, Applications in the Laboratory **3**, (1985).
210. Houdre, R. *et al.*: *Measurement of cavity-polariton dispersion curve from angle-resolved photoluminescence experiments*. Phys. Rev. Lett. **73**, 2043-2046 (1994).
211. Deveaud, B.: *Comment on: "Room temperature electrically injected polariton Laser"*. Phys. Rev. Lett. **117**, 029701 (2016).
212. Bhattacharya, P. *et al.*: *Comment on: "Room temperature electrically injected polariton Laser": Reply*. Phys. Rev. Lett. **117**, 236802 (2016).
213. Hou, H. Q., Segawa, Y., Aoyagi, Y., Namba, S., & Zhou, J. M.: *The determination of exciton binding-energy in InGaAs/GaAs strained quantum wells from magneto-absorption measurements*. Solid State Commun. **70**, 997-1000 (1989).
214. Orani, D. *et al.*: *Binding energy and lifetime of excitons in $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ quantum wells*. Phys. Status Solidi A **164**, 107-110 (1997).
215. Saxena, A. K.: *Electron mobility in $Ga_{1-x}Al_xAs$ alloys*. Phys. Rev. B **24**, 3295-3302 (1981).
216. Tai, K., Yang, L., Wang, Y. H., Wynn, J. D., & Cho, A. Y.: *Drastic reduction of series resistance in doped semiconductor distributed Bragg reflectors for surface-emitting lasers*. Appl. Phys. Lett. **56**, 2496-2498 (1990).
217. Casey, H. C., Sell, D. D., & Wecht, K. W.: *Concentration-dependence of absorption-coefficient for n-type and p-type GaAs between 1.3 and 1.6 eV*. J. Appl. Phys. **46**, 250-257 (1975).
218. Kurihara, K. *et al.*: *Reduction in the series resistance of the distributed Bragg-Reflector in vertical cavities by using quasi-graded superlattices at the heterointerfaces*. J. Appl. Phys. **73**, 21-27 (1993).

-
219. Kojima, K. *et al.*: *Reduction of p-doped mirror electrical-resistance of GaAs/AlGaAs vertical-cavity surface-emitting lasers by delta-doping*. *Electron. Lett.* **29**, 1771-1772 (1993).
 220. Bloch, J., Freixanet, T., Marzin, J. Y., Thierry-Mieg, V., & Planel, R.: *Giant Rabi splitting in a microcavity containing distributed quantum wells*. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1694-1696 (1998).
 221. Butté, R. *et al.*: *Phase diagram of a polariton laser from cryogenic to room temperature*. *Phys. Rev. B* **80**, 233301 (2009).
 222. John, S., Soukoulis, C., Cohen, M. H., & Economou, E. N.: *Theory of electron band tails and the Urbach optical-absorption edge*. *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1777-1780 (1986).
 223. Santos, M., Sajoto, T., Lanzillotto, A. M., Zrenner, A., & Shayegan, M.: *Migration of Si in delta-doped GaAs and Al_xFa_{1-x}As - Effect of substrate-temperature*. *Surf. Sci.* **228**, 255-259 (1990).
 224. Hart, L., Davidson, B. R., Fernandez, J. M., Newman, R. C., & Button, C. C.: *Carbon delta-doping in GaAs and AlAs*. *Mater. Sci. Forum* **196-201**, 409-414 (1995).
 225. Pavesi, L., & Guzzi, M.: *Photoluminescence of Al_xGa_{1-x}As alloys*. *J. Appl. Phys.* **75**, 4779-4842 (1994).
 226. Bajoni, D., Senellart, P., Lemaitre, A., & Bloch, J.: *Photon lasing in GaAs microcavity: Similarities with a polariton condensate*. *Phys. Rev. B* **76**, 201305 (2007).
 227. Kyuregyan, A. S., & Yurkov, S. N.: *Room-temperature avalanche breakdown voltages of pn-junctions made of Si, Ge, Sic, GaAs, GaP, and InP*. *Sov. Phys. Semicond.* **23**, 1126-1131 (1989).
 228. Lim, H. T., Togan, E., Kroner, M., Miguel-Sanchez, J., & Imamoglu, A.: *Electrically tunable artificial gauge potential for polaritons*. *Nat. Commun.* **8**, 14540 (2017).
 229. Love, A. P. D. *et al.*: *Intrinsic decoherence mechanisms in the microcavity polariton condensate*. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 067404 (2008).
 230. Wang, Q. H., Kalantar-Zadeh, K., Kis, A., Coleman, J. N., & Strano, M. S.: *Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides*. *Nat. Nanotechnol.* **7**, 699-712 (2012).
 231. Polini, M., Guinea, F., Lewenstein, M., Manoharan, H. C., & Pellegrini, V.: *Artificial honeycomb lattices for electrons, atoms and photons*. *Nat. Nanotechnol.* **8**, 625-633 (2013).
 232. Shirley, E. L., Terminello, L. J., Santoni, A., & Himpsel, F. J.: *Brillouin-zone-selection effects in graphite photoelectron angular-distributions*. *Phys. Rev. B* **51**, 13614-13622 (1995).

233. Bostwick, A., Ohta, T., Seyller, T., Horn, K., & Rotenberg, E.: *Quasiparticle dynamics in graphene*. Nat. Phys. **3**, 36-40 (2007).
234. Galbiati, M. *et al.*: *Polariton condensation in photonic molecules*. Phys. Rev. Lett. **108**, 126403 (2012).
235. Harari, G. *et al.*: *Topological insulator laser: Theory*. Science **359**, eaar4003 (2018).
236. Bandres, M. A. *et al.*: *Topological insulator laser: Experiments*. Science **359**, eaar4005 (2018).
237. Blanco-Redondo, A. *et al.*: *Topological optical waveguiding in silicon and the transition between topological and trivial defect states*. Phys. Rev. Lett. **116**, 163901 (2016).
238. Hayat, A. *et al.*: *Dynamic Stark effect in strongly coupled microcavity exciton polaritons*. Phys. Rev. Lett. **109**, (2012).
239. Tartakovskii, A. I., Kulakovskii, V. D., Forchel, A., & Reithmaier, J. P.: *Exciton-photon coupling in photonic wires*. Phys. Rev. B **57**, R6807-R6810 (1998).
240. Winkler, K. *et al.*: *Exciton-polariton flows in cross-dimensional junctions*. Phys. Rev. B **95**, 201302(R) (2017).
241. Sermage, B., Malpuech, G., Kavokin, A. V., & Thierry-Mieg, V.: *Polariton acceleration in a microcavity wedge*. Phys. Rev. B **64**, 081303(R) (2001).
242. Hammack, A. T. *et al.*: *Excitons in electrostatic traps*. J. Appl. Phys. **99**, 066104 (2006).
243. High, A. A. *et al.*: *Trapping indirect excitons in a GaAs quantum-well structure with a diamond-shaped electrostatic trap*. Phys. Rev. Lett. **103**, 087403 (2009).
244. Rapaport, R. *et al.*: *Electrostatic traps for dipolar excitons*. Phys. Rev. B **72**, 075428 (2005).
245. Carusotto, I., & Ciuti, C.: *Quantum fluids of light*. Rev. Mod. Phys. **85**, 299-366 (2013).
246. Wouters, M., Liew, T. C. H., & Savona, V.: *Energy relaxation in one-dimensional polariton condensates*. Phys. Rev. B **82**, 245315 (2010).
247. Savenko, I. G., Liew, T. C. H., & Shelykh, I. A.: *Stochastic Gross-Pitaevskii equation for the dynamical thermalization of Bose-Einstein condensates*. Phys. Rev. Lett. **110**, 127402 (2013).
248. Wouters, M., & Carusotto, I.: *Excitations in a nonequilibrium Bose-Einstein condensate of exciton polaritons*. Phys. Rev. Lett. **99**, 140402 (2007).

249. Keeling, J., & Berloff, N. G.: *Spontaneous rotating vortex lattices in a pumped decaying condensate*. Phys. Rev. Lett. **100**, (2008).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die mich im Laufe meiner Doktorarbeit auf verschiedene Art und Weise unterstützt und zu einem erfolgreichen Gelingen beigetragen haben. Besonders hervorheben möchte ich folgende Personen:

- Dr. Christian Schneider für die Betreuung der Doktorarbeit, die wissenschaftliche Hilfestellung, hilfreichen Diskussionen und die Unterstützung während meiner Zeit am Lehrstuhl.
- Prof. Dr. Sven Höfling für die Aufnahme am Lehrstuhl für Technische Physik und die Möglichkeit, als Wissenschaftler in einem spannenden und abwechslungsreichen Umfeld zu arbeiten.
- Die technischen Assistenten Adriana Wolf, Margit Wagenbrenner, Monika Emmerling und Silke Kuhn für die hervorragende Probenprozessierung sowie für die Unterstützung bei der Wartung und den Betrieb der MBE-Anlage.
- Die Lehrstuhltechniker Gerhard Heller und Tobias Bausewein für die Lösung akuter technischer Probleme.
- Die wissenschaftliche Werkstatt für die Anfertigung und Reparatur mechanischer und elektronischer Komponenten sowie für die zuverlässige Versorgung mit Helium.
- Die Spektroskopie-Gruppe: Dr. Sebastian Klemmt, Dr. Christof Peter Dietrich, Dr. Matthias Amthor, Simon Betzold, Maximilian Waldherr, Tristan Harder und Johannes Beierlein für die Unterstützung in der Spektroskopie und die Diskussion entsprechender Fragestellungen.
- Dr. Martin Klaas für die stets motivierte und enge Zusammenarbeit und die hervorragende Unterstützung in der Spektroskopie.
- Die MBE-Gruppe: Sebastian Brodbeck, Karol Winkler, Dr. Georg Knebl, Anne Schade, Jonathan Jurkat, Philipp Gagel, Vasilij Baumann, Piotr Andrzej Wronski und Dr. Fauzia Jabeen für die gegenseitige Unterstützung im Reinraum und hilfreichen Diskussionen.
- Die Master- und Bacheloranden Stefanie Kreutzer, Johannes Amtmann und Markus Jörg für die Unterstützung bei der Versuchsdurchführung und Datenanalyse.

- Asst. Prof. Timothy Chi Hin Liew für die Modellierung des elektrostatischen Exziton-Polariton-Schalters über die Gross-Pitaevskii-Gleichung.
- Jonathan Jurkat und Tobias Bausenwein für das angenehme und freundschaftliche Arbeitsklima in unserem Büro.
- Die gesamte Arbeitsgruppe der Technischen Physik für das kollegiale und konstruktive Arbeitsklima innerhalb und außerhalb der Universität.
- Meine Freunde und Familie für die emotionale Unterstützung während meiner Doktorarbeit.