

Reduktion des Modenvolumens von Mikro- kavitäten im Regime der schwachen und starken Kopplung

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

vorgelegt von
Jonas Geßler
aus Ansbach



Würzburg 2016

Eingereicht am:

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Dr. Martin Kamp
2. Gutachter: Prof. Dr. Karl Brunner
3. Gutachter:
der Dissertation

Vorsitzende(r): Prof. Dr. Jens Plaum

1. Prüfer: Dr. Martin Kamp
2. Prüfer: Prof. Dr. Karl Brunner
3. Prüfer: Prof. Dr. Haye Hinrichsen
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 09.12.2016

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Summary	3
1 Einleitung	5
2 Grundlagen zur Theorie	9
2.1 Grundlegende Eigenschaften des Galliumarsenid- Materialsystems	9
2.1.1 Räumliche und elektronische Struktur.....	10
2.1.2 Elektronischer Einschluss	11
2.2 Photonischer Einschluss	13
2.2.1 Bragg-Spiegel	13
2.2.2 Mikrokavität.....	14
2.2.3 Tamm-Plasmonen	16
2.3 Licht-Materie-Wechselwirkung.....	19
2.3.1 Laseremission	19
2.3.2 Schwache Kopplung	21
2.3.3 Starke Kopplung	22
3 Herstellung und Charakterisierung	25
3.1 Molekularstrahlepitaxie-Anlage	25
3.1.1 Vakuumsystem.....	26
3.1.2 Wachstumskammer.....	27
3.1.3 Epitaktischer Wachstumsprozess.....	28
3.2 Lithographie.....	31
3.3 Depositions- und Ätzverfahren.....	33
3.3.1 Sputtern.....	33
3.3.2 Thermisches Aufdampfen.....	34
3.3.3 Ätzverfahren	35
3.4 Trocknungsverfahren	37
3.5 Photolumineszenz	39

4	Mikrokavitäten mit GaAs/Luft-Braggspiegeln	43
4.1	Simulationen zu den GaAs/Luft-Mikrokavitäten.....	43
4.1.1	Einfluss der Anzahl an Spiegelpaaren.....	44
4.1.2	Einfluss der Brechungsindizes	45
4.1.3	Design einer GaAs/Luft-Mikrokavität	46
4.2	Prozessierung einer GaAs/Luft-Mikrokavität	49
4.2.1	Chemische Prozessierung.....	49
4.2.2	Der Trocknungsprozess.....	50
4.3	Messungen an den GaAs/Luft-Mikrokavitäten.....	53
4.3.1	Quantisierung der optischen Mode	53
4.3.2	Einschluss der optischen Mode	55
4.3.3	Laseremission.....	59
4.3.4	Anwendungen einer GaAs/Luft-Mikrokavität	61
4.4	Eine Variation der GaAs/Luft-Mikrokavität.....	65
4.5	Zusammenfassung GaAs/Luft-Mikrokavität	67
5	Tamm-Plasmonen	69
5.1	Simulationen zu Tamm-Plasmonen	69
5.1.1	Einfluss des metallischen Spiegels.....	70
5.1.2	Einfluss der Anpassungsschicht	72
5.1.3	Design einer Tamm-Plasmonen Struktur	73
5.2	Prozessierung der Tamm-Resonatoren	75
5.3	Messungen an den Tamm-Plasmonen.....	77
5.3.1	Grundcharakterisierung der planaren Probe A.....	77
5.3.2	Strom-Spannungscharakteristik der Probe B	79
5.3.3	Reflektionsmessungen an den Goldscheiben der Probe B.....	81
5.3.4	Auswertung zu den Reflexionsmessungen.....	82
5.4	Zusammenfassung Tamm-Plasmonen	91
6	Literaturverzeichnis	93
	Abkürzungsverzeichnis	109
	Abbildungsverzeichnis	111

Veröffentlichungen des Autors	113
Zeitschriftenartikel als Erstautor	113
Zeitschriftenartikel als Koautor	113
Konferenzbeiträge	114
 Danksagung	 115

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Reduktion des Modenvolumens in Mikrokavitäten. Ein kleines Modenvolumen ist für die Stärke der Licht-Materie-Wechselwirkung wesentlich, weil dadurch z.B. die Schwelle für kohärente Lichtemission gesenkt werden kann [1]. Der Purcell-Faktor, ein Maß für die Rate der spontanen Emission, wird durch ein minimales Modenvolumen maximiert [2, 3]. Im Regime der starken Kopplung steigt mit Abnahme des Modenvolumens die Rabi-Aufspaltung und damit die maximale Temperatur, bei der das entsprechende Bauteil funktioniert [4, 5]. Spektrale Eigenschaften treten deutlicher hervor und machen die Funktion der Struktur stabiler gegenüber störenden Einflüssen.

Der erste Ansatz, das Modenvolumen einer Mikrokavität zu reduzieren, zielte darauf, die Eindringtiefe der optischen Mode in die beiden Bragg-Spiegel einer Mikrokavität zu minimieren. Diese hängt im Wesentlichen vom Kontrast der Brechungsindizes der alternierenden Schichten eines Bragg-Spiegels ab. Ein maximaler Kontrast kann durch alternierende Schichten aus Halbleiter und Luft erreicht werden. Theoretisch kann auf diese Weise das Modenvolumen in vertikaler Richtung um mehr als einen Faktor 6 im Vergleich zu einer konventionellen Galliumarsenid/Aluminiumgalliumarsenid Mikrokavität reduziert werden. Zur Herstellung dieser Strukturen wurden die aluminiumhaltigen Schichten einer Galliumarsenid/Aluminiumgalliumarsenid Mikrokavität vollständig entfernt und so der Brechungsindexkontrast maximiert. Die Schichtdicken sind dabei entsprechend anzupassen, um weiterhin die Bragg-Bedingung zu erfüllen. Die Herstellung einer freitragenden Galliumarsenid/Luft-Mikrokavität konnte so erfolgreich demonstriert werden. Die Photolumineszenz der Bauteile weist diskrete Resonanzen auf, deren Ursache in der begrenzten lateralen Größe der Strukturen liegt. In leistungsabhängigen Messungen kann durch ausgeprägtes Schwellenverhalten und auflösungsbegrenzte spektrale Linienbreiten Laseremission nachgewiesen werden. Wegen der Abhängigkeit der photonischen Resonanz vom genauen Brechungsindex in den freitragenden Schichten eignen sich die vorgestellten Strukturen auch zur Bestimmung von Brechungsindizes. Alternativ kann die photonische Resonanz durch Einbringen verschiedener Gase in die freitragenden Schichten abgestimmt werden. Beides konnte mit Erfolg nachgewiesen werden. Der Nachteil dieses Ansatzes liegt vor allem darin, dass ein

elektrischer Betrieb der so gefertigten Strukturen nicht möglich ist. Hier bietet der zweite Ansatz eine bestmögliche Lösung.

Das alternative Konzept für den oberen Bragg-Spiegel einer konventionellen Galliumarsenid/Aluminiumgalliumarsenid Mikrokavität ist das der Tamm-Plasmonen. Der photonische Einschluss wird hier durch einen unteren Bragg-Spiegel und einem dünnen oberen Metallspiegel erreicht. An der Grenzfläche vom Halbleiter zum Metall bilden sich die optischen Tamm-Plasmonen aus. Dabei kann der Metallspiegel gleichzeitig auch als elektrischer Kontakt genutzt werden. Die Kopplung von Quantenfilm-Exzitonen an optische Tamm-Plasmonen wird in dieser Arbeit erfolgreich demonstriert. Im Regime der starken Kopplung wird mittels Stark-Effekt eine vollständige elektro-optische Verstimmung, d.h. vom Bereich positiver bis hin zur negativen Verstimmung, des Quantenfilm-Exzitons gegenüber der Tamm-Plasmonen Mode nachgewiesen. Die Messungen bestätigen entsprechend des reduzierten Modenvolumens (Faktor 2) eine erhöhte Rabi-Aufspaltung. Dabei sind die spektrale Verschiebung und die Oszillatorstärke des Quantenfilm-Exzitons konsistent mit der Theorie und mit Literaturwerten. Der wesentliche Nachteil des Ansatzes liegt in der maximalen Güte, die durch den großen Extinktionskoeffizienten des Metallspiegels limitiert ist.

Summary

The goal of this thesis was to reduce the mode volume of microcavities. A reduced mode volume increases the strength of light matter coupling, which leads to lower lasing thresholds [1]. The Purcell-factor, a measure for the spontaneous emission rate, is at maximum for a minimum mode volume [2, 3]. In the regime of strong coupling, a smaller mode volume leads to a larger Rabi splitting, which in turn increases the maximum operating temperature of a given device [4, 5]. Spectral features become more pronounced and the microcavity is more robust against disturbances caused by environmental fluctuations.

The first approach to reduce the mode volume of a microcavity addresses the penetration depth of the optical field into the Bragg mirrors of a microcavity. It mainly depends on the refractive index contrast of the alternating layers of the Bragg mirror. The maximum contrast is realized by alternating layers consisting of semiconductor and air. Based on theoretical calculations, the mode volume can be decreased in the vertical direction by a factor of 6 compared to a conventional gallium arsenide/aluminum gallium arsenide microcavity. Therefore the aluminum containing layers of a conventional gallium arsenide/aluminum gallium arsenide microcavity are completely removed. The layer thicknesses have to be adjusted to still satisfy the Bragg condition. The successful fabrication of high quality gallium arsenide/air microcavities is demonstrated. Photoluminescence measurements reveal discrete resonances due to the finite dimensions of the structure. Power dependent measurements show a distinct threshold which indicates – combined with the resolution limited spectral linewidth – photon lasing. The dependence of the photonic resonance on the exact value of the refractive index of the Bragg mirror is used to determine the refractive index of gases channeled into the self-supporting air layers. Alternatively, the photonic resonance of the structure can be tuned by injecting gas into the air layers. Both features could be demonstrated successfully. The structure not being suitable for electrical operation is the main disadvantage of this approach. In this case the second concept is the better solution.

The alternative approach for the upper Bragg mirror of a conventional gallium arsenide/aluminum gallium arsenide microcavity exploits the Tamm-Plasmons. To achieve

photonic confinement, the cavity is sandwiched between a lower Bragg mirror and a thin metal top mirror. At the semiconductor-metal interface, photonic Tamm-Plasmon states appear. Additionally, the metal mirror is used as electrical contact. The coupling of the quantum well exciton to the Tamm-Plasmon is presented. In the strong coupling regime, a complete electro-optical resonance tuning (i.e. from positive to negative tuning of the exciton resonance compared to the Tamm-Plasmon state) is demonstrated, exploiting the quantum confined Stark effect. The measurements confirm an increased Rabi splitting due to the reduced mode volume (factor of 2 reduced mode volume). Spectral shift and oscillator strength of the exciton in the electric field are consistent with theory and literature values. The most critical point of this approach lies within the limited Q-factor due to the large extinction coefficient of the top metal layer.

1 Einleitung

Heterostrukturen auf Basis des Galliumarsenid Materialsystem sind Schlüsselkomponenten einer Vielzahl von optoelektronischen Bauteilen [1, 6]. Die Wahl des Materialsystems liegt in den Eigenschaften von Galliumarsenid (GaAs) und den ternären Verbindungen Aluminiumgalliumarsenid (AlGaAs) oder Indiumgalliumarsenid (InGaAs) begründet. Zum einen ist das Wachstum des Materialsystems etabliert und es lassen sich Strukturen von hoher kristalliner Qualität herstellen [7, 8, 9]. Zum anderen lässt sich durch geeignete Zusammensetzung der ternären Verbindungen die Bandlücke [10] variieren und den gewünschten Anforderungen anpassen. Außerdem besitzen die ternären Verbindungen über einen weiten Bereich ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $0 \leq x \leq 0,38$; $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $0 \leq x \leq 1$) eine direkte Bandlücke [10], was sie im Gegensatz zu Silizium für optoelektronische Anwendungen interessant macht [11, 12, 4].

Halbleiterlaser und Strukturen zur Untersuchung von Licht-Materie-Wechselwirkung benötigen optische Resonatoren, die im GaAs-Materialsystem mit hohen Güten realisiert werden können. Als Spiegel für diese Resonatoren verwendet man alternierende Schichten aus Halbleitern mit einem hohen und einem niedrigen Brechungsindex. Durch die konstruktive Interferenz der reflektierten Teilwellen erreichen diese Bragg-Spiegel für einen gewissen Wellenlängenbereich eine hohe Reflektivität. Galliumarsenid Mikrokavitäten [13] – bestehend aus einem unteren und einem oberen Bragg-Spiegel, die eine Kavität einschließen – bieten die Möglichkeit, Bauteile mit geringer Laserschwelle zu realisieren [14, 15]. Die hohe Reflektivität der Bragg-Spiegel, aus denen die Mikrokavitäten bestehen, ermöglicht es außerdem, Photonen auf ein kleines Volumen zu begrenzen. Das ist eine grundlegende Voraussetzung, um quantenelektrodynamische Effekte in Festkörper-Mikrokavitäten wie z.B. die starke Kopplung der Licht-Materie-Wechselwirkung zu beobachten [11, 16]. Exziton-Polaritonen, wie die Quasiteilchen der starken Kopplung genannt werden, sind Bosonen, die sich aus Exzitonen und Photonen zusammensetzen [17, 4]. Durch die geringe effektive Masse der Polaritonen (10^{-5} der Masse des freien Elektrons) können Phänomene der Bose-Einstein-Kondensation bis hin zur Raumtemperatur beobachtet und untersucht werden [18, 19, 20]. Dazu gehören auch Effekte wie Superfluidität [21] oder die Ausbildung von Solitonen [22] oder Vortices [23].

Ein wesentlicher Parameter für die Licht-Materie-Wechselwirkung ist das Modenvolumen der optischen Welle, d.h. der Bereich auf den die Photonen in der Mikrokavität beschränkt sind. Für eine niedrige Laserschwelle und eine große Rabi-Aufspaltung im Bezug auf die Licht-Materie-Wechselwirkung ist ein kleines Modenvolumen notwendig [13]. Hier bietet sich zunächst die Möglichkeit, die optische Mode in horizontaler Richtung durch Strukturierung von Mikrotürmchen zu begrenzen [24, 25]. In dieser Arbeit werden Konzepte erarbeitet, um die Ausdehnung der Mode zu reduzieren. Eine geringe Verbesserung auf Basis etablierter Prozesstechniken und –abläufe bietet in dieser Richtung das adiabatische Probedesign [26, 27]. Zudem kann dieses Design mit der Strukturierung von Mikrotürmchen kombiniert werden. Andere Konzepte, die das Modenvolumen in vertikaler Richtung reduzieren, bestehen darin, den Brechungsindexkontrast der alternierenden Schichten eines Bragg-Spiegels zu erhöhen [28, 29]. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit besteht darin, den Brechungsindexkontrast durch alternierende Schichten aus Halbleiter und Luft zu maximieren. Mögliche Schwierigkeiten und Einflüsse auf die Emission einer freitragenden Galliumarsenid/Luft-Struktur werden dabei beleuchtet.

Alternative Konzepte, die den unteren Bragg-Spiegel unberührt lassen, sind sogenannte HCG-Strukturen (engl.: high contrast grating) [30, 31] oder plasmonische Spiegel [32, 33]. Bei diesen beiden Methoden wird der obere Bragg-Spiegel durch eine dünne, stark reflektierende Schicht ersetzt und so die Ausdehnung der Mode in vertikaler Richtung in etwa halbiert. Der Ansatz plasmonischer Spiegel ist der zweite Schwerpunkt, der in dieser Arbeit verfolgt wird. Der Vorteil gegenüber den geätzten Galliumarsenid/Luft- oder den HCG-Strukturen liegt in dem deutlich einfacheren Prozess. Auf der anderen Seite ist der zu erwartende Qualitäts-Faktor deutlich geringer [34]. Die Arbeit gliedert sich dabei in folgende Kapitel:

Kapitel 2 beschäftigt sich mit den Grundlagen zur Theorie, die für die Experimente und Auswertung wichtig sind. Dabei wird zunächst die kristallographische und elektronische Struktur des Galliumarsenid Materialsystems diskutiert und der elektronische Einschluss im Quantenfilm einer Heterostruktur besprochen. Anschließend wird der photonische Einschluss durch Bragg-Spiegel, Mikrokavitäten und die Struktur der Tamm-Plasmonen erläutert. Zuletzt wird die Licht-Materie-Wechselwirkung mit Blick auf Laseremission und die Regimes der schwachen und starken Kopplung beleuchtet.

Kapitel 3 erörtert die verwendeten Aufbauten, die für die Herstellung und Analyse der Proben genutzt wurden, sowie die im Rahmen der Arbeit physikalisch relevanten Aspekte dieser Aufbauten. Dazu gehören die Molekularstrahlepitaxie, die Lithographie, Depositions- und Ätzverfahren, Trocknungsverfahren und die Photolumineszenz.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit den Ergebnissen zur Galliumarsenid/Luft-Mikrokavität. Dabei werden die Strukturen, deren Vorteile anhand von Simulationen motiviert werden, und die Besonderheiten ihrer Herstellung dargestellt. Anschließend werden die Messungen vorgestellt und die Ergebnisse anhand von theoretischen Modellen interpretiert. Zuletzt werden eine mögliche Anwendung und eine Variation der Galliumarsenid/Luft-Strukturen betrachtet.

Kapitel 5 führt in Analogie zu Kapitel 4 die Ergebnisse zu den Strukturen der Tamm-Plasmonen aus. Dabei werden Messungen an einer planaren Probe und einer elektrisch kontaktierbaren Probe vorgestellt. Beide Proben wurden gefertigt, um das Regime der starken Kopplung zwischen Quantenfilm-Exzitonen und Tamm-Plasmonen zu erreichen.

2 Grundlagen zur Theorie

In diesem Kapitel sollen kurz die Grundlagen dieser Arbeit erläutert werden. Dazu gehören die Wahl des Galliumarsenid- (GaAs) Materialsystems, auf dem die untersuchten Proben dieser Arbeit basieren, sowie theoretische Erläuterungen, um die erzielten Ergebnisse zu interpretieren. Im GaAs-Materialsystem können einerseits durch Heterostrukturen (Schichtfolgen mit unterschiedlichem Aluminium- oder Indiumgehalt) Elektron-Loch-Paare in sogenannten Quantenfilmen (QW, engl.: quantum well) lokalisiert werden. Andererseits ermöglicht es der unterschiedliche Brechungsindex von Gallium- und Aluminiumarsenid, Licht in einer Kavität zwischen alternierenden Gallium- und Aluminiumarsenid Schichten einzuschränken.

2.1 Grundlegende Eigenschaften des Galliumarsenid-Materialsystems

Das GaAs-Materialsystem ist die Basis für viele optoelektronische Anwendungen und Bauteile. Im Gegensatz zu Silizium besitzt GaAs eine direkte Bandlücke, wodurch optische Rekombinationen um den Bereich der Bandlücke ohne Impulsübertrag stattfinden können [35, 36]. Außerdem kann mit den ternären Verbindungen Aluminiumgalliumarsenid ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: $0 \leq x \leq 1$) [10] sowie Indiumgalliumarsenid ($\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: $0 \leq x \leq \text{ca. } 0,2$) [37, 38] die Bandlücke über einen weiten Bereich abgestimmt und der Bandverlauf in Wachstumsrichtung den Anforderungen angepasst werden. Dabei lassen sich GaAs und AlGaAs nahezu perfekt gitterangepasst aufeinander wachsen [39, 40, 41]. Hingegen ist InGaAs auf GaAs abhängig vom Indiumgehalt der InGaAs-Schichten kompressiv verspannt [10, 42]. In dieser Arbeit liegen der Indiumgehalt und damit zusammenhängend die kritische Schichtdicke der InGaAs-Schichten [43] deutlich unter dem Bereich, in dem die Verspannung durch Wachstumsdefekte abgebaut wird. Im Folgenden werden zunächst die Kristallstruktur sowie die elektronische Struktur von GaAs und anschließend der elektronische Einschluss in Quantenfilmen mittels der ternären Verbindungen AlGaAs und InGaAs diskutiert.

2.1.1 Räumliche und elektronische Struktur

In Abbildung 2.1 (a) ist die räumliche Struktur von GaAs gezeigt, welches in der Kristallstruktur der Zinkblende kristallisiert. Die Gitterkonstante, d.h. die Kantenlänge des kubischen Kristallgitters, beträgt bei einer Temperatur von 300K $a_{\text{GaAs}}=5,65\text{\AA}$ ($a_{\text{AlAs}}=5,66\text{\AA}$, $a_{\text{InAs}}=6,06\text{\AA}$) [10].

Abbildung 2.1 (b) zeigt schematisch den wesentlichen Teil der Bandstruktur von GaAs, welcher sich auf den Bereich um die Bandlücke beschränkt. Bei einer Temperatur um den absoluten Nullpunkt beträgt die Bandlücke $E_{g,\text{GaAs}}^{\Gamma}=1,52\text{eV}$ ($E_{g,\text{AlAs}}^{\Gamma}=3,10\text{eV}$, $E_{g,\text{InAs}}^{\Gamma}=0,42\text{eV}$) [10] und nimmt mit zunehmender Temperatur ab [44, 45]. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung spaltet das Valenzband in drei Subbänder auf [36]. Diese sind entsprechend der Krümmung der Bänder, die in Relation mit der effektiven Masse der Löcher steht, und der energetischen Lage in Schwerloch (heavy hole), Leichtloch (light hole) und „split-off band“ benannt.

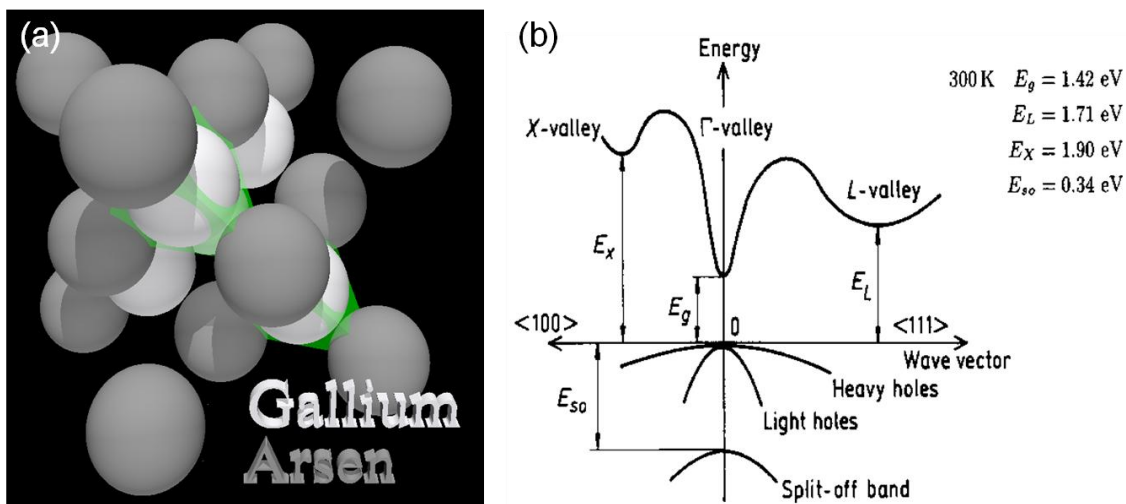


Abbildung 2.1 (a) In der kubischen Einheitszelle von GaAs sitzt das Gruppe V Element Arsen auf einem kubisch flächenzentriertem Gitter. In Richtung der Raumdiagonalen um eine viertel Kantenlänge verschoben sitzt das Gruppe III Element Gallium. Die Kristallstruktur heißt Zinkblende, in der auch AlGaAs und InGaAs unter entsprechenden Bedingungen kristallisieren. Durch die grünen Tetraeder ist die kovalente Bindungsstruktur von GaAs verdeutlicht. (b) Das Schema zeigt den relevanten Ausschnitt der Bandstruktur von Galliumarsenid bei einer Temperatur von 300K. Weil GaAs ein direkter Halbleiter ist, befindet sich das Minimum des Leitungsbandes an der gleichen Position (Γ -Punkt, engl.: Γ -valley) wie das Maximum des Valenzbandes. Die Bandlücke beträgt 1,42eV, ist aber abhängig von der Temperatur. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist das Valenzband in drei Subbänder aufgespalten (heavy hole, light hole und split-off band). (entnommen aus [46]).

2.1.2 Elektronischer Einschluss

Für Bauteile im Bereich optoelektronischer Anwendung muss die elektronische Struktur entsprechend der Anforderungen angepasst werden. Das Augenmerk bei den hergestellten Bauteilen liegt dabei auf den physikalischen Eigenschaften, wie etwa der Wellenlänge des photonischen Übergangs (zum Teil durch die Bandlücke bestimmt) oder der Wahrscheinlichkeit des Übergangs. Diese Eigenschaften können über den elektronischen Einschluss in Quantenfilmen eingestellt werden.

Abbildung 2.2 zeigt den Potentialverlauf einer Quantenfilmstruktur entlang der Wachstumsrichtung. Dabei besteht der Quantenfilm aus einem Material mit einer kleineren Bandlücke als das umgebende Material. Das einschließende Potential führt für die Elektronen im Leitungsband und die Löcher im Valenzband zur Ausbildung von diskreten Zuständen [47].

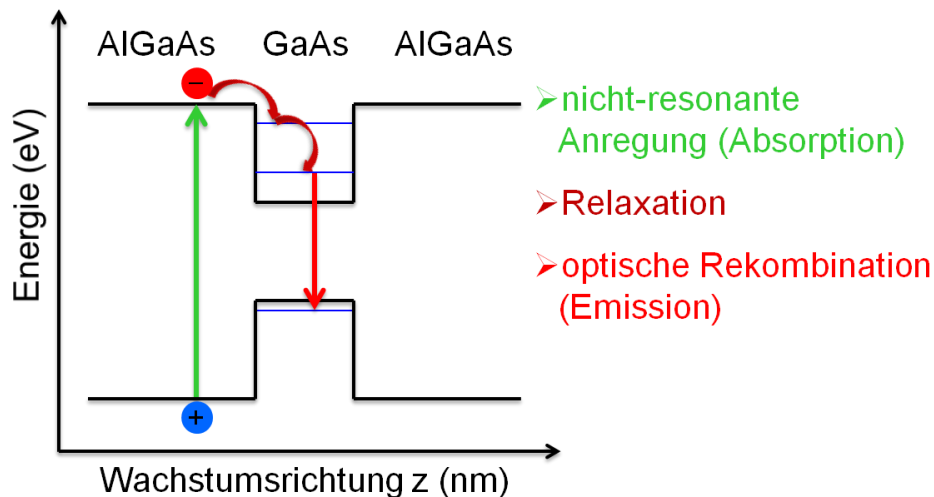


Abbildung 2.2 Gezeigt ist der Potentialverlauf einer Quantenfilmstruktur entlang der Wachstumsrichtung. Der Quantenfilm (hier: GaAs) ist von einem Material mit größerer Bandlücke umgeben. Durch Photonen (grüner Pfeil) können Elektronen in das Leitungsband angeregt werden. Diese und das zurückbleibende Loch relaxieren durch Wechselwirkung mit Phononen (dunkles rot) in den Quantenfilm. Der Einschluss durch den Potentialverlauf führt zu quantisierten Zuständen (blaue Linien). Die Bandlücke des Quantenfilmmaterials, die Größe des Einschlusses und Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch bestimmen die Wellenlänge des durch Rekombination emittierten Photons.

Elektronen aus dem Valenzband können beispielsweise durch Absorption von Photonen entsprechender Wellenlänge ins Leitungsband angeregt werden. Elektron und zurückbleibendes Loch relaxieren dann durch Wechselwirkung mit Phononen in den Quantenfilm. Aufgrund der unterschiedlichen Ladungen von Elektron und Loch führt die attraktive Coulombkraft zur Ausbildung von Quasiteilchen. Diese Quasiteilchen werden Mott-Wannier-Exzitonen [48] genannt und besitzen für das GaAs Materialsystem eine

Bindungsenergie von 4,20meV [49]. Die Summe der energetischen Beiträge und Korrekturen [50] (Bandlücke, Quantisierung, Coulombwechselwirkung, kinetische Energie...) sind entscheidend für die Emissionswellenlänge des durch Rekombination von Elektron und Loch emittierten Photons.

Weitere physikalische Eigenschaften der Exzitonen, deren Masse und die Oszillatorstärke der Elektron-Loch-Rekombination zeigen eine Abhängigkeit von der Höhe des Einschlusses und der Breite des Potentials [50]. Für die Anforderungen der Bauteile in dieser Arbeit werden Quantenfilme gewählt, die eine große Oszillatorstärke aufweisen [50]. Der Funktionsbereich des Bauteils ist durch die Wellenlänge der durch Rekombination emittierten Photonen gegeben. Er kann über die Bandlücke des verwendeten Materials, d.h. den Indiumgehalt der InGaAs-Quantenfilme, bei fester Quantenfilmbreite variiert werden. Alternativ kann die Quantenfilmbreite bei festem Indiumgehalt angepasst werden.

2.2 Photonischer Einschluss

Durch alternierende Schichten aus GaAs und AlGaAs können auf dem GaAs-Materialsystem optische Moden auf ein Volumen V_{eff} beschränkt werden. Erreicht wird dieser Einschluss durch den Brechungsindexkontrast der sich abwechselnden Schichten [13]. Bei in dieser Arbeit untersuchten Strukturen sind zwischen 20–40 Schichtpaare nötig, die beidseitig das Lichtfeld auf eine Kavität beschränken. In diesem Kapitel sollen zwei Ansätze anhand ihrer Kenngrößen und Eigenschaften diskutiert werden: die Mikrokavität und die Struktur der Tamm-Plasmonen. Essentieller Bestandteil beider Strukturen ist der Bragg-Spiegel.

2.2.1 Bragg-Spiegel

In Abbildung 2.3 sind der Aufbau und das Reflexionsspektrum eines Bragg-Spiegels oder Bragg-Reflektors (DBR, engl.: distributed Bragg reflector) [13, 51] gezeigt. Dieser besteht aus alternierenden Schichten zweier Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Ein einfallender Strahl der Wellenlänge λ wird an den Grenzflächen der alternierenden Schichten entsprechend den Fresnel Formeln [52] teilweise transmittiert bzw. reflektiert. Genügen die Schichtdicken der alternierenden Schichten $d_{\text{GaAs/AlAs}}$ der Bragg-Bedingung, so interferieren die reflektierten Strahlen konstruktiv:

$$d_{\text{GaAs/AlAs}} = \frac{(2m + 1)\lambda}{4 n_{\text{GaAs/AlAs}}} \quad m \in \mathbb{N}_0 \quad (2.1)$$

Diese Gleichung gilt für den senkrechten Einfall. Dabei sind λ die Wellenlänge im Vakuum und $n_{\text{GaAs/AlAs}}$ die Brechungsindizes der entsprechenden Schichten.

Das Reflexionsspektrum eines Bragg-Spiegels, der die Bragg-Bedingung (Gleichung (2.1)) für eine einfallende Wellenlänge $\lambda=882\text{nm}$ ($1,406\text{eV}$) erfüllt, ist in Abbildung 2.3 (b) gezeigt. In einem weiten Spektralbereich wird so eine Reflektivität von nahezu 1 erreicht. Die Breite des Spektralbereichs $\Delta\lambda_{\text{Stopp}}$, das Stoppband, hängt mit dem Kontrast der Brechungsindizes zusammen [51]:

$$\Delta\lambda_{\text{Stopp}} = \frac{4}{\pi} \lambda \arcsin \left(\frac{1 - \frac{n_{\text{AlAs}}}{n_{\text{GaAs}}}}{1 + \frac{n_{\text{AlAs}}}{n_{\text{GaAs}}}} \right) \quad (2.2)$$

Die maximale Reflektivität R_{max} hingegen wird auch durch die Anzahl der Schichten N – nicht der Schichtpaare – bestimmt. Über mehr Schichtpaare kann so ein kleiner Kon-

trast der Brechungsindizes ausgeglichen werden. Außerdem spielen die Brechungsindizes des umgebenden Materials der Oberfläche n_o und des Substrates n_s eine Rolle [51]:

$$\sqrt{R_{\max}} = \frac{1 - \frac{n_s}{n_o} \left(\frac{n_{\text{AlAs}}}{n_{\text{GaAs}}} \right)^N}{1 + \frac{n_s}{n_o} \left(\frac{n_{\text{AlAs}}}{n_{\text{GaAs}}} \right)^N} \quad (2.3)$$

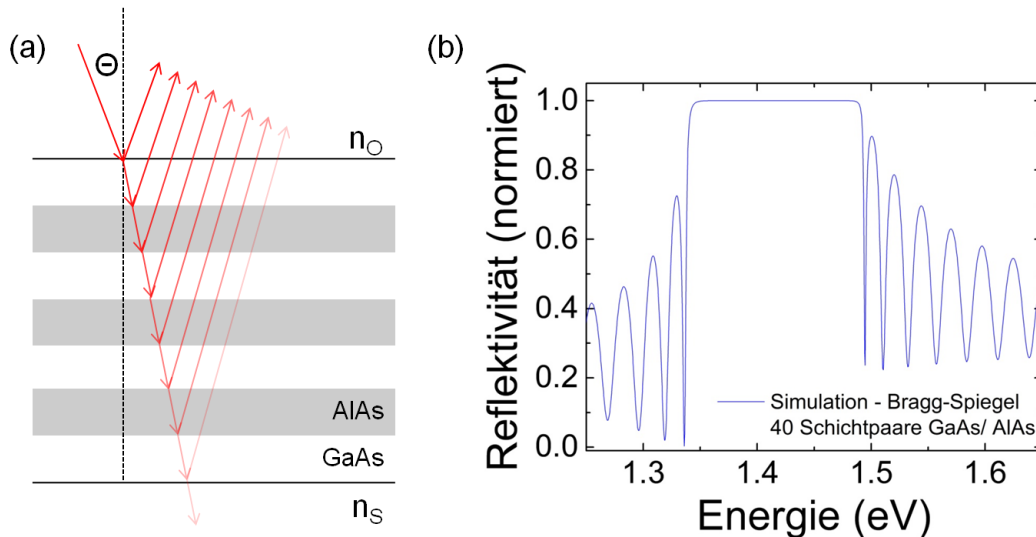


Abbildung 2.3 (a) Ein Bragg-Spiegel besteht aus mehreren Schichtpaaren zweier Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes, hier GaAs und AlAs. Zur Verdeutlichung der Funktionsweise und des Strahlverlaufs ist der einfallende Strahl unter dem Winkel Θ gezeigt. Strahlversatz sowie Mehrfachreflexionen sind der Übersicht halber nicht eingezeichnet. Betrachtet wird aber der Fall $\Theta=0^\circ$. Entsprechend der Fresnel Formeln wird ein Teil des einfallenden Strahls der Wellenlänge λ reflektiert. Der transmittierte Teil wird an der nächsten Grenzfläche wieder teilweise reflektiert, usw. Beträgt die optische Weglänge des Strahls durch die GaAs- und AlGaAs- Schichten ein Vielfaches der halben Wellenlänge $(2m + 1)/2, m \in \mathbb{N}$, so kommt es zwischen den reflektierten Strahlen zur konstruktiven Interferenz. Das daraus nach der Transfermatrixmethode [13] berechnete Reflexionsspektrum ist in Abbildung (b) gezeigt. In einem weiten Bereich, der vom Brechungsindexkontrast zwischen den alternierenden Schichten abhängt, wird eine Reflektivität von nahezu 1 erreicht.

2.2.2 Mikrokavität

Zu den etablierten Bauteilen im Bereich optoelektronischer Anwendungen gehört die Mikrokavität [53, 54, 4]. Sie besteht aus einem unteren Bragg-Spiegel, einer Kavität oder Kavitätsschicht (engl.: cavity) und einem oberen Bragg-Spiegel. Ziel einer Mikrokavität ist es, eine optische Mode auf ein kleines Volumen, nämlich die Kavität, zu beschränken. Die Länge der Kavität d_{cav} muss dementsprechend so gewählt werden, dass sich eine stehende Welle mit passender Wellenlänge λ ausbilden kann:

$$d_{cav} = m \frac{\lambda}{2 n_{cav}} \quad m \in \mathbb{N} \quad (2.4)$$

Ebenso wie bei den Bragg-Spiegeln ist nicht die Wellenlänge im Vakuum λ , sondern die Wellenlänge im Kavitätsmaterial λ/n_{cav} (n_{cav} ist die Brechzahl des Kavitätsmaterials) entscheidend.

Die effektive Länge der Kavität L_{eff} setzt sich dann aus der physikalischen Länge der Kavität d_{cav} und der Eindringtiefe der optischen Mode in die Bragg-Spiegel L_{DBR} zusammen [55, 13], wobei ω die Frequenz eines Photons der Resonanzwellenlänge λ der Mikrokavität ist:

$$L_{eff} = d_{cav} + 2 L_{DBR} \quad (2.5)$$

$$L_{DBR} \approx \frac{1}{2} \frac{\pi c}{\omega} \frac{n_{GaAs} n_{AlAs}}{|n_{GaAs} - n_{AlAs}|} \quad (2.6)$$

Die Feldverteilung der optischen Mode [56], ein Reflexionsspektrum mit der Resonanzwellenlänge λ [13], sowie das Profil der Brechungsindizes einer Mikrokavität sind in Abbildung 2.4 gezeigt. Die Struktur besteht aus einem unteren Bragg-Spiegel mit 21 Schichtpaaren, einer λ -Kavität ($m=2$, Gleichung (2.4)) und einem oberen Bragg-Spiegel mit 17 Schichtpaaren. Im Reflexionsspektrum von Abbildung 2.4 (a) ist deutlich die Kavitätsmode bei $\lambda=882\text{nm}$ ($1,406\text{eV}$) zu erkennen. Die Breite der Kavitätsmode $\Delta\lambda$ definiert den Qualitäts- oder Q-Faktor. Dieser ist ein Maß für die Verweildauer eines Photons in der Kavität, bis dieses aufgrund der endlichen Reflektivitäten des oberen und unteren Bragg-Spiegels $R_{O/U}$ diese verlässt. Für die ideale Kavität ohne weitere Verluste, z.B. durch Absorption im Kavitätsmaterial, gilt: [55]:

$$Q := \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx \frac{\pi(R_O R_U)^{1/4}}{1 - (R_O R_U)^{1/2}} \quad (2.7)$$

Abbildung 2.4 (b) zeigt den Verlauf des Brechungsindex in der Mikrokavität, die aus alternierenden GaAs- und AlAs- Schichten besteht, welche die λ -Kavität aus GaAs umschließen. Unter dem Verlauf des Brechungsindex in Abbildung 2.4 (b) ist entsprechend das Modenprofil des elektrischen Feldes $|E|^2$ zu sehen. Dieses besitzt im Bereich der λ -Kavität drei Maxima. Eines davon sitzt im Zentrum der Kavität, während sich die beiden anderen an der jeweils ersten Grenzfläche zur AlAs-Schicht ausbilden. Grund dafür ist der Übergang von einem Material mit großem Brechungsindex zu einem Material mit kleinerem Brechungsindex. Bei der Reflexion an der Grenzfläche findet kein Phasensprung statt [13], entsprechend bilden sich dort Feldmaxima aus. Wie bei der

Diskussion der Bragg-Spiegel (Kapitel 2.2.1) bereits angedeutet, klingt die maximale Intensität der Mode in den Bragg-Spiegeln mit zunehmender Schichtanzahl ab. Den Bereich der effektiven Kavitätslänge (Gleichungen (2.5), (2.6)) markiert der Punkt, an dem die maximale Intensität auf den $1/e$ -ten Teil abgefallen ist.

Bei der klassischen Mikrokavität dominiert die Ausdehnung der optischen Mode in die Bragg-Spiegel die effektive Kavitätslänge. Entsprechend Gleichung (2.6) beträgt diese Länge wenige Mikrometer. Im Rahmen dieser Arbeit werden Konzepte erarbeitet, um die effektive Kavitätslänge zu minimieren. Hier kann zum einen der Kontrast der Brechungsindizes optimiert werden. Zum anderen bieten metallische Spiegel eine effektive Methode, die optische Mode einzuschränken.

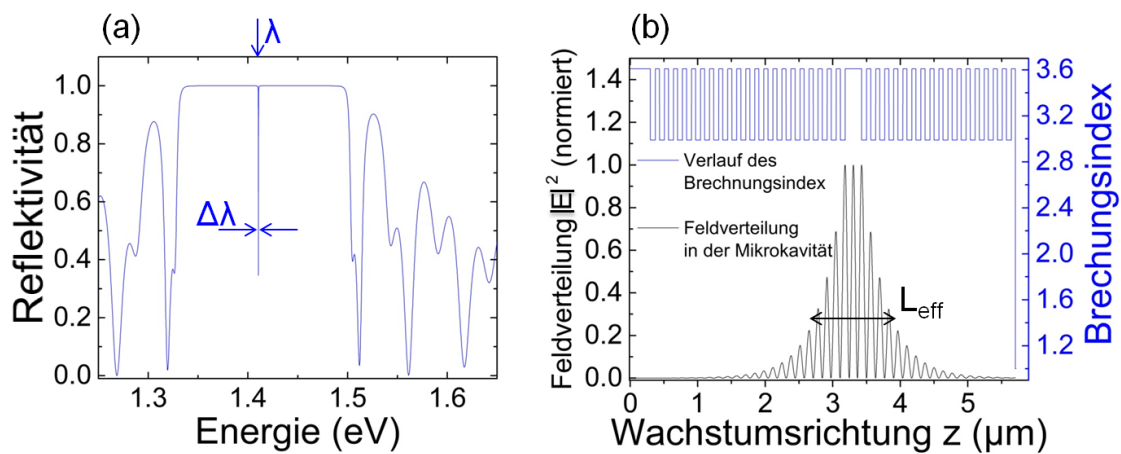


Abbildung 2.4 (a) Berechnetes Reflexionsspektrum einer Mikrokavität auf einem GaAs Substrat bestehend aus einem unteren Bragg-Spiegel mit 21 Schichtpaaren (GaAs/AlAs), einer λ -Kavität (GaAs) und einem oberen Bragg-Spiegel mit 17 Schichtpaaren (GaAs/AlAs). Die Resonanzwellenlänge $\lambda=882\text{nm}$ ($1,406\text{eV}$) der Kavität ist als tiefer und schmaler Einschnitt im Reflexionsspektrum zu erkennen. Die Breite dieses Einschnittes $\Delta\lambda$ definiert die Kenngröße des Q-Faktors der Mikrokavität. (b) Anhand des Verlaufs des Brechungsindex der Mikrokavität lässt sich der Aufbau im Detail nachvollziehen. Darunter ist der berechnete Feldverlauf der optischen Mode gezeigt. Aufgrund der Phasenbedingung an den Grenzflächen und Gleichung (2.4) bilden sich in der Kavität drei Feldmaxima aus. Das Modenprofil klingt exponentiell in den Bragg-Spiegeln ab und wird durch die effektive Kavitätslänge L_{eff} beschrieben.

2.2.3 Tamm-Plasmonen

Optische Tamm-Zustände sind Moden, die sich an Grenzflächen ausbilden können und exponentiell im umgebenden Material abklingen. So werden sie auf den Bereich um die Grenzfläche beschränkt [57, 32]. Sie sind in Analogie zu den elektronischen Tamm-Zuständen benannt [58]. Im Gegensatz zu Oberflächen-Plasmonen [59], die sich an der

Grenzfläche zwischen Halbleiter und Metall ausbilden können, existieren die optischen Tamm-Zustände sowohl in TM- als auch TE- Polarisation und lassen sich direkt optisch anregen [57, 60]. Das macht sie für elektro-optische Anwendungen interessant. Die hier vorgestellte Struktur besteht aus einem unteren Bragg-Spiegel, einer Kavitäts- oder Anpassungsschicht und dem oberen Metallspiegel. Die optischen Tamm-Zustände bilden sich zwischen der Anpassungsschicht und dem Metallspiegel aus. Die Struktur der Tamm-Plasmonen bietet eine alternative Möglichkeit, eine optische Mode auf ein kleines Volumen zu beschränken [60, 33, 61, 62, 63].

In Abbildung 2.5 (a) ist der detaillierte Aufbau der Struktur anhand des Verlaufs des Brechungsindex neben den Berechnungen zur Feldverteilung gezeigt. Der Bragg-Spiegel besteht aus 20,5 $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{AlAs}$ -Schichtpaaren. An den Bragg-Spiegel schließt sich die Anpassungsschicht (Länge der Schicht: d_{Aps}) an, die aus einer epitaktisch gewachsenen AlGaAs -Schicht sowie einer dünnen Schicht SiO_2 besteht. An der Grenzfläche zum Metallspiegel, der aus 40nm Gold besteht, bilden sich dann die Tamm-Moden aus. Diese müssen energetisch natürlich unter der Plasmafrequenz des Metalls liegen [60]. Die Dicke der Anpassungsschicht ist in Analogie zur Mikrokavität gewählt, sodass sich drei Feldmaxima ausbilden. Diese effektive Länge ist auch in Abbildung 2.4 (a) markiert. Für die effektive Länge der Kavität L_{eff} gilt abweichend zur Mikrokavität (Gleichung (2.5)):

$$L_{\text{eff}} = d_{\text{Aps}} + L_{\text{DBR}} \quad (2.8)$$

Eine detaillierte Herleitung der optischen Tamm-Mode an der Halbleiter-Metall Grenzfläche, sowie die erste experimentelle Beobachtung dieser Zustände sind an anderer Stelle zu finden [60, 57, 33]. Der Schwerpunkt hier liegt vor allem auf den Unterschieden zur klassischen Mikrokavität. Abbildung 2.5 zeigt Berechnungen mittels Transfermatrixmethode und Modenexpansion [64, 56] einer zur Mikrokavität (Kapitel 2.2.2, Abbildung 2.4) vergleichbaren Tamm-Plasmonen Struktur.

Für die Anpassungsschicht, an deren Grenzfläche zum Metall sich die Tamm-Zustände ausbilden, gelten abweichend zur Mikrokavität (Gleichung (2.4)) folgende Bedingungen [60]:

$$1 = r_{\text{Metall}} r_{\text{DBR}} \exp(2 i \Phi) \quad (2.9)$$

$$\Phi = d_{\text{Aps}} n_{\text{Aps}} \frac{\omega}{c} \quad (2.10)$$

Dabei sind r_{Metall} und r_{DBR} die Reflexionsfaktoren [52] der Metallschicht bzw. des Bragg-Spiegels und n_{Aps} der Brechungsindex der Anpassungsschicht. Gleichung (2.9)

ist dabei eine Umlaufbedingung für die Amplitude der Mode im Tamm-Resonator. Gleichung (2.10) gibt mit der Phase Φ eine Bedingung für die Länge des Tamm-Resonators ähnlich der Bedingung (2.4) für die Mikrokavität an. Mit der Umlaufbedingung (Gleichung (2.9)) kann über die Phase Φ (Gleichung (2.10)) die Kreisfrequenz ω der Tamm-Mode und die Länge der Anpassungsschicht d_{Aps} abgestimmt werden. In Abbildung 2.5 (b) ist zu erkennen, wie die Resonanz der Tamm-Mode ($\lambda = \frac{v}{c} = \frac{\omega}{2\pi c}$) mit der Länge der Anpassungsschicht spektral schiebt. Nach einem kompletten Durchlauf ($\Phi = \pi$) wiederholt sich die spektrale Verschiebung entsprechend.

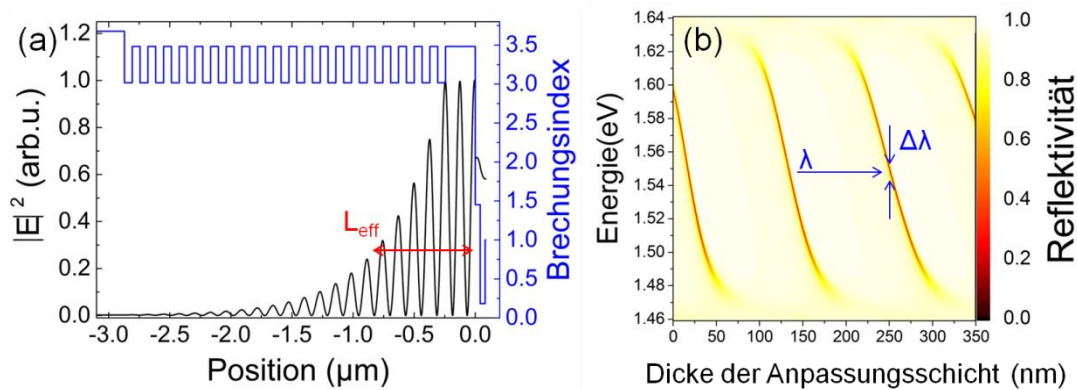


Abbildung 2.5 (a) Die vorgestellte Struktur der Tamm-Plasmonen besteht aus einem unteren Bragg-Spiegel mit 20,5 Schichtpaaren (AlGaAs/AlAs), einer Anpassungsschicht, sowie einem Metallspiegel aus 40nm Gold. 40nm SiO₂ zwischen der Anpassungs- und der Goldschicht dienen als Isolationsschicht. Der Aufbau der Struktur ist anhand des Verlaufs des Brechungsindex (blau) verdeutlicht. Für die in (b) gezeigte Länge der Anpassungsschicht von 250nm sind die Berechnungen zur Feldverteilung durchgeführt. In der Anpassungsschicht sind drei Feldmaxima zu sehen. (b) Die farblich kodierte Karte zeigt Reflexionsspektren der Tamm-Plasmonen Struktur, wobei die Länge der AlGaAs-Anpassungsschicht variiert wird. Exemplarisch für eine Dicke der Anpassungsschicht von 250nm ist die Resonanz der Mode λ , sowie deren Breite $\Delta\lambda$ gezeigt.

Der grundsätzliche Unterschied zwischen der Struktur der Tamm-Plasmonen und einer Mikrokavität liegt in der kürzeren effektiven Länge der Struktur der Tamm-Plasmonen. Auf der anderen Seite betragen die erwarteten Q-Faktoren einer solchen Struktur zwischen 100 und 700 [32, 60], verglichen mit mehr als 100 000 für die Mikrokavität [24].

2.3 Licht-Materie-Wechselwirkung

Nachdem der elektronische Einschluss von Exzitonen im Quantenfilm (Kapitel 2.1.2) und die Möglichkeiten optische Moden auf kleine Volumina zu begrenzen (Kapitel 2.2) diskutiert wurden, liegt es nahe, beides zu kombinieren. In entsprechenden Bauteilen werden die Quantenfilme in den Feldmaxima der optischen Mode platziert. Neben der lokalen Position der Quantenfilme müssen für einen effektiven Energietransfer die energetische Lage der optischen Mode (Licht) und die der Exzitonen in den Quantenfilmen (Materie) aufeinander abgestimmt werden.

Diese Bauteile sind Schlüsselkomponenten in einer ganzen Reihe von photonischen und optoelektronischen Anwendungen [1, 12, 11, 4]. Durch eine genügend hohe Reflektivität der Bragg-Spiegel (Gleichung (2.3)) wird Laseremission bei kleinen Schwellen ermöglicht [6]. Im Regime der schwachen Kopplung führt der Resonator, den die Mikrokavität oder die Struktur der Tamm-Plasmonen darstellt, zu einer erhöhten Rate der spontanen Emission durch Rekombination der Quantenfilm Exzitonen im Resonator [2]. Werden Photonen durch einen großen Qualitäts-Faktor genügend lange auf das Volumen des Resonators beschränkt, können im Regime der starken Kopplung quantenelektrodynamische Effekte wie die Ausbildung von Polaritonen beobachtet werden [16].

2.3.1 Laseremission

Eine Schlüsselkomponente in der modernen Informationstechnologie ist der VCSEL (engl.: vertical-cavity surface-emitting laser) [1]. Dabei bilden die beiden Bragg-Spiegel, die die Kavitätsschicht umschließen, den Resonator des Lasers. Quantenfilme in der Kavitätsschicht dienen als aktives Medium [6].

Anhand eines einfachen Ratenmodells [65, 66] lässt sich die Leistungskennlinie eines Lasers herleiten [65]. Dabei werden die Quantenfilme als 2-Niveau-System betrachtet:

$$p = \frac{\Gamma_c}{\beta} (1 + 2\xi + 2\beta(\bar{n} - \xi)) \frac{\bar{n}}{1 + 2\bar{n}} \quad (2.11)$$

Für die Zuordnung der Parameter gilt: p Pumprate der Quantenfilm-Exzitonen, Γ_c Auskoppelrate der Kavität, ξ mittlere Anzahl der spontan emittierten Photonen, wenn das aktive Medium transparent wird, \bar{n} mittlere Photonenzahl im Resonator und β ist der Anteil der spontan emittierten Photonen, die in die Kavitätsmode eingespeist werden. In Abbildung 2.6 ist der Aufbau eines VCSELs sowie die Eingangs-Ausgangs-

Charakteristik (Gleichung (2.11)) für verschiedene β -Faktoren gezeigt. Ein VCSEL besteht aus zwei Bragg-Spiegeln, die eine Kavitätsschicht mit einem oder mehreren Quantenfilmen umschließen (siehe Abbildung 2.6 (a)). Für eine elektrische Injektion der Ladungsträger in die aktive Schicht sind die Bragg-Spiegel entsprechend dotiert. Die Feldverteilung der stehenden optischen Welle ist in Analogie zur Mikrokavität (siehe Abbildung 2.4 (a)) gezeigt. Entsprechend der Betrachtung der Verlust- und Gewinnraten [66] zeigt Abbildung 2.6 (b) die daraus resultierenden Eingangs-Ausgangs-Charakteristik (Gleichung (2.11)) für verschiedene Werte von β . Die Eingangsleistung steigt bis zur Laserschwelle proportional zur Ausgangsleistung (welche direkt proportional zur mittleren Anzahl der Photonen im Resonator \bar{n} ist). An der Laserschwelle nimmt die Ausgangsleistung überproportional zu. Dieser Anstieg, d.h. die Laserschwelle, ist bei sonst gleichen Parametern ξ und Γ_c stark von dem Anteil der spontan emittierten Photonen abhängig, die in die Kavität eingespeist werden (β -Faktor). Für eine möglichst kleine Laserschwelle sind ein großer β -Faktor [27], ein großer Purcell-Faktor F_P und damit ein kleines Modenvolumen günstig.

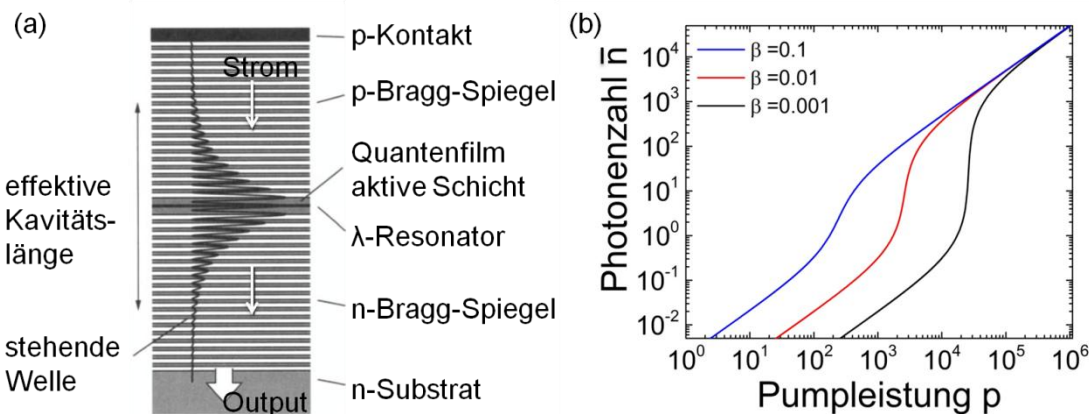


Abbildung 2.6 (a) Aufbau eines elektrisch betriebenen VCSEL. Die Struktur besteht aus dotierten (p- und n-) Bragg-Spiegeln, die den intrinsischen Resonator mit dem Quantenfilm umschließen. Die Dotierung ist für eine effektive Ladungsträgerinjektion in die aktive Schicht notwendig. Zudem ist wie in Abbildung 2.4 (a) die Feldverteilung der stehenden Welle (optischen Mode) gezeigt (entnommen aus [6]). (b) Eingangs- Ausgangs-Charakteristik eines VCSELs für verschiedene β -Faktoren. Die Ausgangsleistung nimmt zunächst proportional zur Pumpleistung zu. An der Laserschwelle steigt die Ausgangsleistung dann überproportional bis sie im Laserbetrieb wieder proportional zur Pumpleistung ist.

Die Realisierung eines Lasers mit kleiner Laserschwelle aufgrund eines minimalen Modenvolumens ist Ziel dieser Arbeit. Gleichung (2.12) gibt den Zusammenhang zwischen β - und Purcell-Faktor F_P wieder [1]:

$$\beta \approx \frac{F_P}{F_P + 1} \quad (2.12)$$

Der Purcell-Faktor ist ein Maß dafür, wie stark die Wahrscheinlichkeit spontaner Emission durch die Anwesenheit eines Resonators erhöht ist [2] und wird im folgenden Abschnitt genauer diskutiert.

2.3.2 Schwache Kopplung

Die Rate der spontanen Emission kann erhöht werden, indem man die Quelle (Atom, Exziton) in einem Resonator platziert [2, 3]. Ist der Übergang, z.B. bei der Rekombination von Quantenfilm-Exzitonen, resonant mit der Kavitätsmode des Resonators, gibt der Purcell-Faktor (Gleichung (2.17)) an, wie stark die Rate erhöht wird. Grund dafür ist die photonische Zustandsdichte, die im Vergleich zum Vakuum im Resonator erhöht ist [13]. Das wird bei Betrachtung von Fermis goldener Regel für die Zerfallsrate $1/\tau$ deutlich [67, 68]. Für den Fall eines elektrischen Dipols \mathbf{d} , der zum Zeitpunkt t am Ort \mathbf{r} mit dem Lichtfeld $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ wechselwirkt, gilt:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar^2} |\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r},t)|^2 \rho(\omega_e) \quad (2.13)$$

Dabei gibt $\rho(\omega_e)$ die photonische Zustandsdichte bei der Energie $\hbar\omega_e$ des Emitters an. Im Fall des Vakuums beträgt die photonische Zustandsdichte $\rho_V(\omega)$:

$$\rho_V(\omega) = \frac{\omega^2 n^3}{\pi^2 c^3} \quad (2.14)$$

In einem einmodigen Resonator mit Resonanzfrequenz ω_c , spektraler Breite $\Delta\omega_c$ und dem Modenvolumen V_{Mode} beträgt die Zustandsdichte $\rho_R(\omega)$ nach [13]:

$$\rho_R(\omega) = \frac{2}{\pi V_{\text{Mode}}} \frac{\Delta\omega_c}{4(\omega - \omega_c)^2 + \Delta\omega_c^2} \quad (2.15)$$

Aus dem Vergleich der beiden Zerfallsraten im Vakuum $1/\tau_V$ und im Resonator $1/\tau_R$ ergibt sich dann:

$$\frac{\tau_V}{\tau_R} = F_P \frac{\Delta\omega_c^2}{4(\omega - \omega_c)^2 + \Delta\omega_c^2} \frac{|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2}{|E_{\text{max}}|^2} \left(\frac{\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})}{d E} \right)^2 \quad (2.16)$$

Daraus resultiert der Purcell-Faktor

$$F_P = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda}{n_{\text{cav}}} \right)^3 \frac{Q}{V_{\text{eff}}} \quad (2.17)$$

Dabei sind λ die Wellenlänge der Lasermode, n_{cav} der Brechungsindex in der Kavitätsschicht, Q der Q-Faktor der Mikro kavität und V_{eff} das effektive Modenvolumen der Kavität. Der zweite Term in Gleichung (2.16) ist ein Ergebnis der Zustandsdichte des einmodigen Resonators. Er gibt an, wie sich die spektrale Verstimmung zwischen

Resonatormode und dem Übergang des Emitters auswirkt. Der dritte und vierte Term sind ortsabhängig und beschreiben die Auswirkungen einer möglichen lokalen Fehlplatzierung und die relative Ausrichtung des Dipolmoments der Exzitonen zur Polarisation der optischen Mode.

Bei dieser Herleitung (nach [13]) und der Betrachtung der Zerfallszeiten spielt die abermalige Absorption eines emittierten Photons durch den Emitter keine Rolle. Dieser Effekt darf aber nicht vernachlässigt werden, wenn es für das Photon wahrscheinlicher ist, erneut vom Emitter absorbiert zu werden als den Resonator zu verlassen.

2.3.3 Starke Kopplung

Man spricht vom Regime der starken Kopplung, wenn der Energieaustausch zwischen der optischen Mode eines Resonators und einem Emitter in jenem Resonator schneller stattfindet als der Zerfall oder die Dekohärenz der optischen Mode oder des Emitters [55]. In dem Fall einer Mikrokavität mit Quantenfilmen, die in den Feldmaxima der optischen Mode platziert sind, lässt sich das Problem in zweiter Quantisierung unter Berücksichtigung der „Rotating Wave Approximation“ [68] wie folgt formulieren:

$$\hat{H}_{pol} = \hat{H}_{cav} + \hat{H}_{exc} + \hat{H}_{ww} \quad (2.18)$$

mit den entsprechenden Hamilton-Operatoren:

$$\hat{H}_{cav} = \sum E_{cav} \hat{a}^\dagger_{k_{\parallel}} \hat{a}_{k_{\parallel}} \quad (2.19)$$

$$\hat{H}_{exc} = \sum E_{exc} \hat{b}^\dagger_{k_{\parallel}} \hat{b}_{k_{\parallel}} \quad (2.20)$$

$$\hat{H}_{ww} = \sum g_0 (\hat{a}^\dagger_{k_{\parallel}} \hat{b}_{k_{\parallel}} + \hat{a}_{k_{\parallel}} \hat{b}^\dagger_{k_{\parallel}}) \quad (2.21)$$

Dabei sind $\hat{a}^\dagger_{k_{\parallel}}$, $\hat{a}_{k_{\parallel}}$ ($\hat{b}^\dagger_{k_{\parallel}}$, $\hat{b}_{k_{\parallel}}$) der Erzeugungs- und Vernichtungsoperator eines Photons (Exzitons) mit der Energie E_{cav} (E_{exc}). Der Wechselwirkungsoperator \hat{H}_{ww} gibt an, dass ein Exziton erzeugt/vernichtet und ein Photon vernichtet/erzeugt wird. Die Stärke dieser Wechselwirkung ist durch die Kopplungskonstante g_0 beschrieben. Ist diese größer als die Differenz der Auskoppelrate der optischen Mode aus dem Resonator γ_{cav} und der Zerfallsrate des Exzitons in einen nicht-radiativen Kanal oder in eine andere Mode γ_{exc} [55], befindet sich das System im Regime der starken Kopplung:

$$g_0 > \frac{1}{2}(\gamma_{cav} - \gamma_{exc}) \quad (2.22)$$

Die Diagonalisierung des Hamilton-Operators [69] führt zu zwei neuen Eigenzuständen, die oberes und unteres Polariton genannt werden. Eine Gegenüberstellung der Dispersi-

onen der Polariton-Zustände im Vergleich zu den ursprünglichen Moden des Exzitons und Photons sind in Abbildung 2.7 dargestellt.

In Abbildung 2.7 (a) ist die Verstimmung Δ der Kavitätsmode E_{cav} gegenüber der Mode des Exzitons E_{exc} sowie die Polariton-Zustände E_{UP} und E_{LP} gezeigt. Im Regime der schwachen Kopplung (gestrichelte Linie) kreuzen beide Moden (E_{cav} und E_{exc}) im Fall der Resonanz. Ist die Wechselwirkung zwischen beiden Zuständen stark genug (Gleichung (2.22)), zeigt sich im Regime der starken Kopplung ein antkreuzendes Verhalten der Polariton-Zustände. Der minimale Abstand der beiden Zustände heißt Rabi-Aufspaltung und ist proportional zur Kopplungsstärke g_0 . Zu großen Verstimmungen hin nähert sich die Dispersion der Polaritonen den Dispersionen der ursprünglichen Teilchen (Exziton und Photon) an. Die Dispersionen des oberen (blau) und unteren Polaritons (rot) sind in Abbildung 2.7 (b) zu sehen.

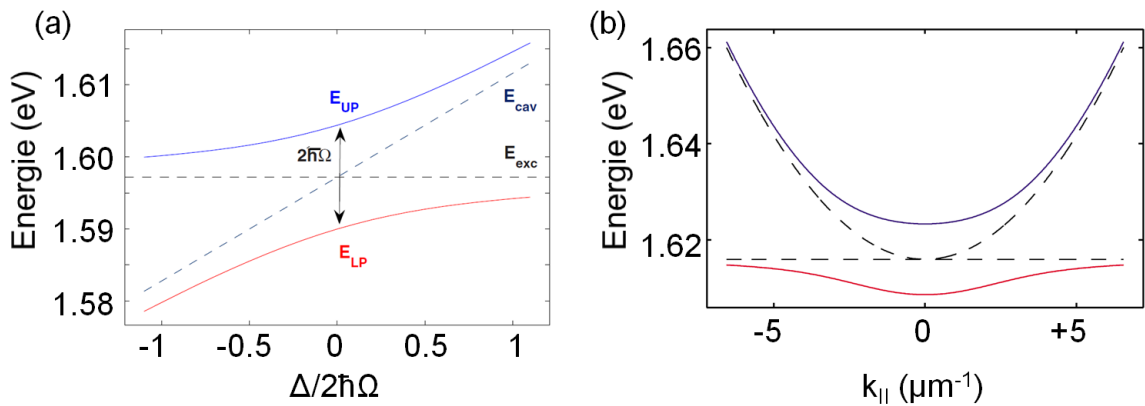


Abbildung 2.7 (a) Gezeigt sind Simulationen zum Regime der starken Kopplung. Die Kavitätsmode E_{cav} wird darin energetisch gegenüber dem Exziton E_{exc} verschoben. Im Regime der schwachen Kopplung kreuzen sich die beiden Moden, während im Regime der starken Kopplung die neuen Eigenzustände des oberen (E_{UP} , blau) und unteren (E_{LP} , rot) Polaritons antkreuzen. Der minimale Abstand der Polaritonen heißt Rabi-Aufspaltung $2\hbar\Omega$ und ist proportional zur Kopplungsstärke g_0 der Wechselwirkung zwischen Exziton und Photon (entnommen aus [55]). (b) Photon und Exziton zeigen eine parabolische Dispersion in der Ebene des Quantenfilms (gestrichelte Linie). Aufgrund der Masse der Teilchen wirkt die Dispersion des Exzitons in dem gegebenen Ausschnitt nahezu konstant. Die Dispersion der Polariton-Eigenzustände ähneln bei großen Impulsen denen der ursprünglichen Zustände. Bei kleinen Impulsen $k_{||}$ wird der Unterschied deutlich. Hier ähnelt die Krümmung in beiden Fällen (oberes Polariton, blau und unteres Polariton, rot) der des Photons. Entsprechend der Krümmungen der Dispersion handelt es sich bei den Polaritonen um sehr leichte Teilchen ($\sim 10^{-5}m_e$) (entnommen aus [55]).

Für große Impulse, d.h. auch für große Verstimmungen von Exziton und Photon, nähern sich die Dispersionen den quadratischen Dispersionen von Exziton und Photon an. In dem gegebenen Ausschnitt erscheint die Dispersion des Exzitons aufgrund dessen großer Masse nahezu konstant. Im Bereich kleiner Impulse wird der Unterschied zwischen dem Regime schwacher und dem Regime starker Kopplung deutlich. Zudem zeigen die

Krümmungen der Dispersionen, dass die Massen der Polaritonen gering ist ($\sim 10^{-5}m_e$). Diese und auch der Verlauf der Dispersion, sowie weitere Eigenschaften der Polaritonen sind Funktionen der Verstimmung der ursprünglichen Moden. Das macht die Polaritonen zu vielseitig einsetzbaren Quasiteilchen [22, 70, 71].

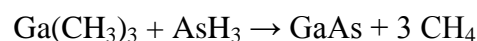
3 Herstellung und Charakterisierung

In diesem Kapitel soll kurz der Aufbau und die Funktionsweise der wichtigsten Geräte zur Probenherstellung und –untersuchung dargestellt werden. Wichtig ist hier die Molekularstrahlepitaxie-Anlage, mit der die planaren Strukturen gewachsen werden. Anschließend werden aus den Strukturen die Bauteile mittels Elektronenstrahlolithographie und chemischer Prozessierung gefertigt. Dazu gehört auch das Aufdampfen oder Sputtern von Kontakten oder Ätzmasken. Diese Technologie ist etabliert [72, 73] und wurde im Rahmen der Arbeit angewandt und nicht optimiert oder systematisch variiert. Die Galliumarsenid/Luft-Strukturen müssen nach dem nasschemischen Ätzprozess vorsichtig getrocknet werden. Dafür wird eine Anordnung für Sublimationstrocknung vorgestellt. Zuletzt werden die Messaufbauten der Photolumineszenz-Spektroskopie beschrieben. Der Messplatz ermöglicht es, die Photolumineszenz winkelaufgelöst zu betrachten. Zudem kann die Anregung und Detektion positionsaufgelöst untersucht werden.

3.1 Molekularstrahlepitaxie-Anlage

Die Proben dieser Arbeit werden auf dem GaAs-Materialsystem hergestellt. Für die Herstellung solcher Proben bieten sich grundsätzlich zwei Möglichkeiten:

- die metallorganische Gasphasenepitaxie [74, 75], eine Untergruppe der chemischen Gasphasenepitaxie [76]. Bei dieser Methode werden metallorganische Verbindungen (gasförmig!) der zu wachsenden Materialien in einem laminaren Strom über das beheizte Substrat geleitet. Dort findet die chemische Umsetzung und das Wachstum statt:



- die Molekularstrahlepitaxie [77, 78, 79, 9]. Hier wird das Material in jeweils separaten Zellen/Tiegeln erhitzt und so verdampft. Über eine Blende kann der Molekularstrahl auf das Substrat freigegeben werden. Dort findet wiederum das Wachstum durch Anlagerung statt.

Mit beiden Methoden können epitaktische Schichten hoher Reinheit und Präzision hergestellt werden. Der Unterschied beider Methoden liegt vor allem im Prozessdruck während des Wachstums. Im Fall von Galliumarsenid liegt dieser bei der metallorgani-

schen Gasphasenepitaxie bei $p_{\text{MOVPE}}=10\text{-}100\text{mbar}$ und ist durch die Partialdrücke der Pro- und Edukte (CH_4) bestimmt. Bei der Molekularstrahlepitaxie beträgt dieser $p_{\text{MBE}}=10^{-9}\text{-}10^{-7}\text{mbar}$ und ist durch den Partialdruck von Arsen gegeben. Hier liegt der für diese Arbeit wesentliche Vorteil der Molekularstrahlepitaxie. Der Einfluss und Einbau von Fremdatomen ist aufgrund des minimierten Prozessdruckes (wegen der unterschiedlichen Ausgangsstoffe) deutlich geringer. Fremdatome im Kristallgitter (z.B. Kohlenstoff) können zu Rekombinationszentren oder Störstellen führen [80, 81, 82], die letztendlich unerwünschte Spektrallinien oder schlechtere Effizienz der Bauteile zur Folge haben.

3.1.1 Vakuumsystem

Das Vakuumsystem (Abbildung 3.1 (a)) besteht aus mehreren Segmenten, die jeweils separat gepumpt werden. In der Ladekammer wird der neue Wafer in das System eingeschleust. Gepumpt wird diese mit einer Kombination aus Drehschieber- und Turbomolekularpumpe [83, 84]. Um Kontamination des Vakuumsystems von Beginn an zu minimieren, kann die Ladekammer über zwei Infrarotlampen auf 200°C aufgeheizt werden. Damit kann vor allem Wasser aus der Kammer entfernt werden. Danach wird der Wafer in die Ausheizstation gebracht. Gepumpt wird diese Kammer ebenfalls über eine Kombination aus Drehschieber- und Turbomolekularpumpe. Hier wird der Wafer und dessen Halter auf 400°C erhitzt, um Verunreinigungen zu entfernen. Während der Restdruck in Ladekammer und Ausheizstation je nach Status (Temperatur, Zeit zur letzten Belüftung) im günstigsten Fall 10^{-8}mbar beträgt, beginnt nach diesen beiden Kammern der „saubere“ Bereich der Anlage. Die verwendeten Pumpen im Bereich der Lager- und Wachstumskammer sind Sorptions- und Kryopumpen [83, 85]. Diese binden Restgasatome und haben im Betrieb keine Verbindung zur Atmosphäre. Mit diesen Pumpen erreichen Lagerkammer und die Wachstumskammer im Standby einen Druck bis zu 10^{-10}mbar . Die Funktionen der Lagerkammer sind zum einen ausgeheizte Wafer für den Wachstumsprozess bereitzuhalten, zum anderen als Puffer zwischen Ausheizstation und Wachstumskammer Kontamination letzterer zu minimieren. Gepumpt wird die Wachstumskammer über eine Kryopumpe, eine separate LN_2 Kühlfalle und eine Ionengetterpumpe.

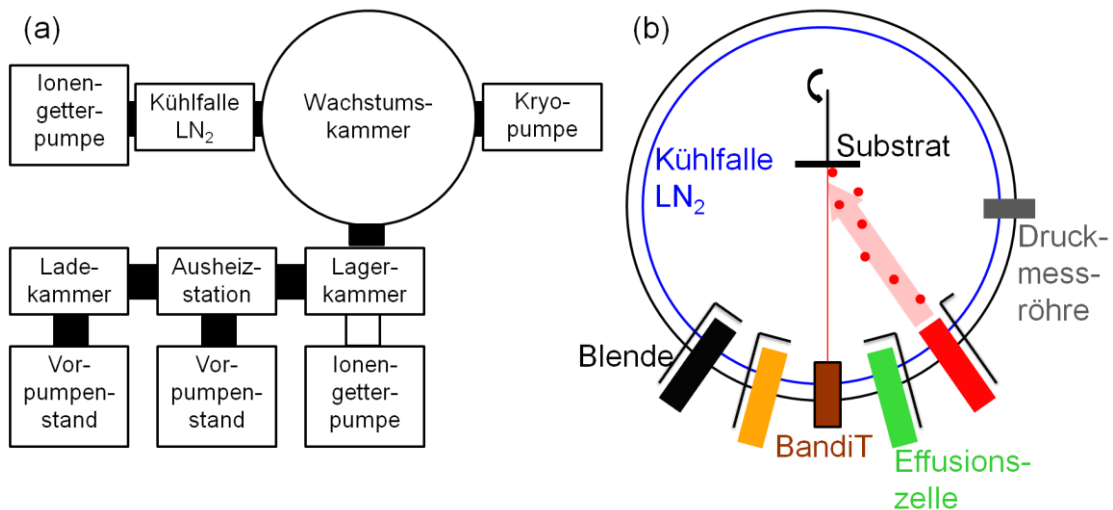


Abbildung 3.1 (a) Vakuumsystem der verwendeten Molekularstrahlepitaxie-Anlage. Die schwarz gefüllten Verbindungsstücke stellen Ventile dar. Ein neuer Wafer wird über die Ladekammer in das System eingeschleust. Über die Ausheizstation und die Lagerkammer kann dieser dann in die Wachstumskammer gebracht werden. Diese wird über eine Kryopumpe, eine Kühlfalle mittels flüssigen Stickstoffs (LN₂) und eine Ionengetterpumpe gepumpt. Um Kontamination der Anlage (z.B. durch Wasser) zu minimieren, kann der Wafer in der Ladekammer (200°C) und der Ausheizstation (400°C) ausgeheizt werden. Zudem ist jedes Segment über eine eigene Pumpe bzw. eigenes Pumpensystem gepumpt. (b) Schema einer Wachstumskammer. Diese besteht aus mehreren Effusionszellen, in denen verschiedene Elemente verdampft oder sublimiert werden. Ist die Zelle auf Wachstumstemperatur und die Blende (rote Zelle) geöffnet, trifft der Molekularstrahl auf das beheizte Substrat (3“). Die Temperaturkontrolle erfolgt über ein Thermoelement an der Rückseite des Substrates und an der Oberfläche der Probe über ein Messsystem, das die temperaturabhängige Bandlücke des Substrates bestimmt. Um den thermischen Einfluss der beheizten Zellen zu reduzieren, befindet sich im Inneren der Anlage eine LN₂ gespülte Kühlfalle.

3.1.2 Wachstumskammer

In Abbildung 3.1 (b) ist ein Schema der Wachstumskammer gezeigt. Im Zentrum der Kammer befindet sich das Substrat (3“ Wafer). Dieses rotiert während des Wachstums um die eigene Achse, um die inhomogenen Strahlprofile der Effusionszellen und deren Anordnung auszugleichen. Da die Wachstumstemperatur des Substrates der wichtigste Parameter für die Kontrolle des Wachstumsprozess ist, wird diese über zwei separate Systeme kontrolliert: zum einen wird die Temperatur auf der Rückseite des Substrates über ein Thermoelement aufgezeichnet, zum anderen wird über Reflexionsmessungen die temperaturabhängige Bandlücke [86] des Substrates bestimmt (BandiT-System). Mit dem gleichen System (BandiT) kann auch die vom Substrat emittierte Schwarzkörperstrahlung ausgewertet werden. Welche der drei Temperaturen (Bandlücke über Reflexi-

on oder Schwarzkörperstrahlung, Thermoelement) verlässlicher ist, hängt vom Temperaturbereich, dem verwendeten Substrat oder der gewachsenen Schichtfolge ab [87, 88, 89] und wird entsprechend den Anforderungen gewählt.

Neben dem Substrat und der Kontrolle der Wachstumstemperatur sind die Materialien in den acht Effusionszellen essentiell für das Wachstum. Bei der verwendeten Anlage stehen als Gruppe III Elemente 2x Gallium, 2x Aluminium, und 1x Indium zur Verfügung. Als Gruppe V Element wird Arsen in einem Feststoffcracker angeboten. Ein Kohlenstofffilament und Beryllium (Doppelzelle, erster Tiegel) dienen als p-Dotierstoffe, Silizium (Doppelzelle, zweiter Tiegel) dient als n-Dotierstoff. Die Effusionszellen sind verschiedener Ausführung und an das Element oder die Anforderungen des Wachstums angepasst [90]. Für das Wachstum wird das Material in den Tiegeln der Effusionszellen erhitzt. Die Tiegel bestehen aus pyrolytischem Bornitrid, was aufgrund seiner hohen thermischen Stabilität und chemischen Inaktivität für den Einsatz im Ultrahochvakuum geeignet ist [91, 92]. Die Temperatur der Effusionszellen wird über Thermolemente an der Außenwand des Tiegels gemessen. Kontrolliert wird die Temperatur über den PID-Regelkreis eines 2604 Eurotherm-Reglers. Um den thermischen Eintrag der Effusionszellen, die im Betrieb zwischen 700°C und 1300°C heiß sind, zu verringern sind die meisten davon wassergekühlt. Zusätzlich, und um Desorption von der Wand der Wachstumskammer zu vermeiden, befindet sich im Inneren der Kammer eine LN₂ Kühlfalle.

3.1.3 Epitaktischer Wachstumsprozess

Der epitaktische Wachstumsprozess des GaAs-Materialsystems ist sorgfältig untersucht [40, 39] und kann durch verschiedene empirische Modelle beschrieben werden [9, 93]. Sind die Gitterkonstanten der zu wachsenden Materialien annähernd gleich, so findet das Wachstum Schicht für Schicht [94, 95, 96] statt. Das gilt für GaAs, Al_xGa_{1-x}As ($0 \leq x \leq 1$) [10] sowie eingeschränkt für In_xGa_{1-x}As ($0 \leq x \leq \text{ca. } 0,2$) [37]. Grundlage des Wachstums ist dabei jeweils ein Zusammenspiel aus Materialangebot, Adsorption, Migration und Desorption, bis das entsprechende Atom schließlich in den Kristall eingebaut wird.

Das Materialangebot der Gruppe III Elemente ist im Wesentlichen durch die Temperatur der Effusionszellen gegeben [97, 90]. Die Temperatur der Zellen wird der gewünschten Wachstumsgeschwindigkeit (ca. 1µm/h – 1,5µm/h) und der Materialzusammensetzung (z.B. für Al_{0,2}Ga_{0,8}As) angepasst. Zwei Aspekte sorgen für ein lokal unter-

schiedliches Materialangebot: zum ersten die Anordnung der Zellen (um das Substrat), was durch die Rotation des Substrates ausgeglichen wird. Zum zweiten führt das Strahlprofil des Molekularstrahls zu einem hier gewünschten Schichtdickengradienten vom Zentrum hin zum Rand des Substrates [98]. Diese Abhängigkeit ist durch die Anlagengeometrie, d.h. die Form des Tiegels und dem Abstand und dem Winkel zum Substrat, gegeben [98]. Das Gruppe V Element Arsen wird durch einen Mark IV Cracker angeboten. Diese spezielle Zelle ermöglicht es, das Angebot von As_4 oder durch thermische Aufspaltung As_2 einzustellen.

Adsorption, Migration und Desorption sind stark temperaturabhängige Prozesse. Für das Wachstum von AlGaAs beträgt die Substrattemperatur zwischen 570°C und 590°C , für das Wachstum von InGaAs zwischen 500°C und 520°C . Die Haftkoeffizienten der Gruppe III Elemente sind in diesem Temperaturbereich annähernd eins [9], Arsen hingegen hat einen sehr geringen Haftkoeffizienten [99, 100]. Deshalb wird das Wachstum durch den Fluss der Gruppe III Elemente bestimmt, während Arsen im Überangebot vorliegt und die offenen Bindungen gerade eingebauter Gruppe III Atome absättigt. Die Gruppe III Elemente treffen also auf das Substrat und bleiben mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit haften (Adsorption). Von dort bewegen sie sich auf der Oberfläche (Migration), bis sie entweder einen geeigneten Platz für den Einbau in den Kristall gefunden haben oder desorbieren. Im Fall des Schichtwachstums liegt dieser geeignete Platz meist an Stufen, weil hier mehr Bindungspartner zur Verfügung stehen. Bei entsprechender Migrationslänge werden so bevorzugt Monolagen aufgefüllt, das Wachstum findet Schicht für Schicht statt.

Eine komplette Struktur, wie sie in der Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme zur Theorie des VCSELs in Abbildung 2.6 (a) zu sehen ist, entsteht durch zyklisches Öffnen der entsprechenden Blenden. Die Blenden bleiben so lange geöffnet bis die Schichtdicke der gerade zu wachsenden Schicht (GaAs, AlGaAs oder InGaAs) erreicht ist. Das Wachstum einer kompletten Struktur, wie sie in dieser Arbeit hergestellt wird, dauert zwischen 4h und 6h.

3.2 Lithographie

Nach dem epitaktischen Wachstum werden aus dem planaren, bewachsenen Wafer Probenstücke gespalten, die der Grundcharakterisierung dienen. Dazu gehören die Bestimmung der Defektdichte der Oberfläche, die Bestimmung der Schichtdicken und damit verbunden der photonischen Resonanz der Struktur, die Bestimmung der radialen Abhängigkeit der Schichtdicken (siehe Abschnitt 3.1.3), der Aluminiumkonzentration der aluminiumhaltigen Schichten und die Emission der Quantenfilme. Aus der radialen Abhängigkeit der photonischen Resonanz lässt sich die Position auf dem Wafer ermitteln, welche die richtige Verstimmung der photonischen Resonanz zu der spektralen Position der Quantenfilme aufweist. Die Verschiebung der spektralen Position der Quantenfilme aufgrund des Schichtdickengradienten ist im Rahmen von Monolagenfluktuationen hier zu vernachlässigen. Ein entsprechendes Probenstück (11mm x 10mm) wird für die Herstellung der Bauteile genutzt.

Zur Definition von Mustern auf der Probenoberfläche standen zwei Verfahren zur Verfügung: die optische Lithographie [101] sowie die Elektronenstrahlithographie [102]. Die Abmessungen der kleinsten zu belichtenden Strukturen in dieser Arbeit betragen 2µm. Unter diesem Gesichtspunkt sind beide Methoden geeignet. Dennoch wurde hier die Elektronenstrahlithographie genutzt. Grund dafür ist, dass im Rahmen der Entwicklung der Bauteile Abmessungen variiert, geändert und angepasst werden müssen. Hier ist die Elektronenstrahlithographie flexibler, da sich das Programm für die Belichtung leicht anpassen lässt. In der optischen Lithographie kommen Masken zum Einsatz, die für gewünschte Abwandlungen stets neu produziert werden müssen.

Eine Übersicht des lithographischen Prozesses ist in Abbildung 3.2 gezeigt. In diesem Fall ist der Ausgangspunkt des Prozesses die planare epitaktisch gewachsene Struktur (10mm x 11mm Probenstück) auf die SiO₂ aufgesputtert wurde. Auf das SiO₂ wird anschließend in einer Lackschleuder der Positivlack Polymethylmethacrylat (PMMA) aufgebracht. Dieser wird ausgebacken und anschließend mittels Elektronenstrahlithographie belichtet. Die Anlage nutzt einen ZrO/W Schottky-Emitter und eine Beschleunigungsspannung von 100kV. Das erreichbare Auflösungsvermögen liegt im Bereich von 10nm und ist deutlich kleiner als die zu belichtenden Strukturen [103] dieser Arbeit. Nach der Belichtung kann der Lack entwickelt und die belichteten Stellen entfernt werden. Das Muster kann im chemischen Prozess in die Ätzmaske (z.B. SiO₂) und den Halbleiter übertragen werden.

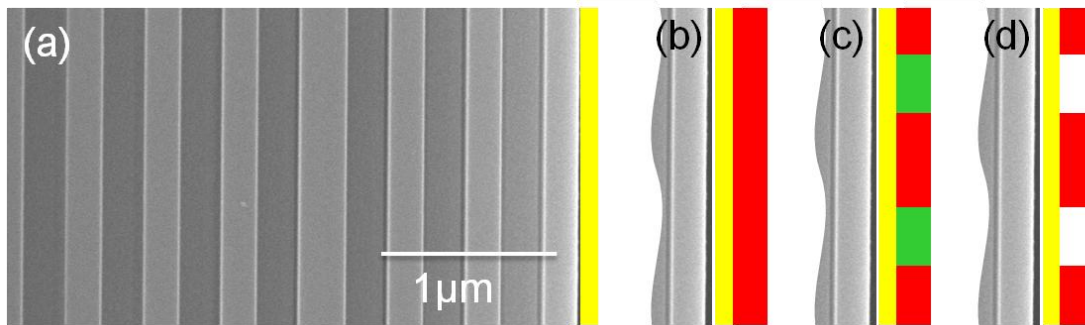


Abbildung 3.2 (a) Die Aufnahme zeigt die Seitenansicht einer epitaktisch gewachsenen Struktur. Ausgangspunkt zur Definition von Mustern auf der Probenoberfläche ist die planare Struktur, auf der SiO_2 (gelbe Schicht) aufgesputtert wurde. (b) In der Lackschleuder wird der Positivlack Polymethylmethacrylat (PMMA, hier rot dargestellt) homogen auf das SiO_2 aufgebracht und anschließend ausgebacken. (c) Mittels Elektronenstrahlolithographie werden Muster belichtet, die hier durch die grünen Flächen dargestellt sind. (d) Nach der Belichtung wird der Lack entwickelt, d.h. die belichteten Stellen entfernt. Anschließend kann das Muster im chemischen Prozess auf die Ätzmaske (SiO_2) und den Halbleiter übertragen werden.

3.3 Depositions- und Ätzverfahren

In diesem Kapitel sollen die Verfahren vorgestellt werden, die für eine vollständige Prozessierung der Bauteile nötig sind. Dazu gehören die zwei Depositionsverfahren Sputtern und thermisches Aufdampfen, sowie verschiedene Ätzverfahren, um das durch Elektronenstrahlolithographie definierte Muster in den Halbleiter zu übertragen.

3.3.1 Sputtern

Ein schematischer Aufbau der verwendeten Sputteranlage [104] ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Die Anlage besteht aus einer Ladekammer, in der die Proben in die Hauptkammer transferiert werden. In der Hauptkammer stehen sich Target und Probe bzw. Substrat gegenüber. Hinter dem Target befindet sich die Kathode auf negativem Potential, auf welche die Argon-Ionen des Plasmas beschleunigt werden. Die dabei erreichte kinetische Energie der Argon-Ionen reicht aus, um Atome/ Moleküle aus dem Target herauszubringen, die sich dann an der Probe anlagern. Die Wachstumsrate beträgt ca. 0,1nm/s und wird in situ über die Resonanzfrequenz eines Quarzkristalls [105] bestimmt. Um den thermischen Eintrag durch den Beschuss des Targets mit den Argon-Ionen zu minimieren ist dieses wassergekühlt. Die Argon-Ionen entstehen durch Stoßionisation von Argon-Atomen mit Elektronen. Um die Effizienz dieses Prozesses zu verstärken, werden die Elektronen über NdFeB-Magneten, die sich hinter der Kathode befinden, auf Kreisbahnen gezwungen. Der Prozessdruck des Plasmas (Argon) während des Sputterns beträgt ca. $3 \cdot 10^{-3}$ mbar.

Ein Problem bei dem hier vorgestellten DC-Magnetron-Sputtern ergibt sich, falls das Target-Material ein Isolator ist. Mit fortschreitendem Prozess lädt sich das Target durch den Beschuss mit Argon-Ionen auf und kompensiert die angelegte Spannung. Der Prozess kommt zum Stillstand. Dieses Problem kann durch ein hochfrequentes Wechselfeld (\approx MHz) vermieden werden. Durch die hohe Frequenz des Wechselfeldes können nur die leichten Elektronen des Plasmas diesem folgen und laden beim Auftreffen auf das SiO₂-Target dieses negativ auf. Die positiv geladenen Argon-Ionen werden auf das Target beschleunigt und gleichen die negative Ladung der Elektronen aus. Man spricht von Hochfrequenzsputtern. Da das Material durch Ionenbeschuss abgetragen wird, lassen sich auch Materialien mit sehr hohem Schmelzpunkt (z.B. Wolfram) deponieren. Des

Weiteren werden im Vergleich zum thermischen Aufdampfen bessere Kantenbedeckung und kompaktere und homogenere Schichten erzielt [106, 107].

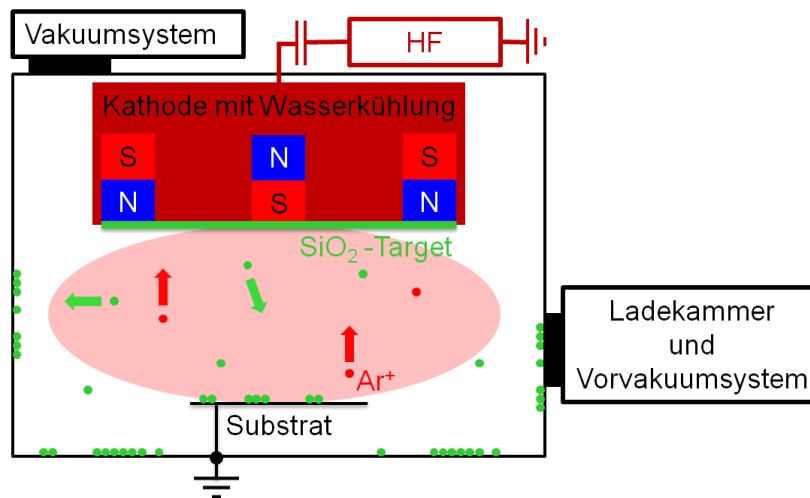


Abbildung 3.3 Über die Ladekammer werden die Proben in die Hauptkammer der verwendeten UHV-Magnetron-Sputteranlage [104] geschleust. In der Hauptkammer befindet sich die Kathode (SiO_2 -Target) gegenüber der Substratfläche, auf der die Probe montiert ist. Durch die hohe Frequenz des Wechselfeldes HF können nur die leichten Elektronen des Plasmas diesem folgen und laden beim Auftreffen auf das SiO_2 -Target dieses negativ auf. Die positiv geladenen Argon-Ionen werden auf das Target beschleunigt und gleichen die negative Ladung der Elektronen aus. Um den thermischen Eintrag durch den Beschuss des Targets zu minimieren, ist dieses wassergekühlt. Zudem befinden sich hinter der Kathode NdFeB-Magneten. Diese zwingen die Elektronen des Plasmas auf Kreisbahnen und erhöhen so die Wahrscheinlichkeit, dass diese durch Kollision die Argon-Atome ionisieren.

3.3.2 Thermisches Aufdampfen

Beim thermischen Aufdampfen [108, 109] wird Material in einem Wolframschiffchen verdampft und ähnlich der Molekularstrahlepitaxie in einem gerichteten Strahl auf die Probe oder das Substrat aufgedampft. Ein schematischer Aufbau der verwendeten Anlage ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Die Anlage besteht aus einer Kammer, die über ein Vakuumsystem gepumpt wird. Eine Kühlfalle ist zudem durch flüssigen Stickstoff gekühlt, um Wasser zu binden, das während des Probentransfers in die Anlage gelangt.

Für den Wachstumsprozess wird beispielsweise Gold in einem Wolframschiffchen verdampft. Dieses wird durch Gleichstrom (ca. 30A, 40V), der durch das Schiffchen fließt, erhitzt. Die elektrische Leistung bestimmt die Temperatur des Schiffchens und damit die Aufdampfrate. Diese wird manuell auf einen Wert zwischen $0,2\text{\AA}/\text{s}$ bis $0,3\text{\AA}/\text{s}$ geregelt und über einen Quarzkristall [105] bestimmt. Um den thermischen Eintrag des

Wolframschiffchens an die Umgebung zu minimieren, befindet sich unter diesem eine Wasserkühlung.

Der wesentliche Vorteil des thermischen Aufdampfens im Vergleich zum Sputtern wird dabei nicht genutzt. Dieser liegt in den höheren Aufdampfraten, die durch das thermische Aufdampfen erreicht werden können. Durch die geringen Aufdampfraten können aber die angestrebten Schichtdicken von wenigen 10nm sehr genau eingestellt werden.

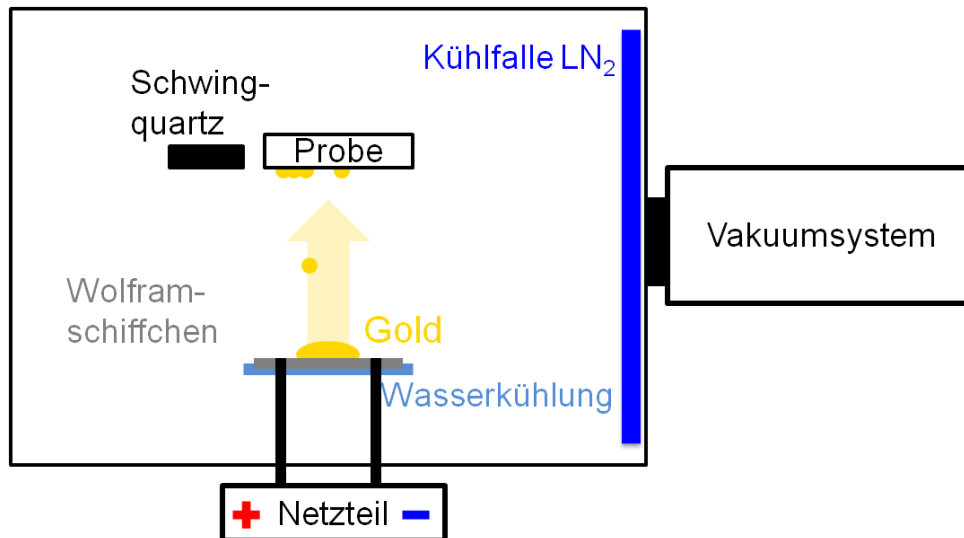


Abbildung 3.4 Die Aufdampfanlage besteht aus einer Kammer, die über ein Vakuumsystem gepumpt wird. Um Desorption von der Reaktorwand zu minimieren, wird diese – ähnlich wie bei der Molekularstrahlepitaxie-Anlage – durch ein mit flüssigem Stickstoff gespültes Kühlschild gekühlt. Das Gold wird in einem Wolframschiffchen verdampft und trifft dann auf die Probe. Das Wolframschiffchen wird durch elektrische Leistung (ca. 30A, 40V) erhitzt. Die damit erzielten Wachstumsraten betragen zwischen 0,2Å/s und 0,3 Å/s und werden über einen Schwingquartz [105] gemessen. Eine Wasserkühlung unter dem Wolframschiffchen sorgt für eine thermische Isolation gegenüber dem Kammerboden.

3.3.3 Ätzverfahren

Die hier vorgestellten Ätzverfahren lassen sich in zwei Gruppen einteilen, die sich besonders mit Blick auf das Ätzergebnis unterscheiden. Beim trockenchemischen Ätzen bildet sich durch die unterschiedliche Bewegung von Elektronen und Ionen des Plasmas im hochfrequenten Wechselfeld ein elektrisches Feld aus, das eine Vorzugsrichtung vorgibt. Deshalb lässt sich durch das vorwiegend anisotrope Ätzprofil ein lithographisch definiertes Muster in den Halbleiter übertragen. Beim nasschemischen Ätzen hingegen ist keine Richtung vorgegeben; das Ätzprofil ist entsprechend isotrop, wodurch Strukturen gezielt unterätzt werden können.

Trockenchemische Ätzverfahren

Beim trockenchemischen Ätzen sind die Reaktionsprodukte gasförmig. Der Aufbau einer solchen Anlage besteht aus einer Ladekammer und der Ätzkammer. In der Ätzkammer können über Ventile gewisse Mengen (gemessen in Standardkubikzentimetern pro Minute (sccm)) an Ätzgasen in die Kammer gebracht werden, die in der Kammer über ein hochfrequentes Wechselfeld zu einem Plasma gezündet werden. Details zum Ätzprozess, die Dynamik und Wechselwirkung des Plasmas mit dem Halbleiter oder der zu ätzenden Struktur können an anderer Stelle nachgelesen werden [110, 108]. Verschiedene trockenchemische Ätzverfahren unterscheiden sich dadurch, wie die Energie in das Plasma übertragen wird und durch die Geometrie der Anlage. Die wichtigsten Vertreter sind dabei das RIE- (engl.: reactive ion etching), das ICP- (engl.: inductively coupled plasma) und das ECR- (engl.: electron cyclotron resonance) Verfahren. Die Unterschiede dieser Verfahren liegen vor allem in Dichte und der Zusammensetzung des Plasmas. Bei den hier vorliegenden Ätzkammern wird die Ätzrate aus Profilmessungen an Referenzstücken bestimmt.

Der Vorteil des trockenchemischen Ätzens liegt wie bereits erwähnt in der Anisotropie des Ätzprofils. Auf der anderen Seite wird die Oberfläche der Struktur durch den Beschuss mit den reaktiven Ionen des Plasmas beschädigt.

Nasschemisches Ätzverfahren

Beim nasschemischen Ätzen sind die Reaktionsprodukte flüssig. Der Vorteil nasschemischer Ätzverfahren liegt darin, dass es durch das Medium Flüssigkeit nicht zu einfachen Abschattungseffekten kommt wie beim trockenchemischen Ätzen. Dadurch ist es möglich, durch selektives Ätzen gezielt Strukturen zu unterätzen [111, 112]. Beispielsweise ist Flusssäure (HF) hochselektiv auf AlGaAs ab einem Aluminiumgehalt von über 50% [113]. Ein weiterer Vorzug des nasschemischen Ätzens liegt darin, dass die Oberfläche nicht durch den Beschuss mit Ionen beschädigt wird.

3.4 Trocknungsverfahren

Nach dem nasschemischen Ätzen werden die Proben mit Wasser gespült, um den Ätzprozess zu stoppen. Anschließend soll das Wasser aus der Struktur und zwischen unterätzten Schichten entfernt werden. Die dabei auftretenden Probleme, wie unerwünschte Rückstände, sind bekannt und können durch entsprechende Techniken umgangen oder reduziert werden [114]. Das Entscheidende dieser Probleme ist die Oberflächenspannung des Wassers, die bei Trocknung durch Abblasen mit Stickstoff zum Zusammenbrechen unterätzter Strukturen führt. Die drei möglichen Lösungsansätze [112], die schematisch in der Abbildung 3.5 (a) dargestellt sind, sollen hier kurz diskutiert werden.

Verdampfungstrocknung

Bei dieser Methode, dargestellt durch Pfad I in Abbildung 3.5 (a), wird das Wasser, mit dem der Ätzprozess gestoppt wurde, durch Abblasen und Trocknen mit Stickstoff entfernt. Der Phasenübergang von flüssig zu gasförmig führt bei fortschreitendem Prozess zu dünnen Flüssigkeitsfilmen, welche die freitragenden Schichten durch die Oberflächenspannung des Wassers aneinander ziehen. Dadurch kommt es dazu, dass die Struktur während der Trocknung zusammenbricht und zerstört wird. Eine mögliche Verbesserung dieser Methode liegt darin, das Wasser durch Stoffe mit geringerer Oberflächenspannung (z.B. Methanol) zu ersetzen und dann die Struktur zu trocknen [112].

Sublimationstrocknung

Dargestellt durch Pfad II in Abbildung 3.5 (a) ist die Methode der Sublimations- oder Gefriertrocknung [112, 115, 116, 117]. Da Wasser für diesen Trocknungsprozess nicht geeignet ist, wird es in dieser Arbeit zunächst durch Methanol und schließlich durch t-Butanol [118] ersetzt. Das flüssige t-Butanol wird dann durch Temperaturreduktion gefroren. Dafür ist Wasser nicht geeignet, da es durch die große Volumenänderung beim Phasenübergang [119] zur Zerstörung der Struktur kommt. Anschließend kann das t-Butanol durch Druckreduktion sublimiert werden. Der Aufbau der dafür verwendeten Apparatur ist in Abbildung 3.5 (b) gezeigt. Über einen Vorpumpenstand kann der Druck im Exsikkator reduziert werden. Der kalte Kupferblock dient dazu, ein Schmelzen des t-Butanols während des Sublimationsprozesses zu verhindern. Weil t-Butanol hygroskopisch ist, muss der Prozess in einer durch Silicagel entfeuchteten Atmosphäre durchge-

führt werden. Durch diese Herangehensweise wird das Problem der Oberflächenspannung durch den Phasenübergang von flüssig zu fest vollständig umgangen.

Superkritische Trocknung mit flüssigem CO₂

Die dritte Methode für die Trocknung unterätzter Strukturen ist durch den Pfad III in Abbildung 3.5 (a) verdeutlicht. Zunächst wird das Wasser, mit dem die Probe nach dem Ätzen gespült wurde, durch Methanol ersetzt. Anschließend kann das Methanol in der Apparatur zur superkritischen Trocknung bei erhöhtem Druck (55bar) in mehreren Zyklen durch flüssiges CO₂ ersetzt werden. Durch Temperatur- und erneute Druckerhöhung (40°C, 93bar) wird der kritischen Punkt von CO₂ überschritten. Über ein Ventil wird letztlich das CO₂ iterativ in mehreren Schritten aus der Apparatur entfernt [112, 120].

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass Phasenübergänge komplett vermieden werden. Dennoch ist die Apparatur besonders im Blick auf die benötigten Drücke kompliziert im Vergleich zu den beiden in dieser Arbeit genutzten alternativen Methoden.

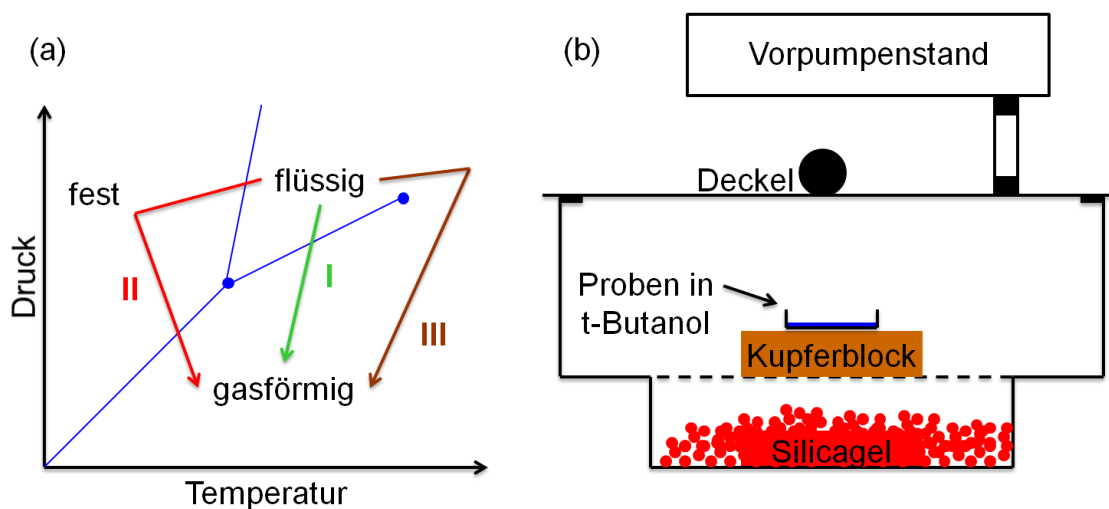


Abbildung 3.5 (a) Schematische Darstellung eines allgemeinen Phasendiagramms. Eingezeichnet sind die drei Möglichkeiten, die Proben nach dem chemischen Ätzen zu trocknen. Pfad I ist der einfachste Weg, die Probe zu trocknen. Er dient als Vergleichspfad im Rahmen dieser Arbeit. Die Methode der Sublimationstrocknung ist in Pfad II dargestellt. Pfad III zeigt die Methode der superkritischen Trocknung. (b) Schematische Zeichnung zum Aufbau für die Sublimationstrocknung. Die Proben werden, nachdem sie mit flüssigem t-Butanol gespült wurden, zusammen mit einem Kupferblock im Gefrierfach gekühlt. Ist das t-Butanol gefroren, werden die Proben in einen Exsikkator gebracht. Der gekühlte Kupferblock verhindert, dass das t-Butanol schmilzt ehe es sublimiert. Über den Vorpumpenstand kann der Druck im Exsikkator reduziert werden. Das Silicagel wirkt der Hygroskopie des Butanols entgegen.

3.5 Photolumineszenz

Aufbau des Messplatzes

Die hergestellten Bauteile werden mittels Reflexions- und Photolumineszenzmessungen untersucht. Dadurch können die möglichen spektralen Übergänge direkt sichtbar gemacht werden. Die spezielle Anordnung der Linsen ermöglicht es zudem, die Photolumineszenz winkelaufgelöst auf dem Detektor abzubilden. Der Aufbau des Messplatzes ist in Abbildung 3.6 dargestellt. In dem Aufbau gibt es mehrere Möglichkeiten die Probe anzuregen. Durch entsprechende Stellung der Klappspiegel kann die jeweilige Quelle ausgewählt werden. Für Photolumineszenzmessungen stehen ein Diodenlaser der Wellenlänge 658nm und ein durchstimmbarer Titan:Saphir Laser (720nm–830nm) zur Verfügung. Reflexionsmessungen können unter Verwendung der Weißlichtquelle aufgenommen werden. An einem 50:50 Stahlteiler trifft die transmittierte Hälfte der anregenden Leistung auf eine Photodiode. Die Leistung, die hier gemessen wird, ist identisch zum reflektierten Teil, der durch das Objektiv auf die Probe fokussiert wird. Die Probe ist auf dem Kaltfinger eines Helium-Durchflusskryostaten montiert.

Der Kryostat ermöglicht es, durch Kontrolle des Helium-Durchflusses und einer Heizspule die Proben temperatur zwischen 5K und 300K einzustellen. Für elektrische Messungen besitzt der Kryostat fünf unabhängige Kabeldurchführungen. Für positionsabhängige Messungen (Kapitel 5.3.1) lässt sich der Kryostat (und damit die Probe) über Mikrometerschrauben mit einer Auflösung von $\pm 0,5\mu\text{m}$ positionieren. Um nicht den Strahlengang nachjustieren zu müssen, ist es leichter, den Kryostaten zu bewegen und den Strahlengang unverändert zu lassen.

Die Lumineszenz der Probe wird dann durch das Objektiv eingesammelt und über eine Fernfeldlinse und eine Sammellinse auf den Eintrittspalt des Monochromators abgebildet. Durch die Fernfeldlinse wird die Abbildung vom Realraum zum Fourier-Raum geändert [121, 122]. So wird die Dispersion der Photolumineszenz auf der CCD Kamera des Monochromators sichtbar. Eine Lochblende im Brennpunkt der Fernfeldlinse selektiert die eingesammelte Lumineszenz räumlich. Die Sammellinse, die das Signal auf den Eintrittspalt fokussiert, steht dabei zwei Brennweiten der Fernfeldlinse von dieser entfernt. Ein kleiner Teil des Signals wird dann über einen 92:8 Stahlteiler auf eine Kamera gelenkt, um den Strahlengang und die Position der Anregung zu überprüfen.

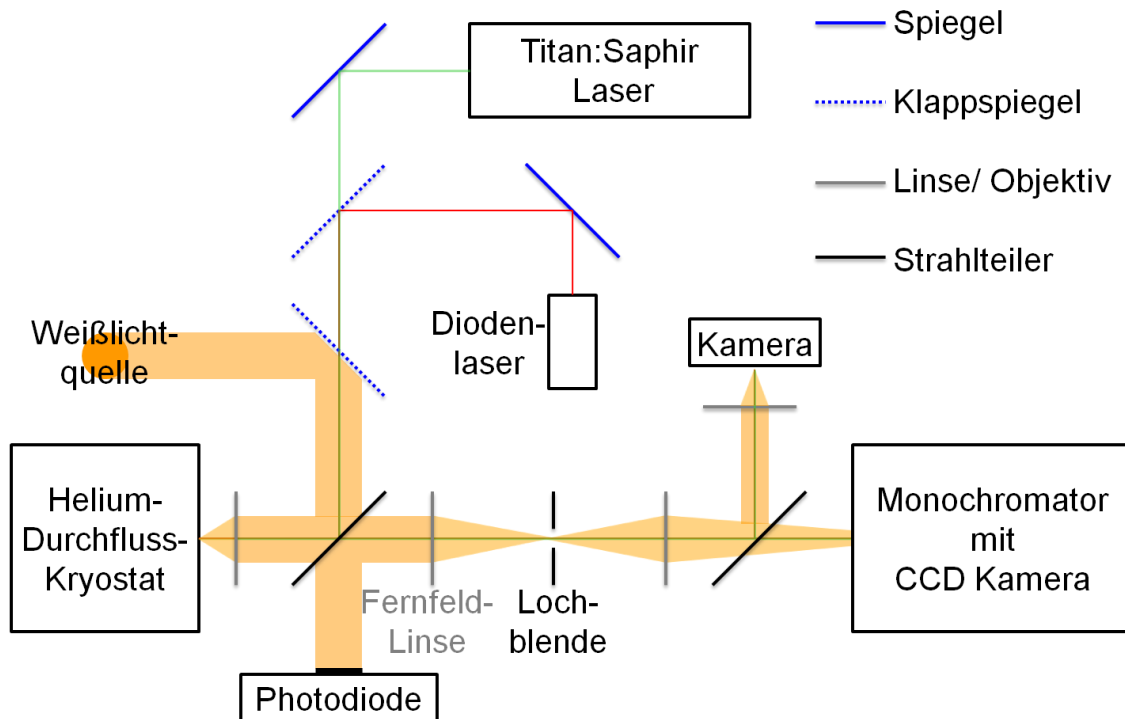


Abbildung 3.6 Versuchsaufbau für die Reflexions- und Photolumineszenzmessungen. Für die Anregung der Proben stehen ein Diodenlaser (Emissionswellenlänge: 658nm), ein durchstimmbare Titan:Saphir Laser (720nm–830nm) und eine Weißlichtquelle zur Verfügung. Über diverse Klappspiegel kann die entsprechende Quelle gewählt werden. Über einen 50:50 Strahlteiler trifft die gleiche Anregungsleistung auf eine Photodiode, wie auch auf das Objektiv, das den Strahl auf die Probenoberfläche fokussiert. Die Probe ist auf dem Kaltfinger eines Helium-Durchflusskryostaten montiert. Die Photolumineszenz wird dann vom Objektiv gesammelt und über die Fernfeldlinse und ein Sammellinse auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet. Dieser besitzt ein Auflösungsvermögen von $80\mu\text{eV}$. Der Strahlteiler (92:8) vor dem Monochromator lenkt einen kleinen Teil des Signals auf eine Kamera, mit der die Photolumineszenz und Probenoberfläche betrachtet werden können.

Im Monochromator wird das Messsignal am Gitter spektral zerlegt. Mit einer Fokusslänge von 55cm und einer Gitterkonstanten von 1200mm^{-1} beträgt die minimale Auflösung $80\mu\text{eV}$. Die Auflösung der Winkelinformation, die durch die Fernlinse auf der CCD Kamera sichtbar wird, ist durch das verwendete Objektiv, die Sammellinse und die Größe des CCD Chips bestimmt. Für das 50x Objektiv beträgt die Auflösung des Messplatzes $0,04\mu\text{m}^{-1}/\text{Pixel}$, für das 20x Objektiv $0,02\mu\text{m}^{-1}/\text{Pixel}$.

Photolumineszenz

Die hergestellten Strukturen sollen mittels Photolumineszenz hinsichtlich der Energieniveaus untersucht werden. Der Aufbau des Messplatzes wurde zu Beginn dieses Abschnitts beschrieben. In diesem Teil sollen die physikalischen Prozesse bei der Photolumineszenz [123, 124, 125] verdeutlicht werden, welche schematisch in Abbildung 3.7 dargestellt sind.

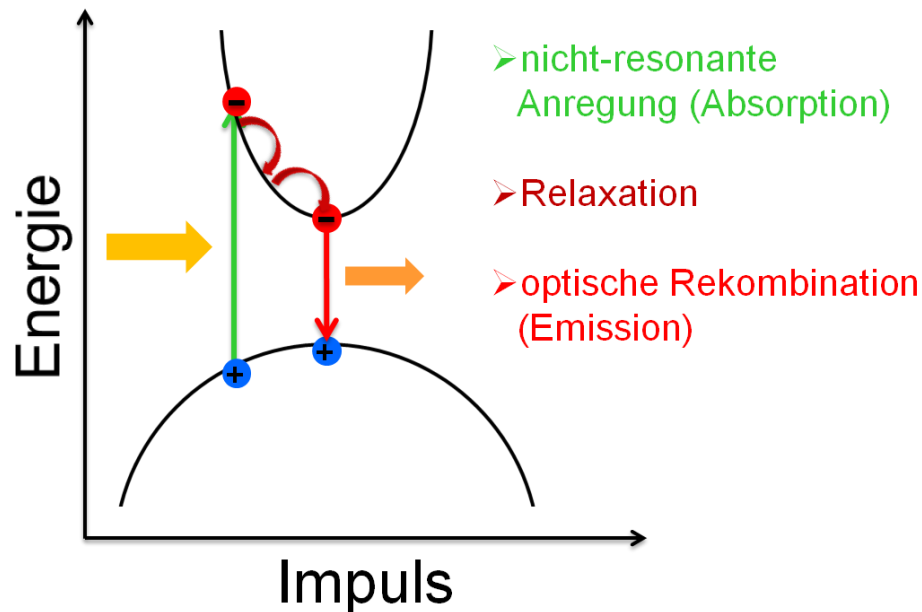


Abbildung 3.7 Die Abbildung zeigt die Bandstruktur (Valenz- und Leitungsband) eines Halbleiters in parabolischer Näherung. Bei der Photolumineszenz wird durch die Absorption eines Photons (gelber Pfeil) ein Elektron vom Valenz- in das Leitungsband (grüner Pfeil) angehoben. Durch die Emission von Phononen relaxieren Elektron und Loch an die Bandextrema. Nach einer gewissen Zeitdauer (Lebenszeit) fällt das Elektron wieder in das Valenzband (roter Pfeil), wobei ein Photon (oranjer Pfeil) emittiert wird. Die Energie des emittierten Photons lässt Rückschlüsse auf die Bandlücke des untersuchten Halbleiters zu.

Bei der Photolumineszenz wird die Probe optisch durch einfallende Photonen (z.B. von einem Laser → Aufbau, Abbildung 3.6) angeregt. Das einfallende Photon wird absorbiert und ein Elektron vom Valenz- in das Leitungsband angehoben. Dieses – und auch das im Valenzband zurückbleibende Loch – relaxieren durch Streuprozesse mit Phononen bis hin zum Γ -Punkt des direkten Halbleiters [73, 48]. Die Zeitdauer der Anregung und der Relaxation beträgt bei nicht-resonanter Anregung wenige Picosekunden. Am Γ -Punkt rekombinieren Elektron und Loch spontan unter der Emission eines Photons. Die Zeitdauer bis zur spontanen Rekombination heißt strahlende Lebensdauer und beträgt meist einige 100 Picosekunden bis wenige Nanosekunden und ist damit deutlich länger als die Zeitdauer der Anregung oder Relaxation. Aus der Energie des emittierten Photons können Rückschlüsse auf die energetische Struktur der Probe geschlossen werden (siehe Kapitel 2.1.2).

4 Mikrokavitäten mit GaAs/Luft-Braggspiegeln

Bei Galliumarsenid/Luft-Mikrokavitäten handelt es sich um die gleichen grundlegenden Strukturen [13, 6, 126] wie Aluminiumarsenid (AlAs)/GaAs- oder Aluminiumgalliumarsenid (AlGaAs)/GaAs Mikrokavitäten [1, 4, 16]. Der primäre Vorteil von GaAs/Luft-Mikrokavitäten liegt im großen Kontrast der Brechungsindizes der beiden Materialien, dem stärkeren Einschluss der optischen Mode und dem daraus resultierenden kleineren Modenvolumen. Ein starker Einschluss ist notwendig, um Effekte der Licht-Materie-Wechselwirkung oder Lasing beobachten zu können.

Im Folgenden sollen anhand von Simulationen das Design und die Besonderheiten dieser Art von Mikrokavität motiviert werden. Anschließend werden die speziellen Details der Herstellung und Prozessierung diskutiert. In den letzten beiden Abschnitten werden die Ergebnisse der Experimente besprochen und analysiert.

4.1 Simulationen zu den GaAs/Luft-Mikrokavitäten

Eine wichtige Kenngröße für Mikrokavitäten ist der Qualitätsfaktor (Q-Faktor) [55]. Nach Gleichung (2.7), d.h. im Fall einer idealen Kavität, nimmt dieser für hohe Reflektivitäten der Spiegelemente entsprechend große Werte an. Um die Reflektivität der Bragg-Spiegel zu steigern, sollen hier zwei Möglichkeiten dargestellt werden:

- Zum einen soll die Anzahl der Spiegelpaare, aus denen oberer und unterer Bragg-Spiegel bestehen, untersucht werden.
- Zum anderen soll der Einfluss der Brechungsindizes bzw. der Kontrast der Brechungsindizes der alternierenden Schichten analysiert werden.

Die Simulationen werden immer im Bezug auf die finale Struktur und Messung durchgeführt, um später direkt Messung und Simulation vergleichen zu können. Im konkreten Fall bedeutet das Folgendes: die λ -Kavität ist auf eine Resonanzwellenlänge von $\lambda=910\text{nm}$ ($1,363\text{eV}$) bei einer Temperatur von 70K ausgelegt. Die Ergebnisse lassen sich aber leicht auf andere Temperaturen oder Kavitätslängen übertragen. Die Berechnungen werden nach der Transfermatrixmethode [64] durchgeführt.

4.1.1 Einfluss der Anzahl an Spiegelpaaren

Mit steigender Anzahl an Spiegelpaaren kann die Reflektivität (Gleichung (2.3)) und damit der Q-Faktor erhöht werden [13, 55]. Somit kann unabhängig vom Materialsystem (GaAs/Luft, GaAs/Al₂O₃ oder GaAs/AlAs) die Reflektivität eines Bragg-Spiegels und damit der Q-Faktor erhöht werden (Gleichung (2.7)).

In Abbildung 4.1 kann genau dieses Verhalten beobachtet werden. Mit größerem Kontrast der Brechungsindizes, d.h. Al₂O₃ oder Luft statt AlAs, nimmt der Q-Faktor schon bei geringer Anzahl an Spiegelpaaren größere Werte an. Um das Licht vor allem durch den oberen Spiegel aus der Kavität auszukoppeln, besitzt dieser eine geringere Reflektivität durch eine geringere Anzahl an oberen Spiegelpaaren. In den Simulationen zu Abbildung 4.1 beträgt der Unterschied in der Zahl der unteren und oberen Spiegelpaare für die GaAs/AlAs-Mikrokavität 4,5 Spiegelpaare, für den Fall GaAs/Al₂O₃ 2,5 Spiegelpaare und für die GaAs/Luft-Mikrokavität 0,5 Spiegelpaare. Der Unterschied in der Anzahl der oberen und unteren Spiegelpaaren beruht auf Erfahrungswerten.

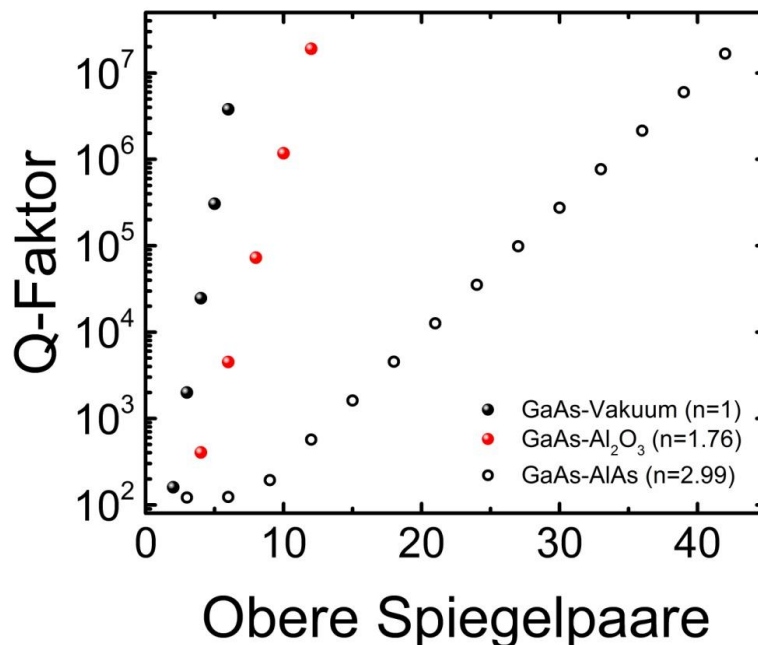


Abbildung 4.1 Q-Faktor einer λ -Mikrokavität in Abhängigkeit der Anzahl der oberen Spiegelpaare. Basierend auf dem GaAs/AlAs-Materialsystem ist die Abhängigkeit für die drei Strukturen GaAs/Luft (schwarze Kugeln), GaAs/Al₂O₃ (rote Kugeln) und GaAs/AlAs (schwarze Kreise) gezeigt. Die Zahl unterer Spiegelpaare ist stets größer als die Zahl oberer Spiegelpaare, um das Licht vor allem durch den oberen Spiegel aus der Kavität auszukoppeln. Der Unterschied beträgt 4,5 (GaAs/AlAs), 2,5 (GaAs/Al₂O₃) sowie 0,5 (GaAs/Luft) Spiegelpaare.

4.1.2 Einfluss der Brechungsindizes

In die Berechnung der Reflektivität geht nach den Fresnel'schen Formel [52] die Differenz der Brechungsindizes ein. Um große Werte für den Q-Faktor zu erhalten, ist es deshalb günstig, Materialien zu verwenden, die einen maximalen Kontrast im Brechungsindex aufweisen. Auf dem bestehenden Materialsystem GaAs/AlAs bietet sich die Möglichkeit das AlAs zu Al_xO_y ($n=1,76$ für Al_2O_3) zu oxidieren oder komplett zu entfernen ($n=1$). Letzteres ist auch die Herangehensweise in dieser Arbeit. Durch die etablierte Technologie des GaAs/AlAs-Materialsystems werden hochqualitative und glatte Strukturen hergestellt. In einem zweiten Schritt werden die AlAs-Schichten dann weiter bearbeitet. Dabei ist vor allem darauf zu achten, dass Design und Schichtdicken für die finalen Brechungsindizes konzipiert werden.

Welchen Einfluss die Modifikation der Brechungsindizes der AlAs-Schichten auf die spektral aufgelöste Reflektivität hat, ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Die Simulation zeigt den Fall einer GaAs/Luft-Kavität mit drei oberen Spiegelpaaren (und 3,5 unteren Spiegelpaaren) und entsprechenden Schichtdicken ($3\lambda/4n$ für GaAs – $n_{\text{GaAs}}=3,614$ – und $\lambda/4n$ für Luft – $n_{\text{Luft}}=1$). Trotz der wenigen Spiegelpaare im Vergleich zu einer konventionellen Mikrokavität ist ein ausgeprägtes Stopband um die Resonanzwellenlänge von $\lambda=910\text{nm}$ ($1,363\text{eV}$) zu erkennen.

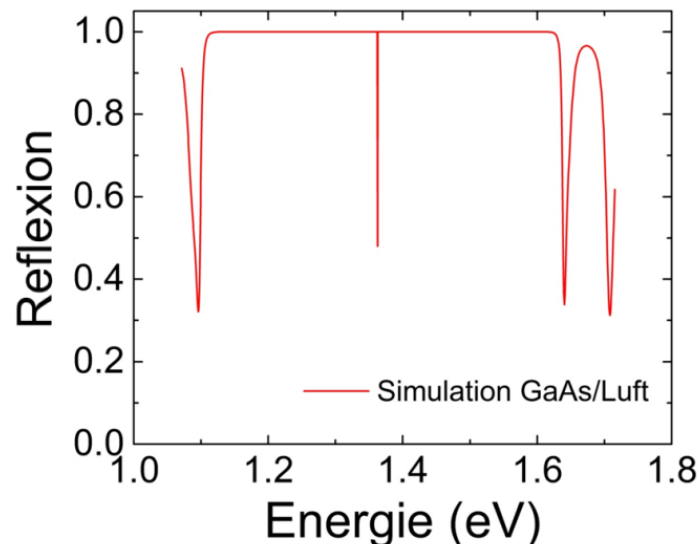


Abbildung 4.2 Simulation der spektral aufgelösten Reflektivität einer GaAs/Luft-Mikrokavität. Die Struktur besteht aus 3,5 unteren Spiegelpaaren, einer λ -Kavität sowie 3 oberen Spiegelpaaren. Aufgrund des großen Kontrasts der Brechungsindizes bildet sich ein im Vergleich zu konventionellen Mikrokavitäten sehr breites Stopband aus.

Das Stoppband ist mit ca. 370nm (500meV) deutlich breiter als das vergleichbarer GaAs/AlAs-Mikrokavitäten (ca. 90nm, 130meV).

Ein Nachteil des breiten Stoppbandes ist, dass die Bereiche, in denen man nicht-resonant und effektiv die Quantenfilme in der Kavität mit einem Laser pumpen kann, weit entfernt von der Resonanzwellenlänge liegen. Im konkreten Fall liegen diese Bereiche sogar über der Bandlücke des Materials der Kavität GaAs. Bei konventionellen GaAs/AlAs-Mikrokavitäten hingegen kann effektiv, z.B. im ersten Bragg-Minimum, nicht-resonant angeregt werden [127, 128]. Auf der anderen Seite lässt sich die spektrale Position der Kavitätsmode über einen weiten Bereich gut bestimmen. Dadurch kann der effektive Brechungsindex der freitragenden Schichten ermittelt werden, wenn diese mit einem Gas (z.B. Stickstoff) gespült wurden.

4.1.3 Design einer GaAs/Luft-Mikrokavität

Der wesentliche Vorteil einer GaAs/Luft-Mikrokavität liegt in der Minimierung des Modenvolumens. Erreicht wird das verkleinerte Modenvolumen durch eine Reduktion der Eindringtiefe der optischen Mode in die Bragg-Spiegel. Maßgeblich für die Eindringtiefe der optischen Mode in die Spiegelemente ist die Differenz der Brechungsindizes. Diese ist für die GaAs/Luft-Mikrokavität auf dem gegebenen Materialsystem (GaAs) maximal.

In Abbildung 4.3 ist die Intensität des elektrischen Feldes [56] in einer GaAs/Luft-Kavität (3 obere Spiegelpaare) der Intensität in einer GaAs/AlAs-Kavität (21 obere Spiegelpaare) gegenübergestellt. Die horizontalen Linien geben jeweils die berechnete effektive Länge [13, 55] der Kavität an, die sich aus der Resonatorlänge und der Länge, die das elektrische Feld in die Spiegelemente eindringt, zusammensetzt. Hier kommt der Unterschied beider Ansätze deutlich zum Tragen: im Fall einer GaAs/Luft-Mikrokavität ist die effektive Länge der Kavität im Wesentlichen durch die Kavitätslänge bestimmt, während im Fall einer GaAs/AlAs-Kavität das Eindringen des elektrischen Feldes in die Spiegelemente den dominanten Beitrag liefert.

Für das Design einer GaAs/Luft-Kavität werden identisch zur etablierten GaAs/AlAs-Kavität entsprechend der $\lambda/4n$ Bragg Bedingung ($x=0$, Gleichung (2.1)) die Schichtdicken berechnet. Die gewählte Wellenlänge ist dabei durch die Quantenfilme im Resonator vorgegeben.

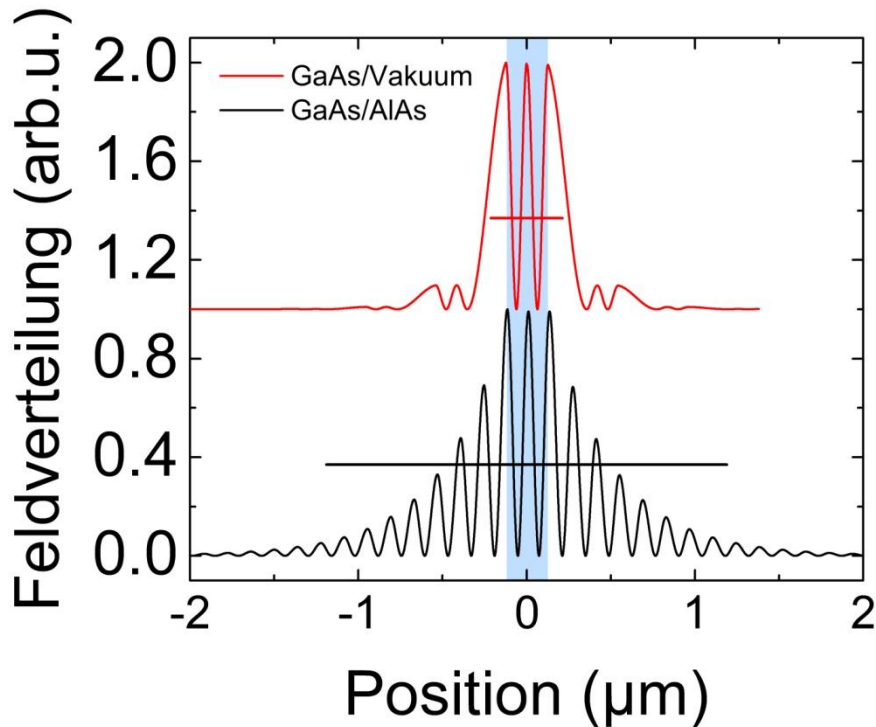


Abbildung 4.3 Gegenüberstellung der Intensität in einer GaAs/Luft-Kavität (rot) und einer GaAs/AlAs-Kavität (schwarz). Zur besseren Übersicht sind die Graphen vertikal gegeneinander verschoben. Die durchgezogenen Balken geben jeweils die effektive Länge der Kavität an. Der Feldverlauf in der Kavität (hinterlegter Bereich) ist identisch, während das Profil in den Spiegelementen den Unterschied zwischen einer GaAs/Luft- und einer GaAs/AlAs-Mikrokavität verdeutlicht.

Die Kavität der GaAs/Luft-Mikrokavität ist identisch zur Kavität einer GaAs/AlAs-Mikrokavität. Sie besteht aus GaAs mit vier InGaAs-Quantenfilmen, die im zentralen Feldmaximum platziert sind. Die 7nm breiten Quantenfilme bestehen aus $\text{In}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$ und emittieren bei einer Temperatur von 70K bei 1,388eV (893nm). Die Wahl des Indiumgehalts hat wachstumstechnische Gründe, vor allem bezüglich der Gitterverspannung [43, 37]. Für die Breite von 7nm besitzen die Quantenfilme eine maximale Oszillatorstärke [50]. Das bestimmt im Wesentlichen die Wellenlänge der QWs. Im Vergleich zu dieser Wellenlänge sind Resonator und Spiegelemente etwas langwelliger konzipiert. Grund dafür ist der wachstumsbedingte Schichtdickengradient, wodurch die Wellenlänge des Resonators vom Zentrum des Wafers [98] ausgehend kurzwelliger geschoben werden kann. Deshalb wird die Resonanzwellenlänge der Kavität (910nm, 1,363eV) langwelliger gewählt als die der Quantenfilme (893nm, 1,388eV).

In Abbildung 4.4 ist links ein Schema der epitaktischen Struktur zu sehen, rechts die zugehörigen Reflexionspektren. Der Aufbau der Struktur wurde bereits diskutiert. Davon abweichend werden die künftigen Luftschichten nicht aus AlAs gefertigt, sondern aus $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$. Das hat prozesstechnische Gründe. Durch AlGaAs statt AlAs werden

Gitterverspannungen in den später freitragenden GaAs- Schichten verringert [10]. Zudem hat dieser Anteil an GaAs keinen Einfluss auf die Selektivität der Säure, die zum Herauslösen der aluminiumhaltigen Schichten verwendet wird [111].

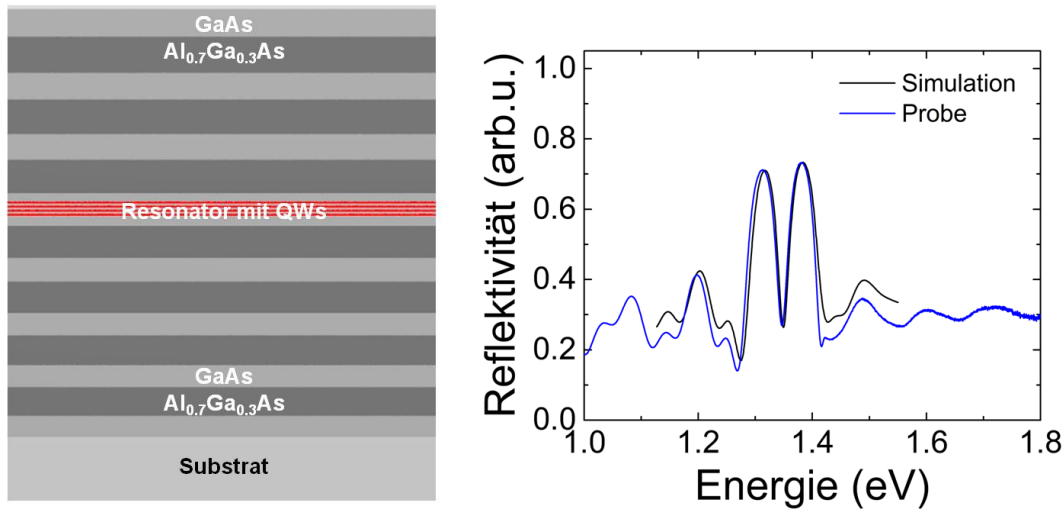


Abbildung 4.4 (links) Aufbau der epitaktischen Struktur für eine GaAs/Luft-Mikrokavität, bestehend aus 3,5 unteren GaAs/AlGaAs Spiegelpaaren, dem Resonator mit 4 InGaAs Quantenfilmen und drei oberen Spiegelpaaren. (rechts) Zugehöriges Reflexionsspektrum mit der gemessenen Reflexion der Probe und der angepassten Simulation. Dabei ist die Simulation auf das Maximum der gemessenen Reflektivität normiert.

Das gemessene Reflexionsspektrum in Abbildung 4.4 (rechts) zeigt im relevanten Spektralbereich um 1,388eV eine gute Übereinstimmung mit dem berechneten Spektrum. Dabei ist die Simulation auf das Maximum der Messung normiert. Grund für die Abweichung bei größeren oder kleineren Energien sind kleine Abweichungen vom anvisierten Aluminiumgehalt (Al_{0.7}Ga_{0.3}As).

4.2 Prozessierung einer GaAs/Luft-Mikrokavität

Ausgangspunkt für die GaAs/Luft-Kavität ist eine epitaktisch hergestellte Struktur aus $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ und GaAs, wie sie im vorhergehenden Kapitel diskutiert wurde. Der daran anschließende Prozess gliedert sich in zwei wesentliche Punkte. Bei der chemischen Prozessierung werden tiefe Löcher in die Struktur geätzt, die als Angriffsfläche für ein nasschemisches Herauslösen der aluminiumhaltigen Schichten dienen. Im zweiten Schritt wird die Struktur nach der chemischen Behandlung getrocknet. Ziel dabei ist es, ein Zusammenbrechen der Strukturen zu vermeiden.

4.2.1 Chemische Prozessierung

In Abbildung 4.5 sind die Ätzschritte und das Konzept des Layouts zu sehen. Im ersten trockenchemischen Schritt werden zwei tiefe Löcher in den Halbleiter geätzt. Die Löcher haben paarweise verschiedene Formen (Kreis und Rechteck), den Durchmesser/Seitenlänge d und den Abstand L . Der Einfluss der Geometrie auf die Struktur und die Emission wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht. Für den ersten Ätzschritt werden zunächst 300nm SiO_2 als Ätzmaske auf die epitaktisch gewachsene Struktur aufgesputtert (siehe Kapitel 3.3.1). Das geschieht bei einer durch das Wechselfeld eingestrahnten Leistung von 253W und einer Spannungsdifferenz zwischen Target und Substrat von -269V. Die Ätzmaske aus SiO_2 ist nötig, weil der Positivlack PMMA, der bei der Elektronenstrahlolithographie genutzt wird, nicht robust genug ist, um weit genug in den Halbleiter zu ätzen. Auf das SiO_2 wird dann in der Lackschleuder der Positivlack PMMA bei 5000 Umdrehungen/Minute aufgebracht und anschließend eine Minute bei 165°C ausgebacken wird. Die Lackdicke beträgt dabei 500nm. Mittels Elektronenstrahlolithographie (siehe Kapitel 3.2) werden Lochreihen mit verschiedenen Größen und Abständen belichtet. Nach dem Belichten wird der Lack entwickelt und das Muster in einer RIE-Ätzkammer (siehe Kapitel 3.3.3) in das SiO_2 übertragen. Die eingeleiteten Prozessgase setzen sich aus 15sccm CHF_3 und 7,5sccm Ar zusammen, die eingestrahelte Leistung beträgt 50W, die Potentialdifferenz zum Substrat -278V. Bei einem Prozessdruck von $2,9 \cdot 10^{-2}$ mbar dauert der Prozess ca. 25 Minuten. Anschließend wird in einer ECR-Ätzkammer (siehe Kapitel 3.3.3) das Muster in den Halbleiter übertragen. Die Prozessgase hier bestehen aus 37sccm Cl_2 und 27sccm Ar. Die eingestrahelte Mikrowel-

lenleistung beträgt 245W, die Leistung des Wechselfeldes 69W. Nach 10 Minuten sind die Löcher etwas tiefer als $3\mu\text{m}$ und damit größer als die Dicke der epitaktisch gewachsenen Struktur.

Im zweiten nasschemischen Ätzschritt wird die Probe in 10%iger Flusssäure (HF) geschwenkt. Die hochselektive Säure [111] greift über die tief geätzten Löcher die aluminiumhaltigen Schichten (und die SiO_2 -Ätzmaske) an und löst diese heraus. Nach einer gewissen Zeit (60s–90s) ist der freitragende Bereich so groß, dass der Bereich L freitragend ist. In diesem Bereich werden die Messungen durchgeführt. Die Probe wird dann mit Wasser gespült, um den Ätzprozess zu stoppen. Würde man jetzt mit trockenem Stickstoff das Wasser entfernen, brähe die Struktur beim Trocknen aufgrund der Oberflächenspannung des Wassers [129] zusammen.

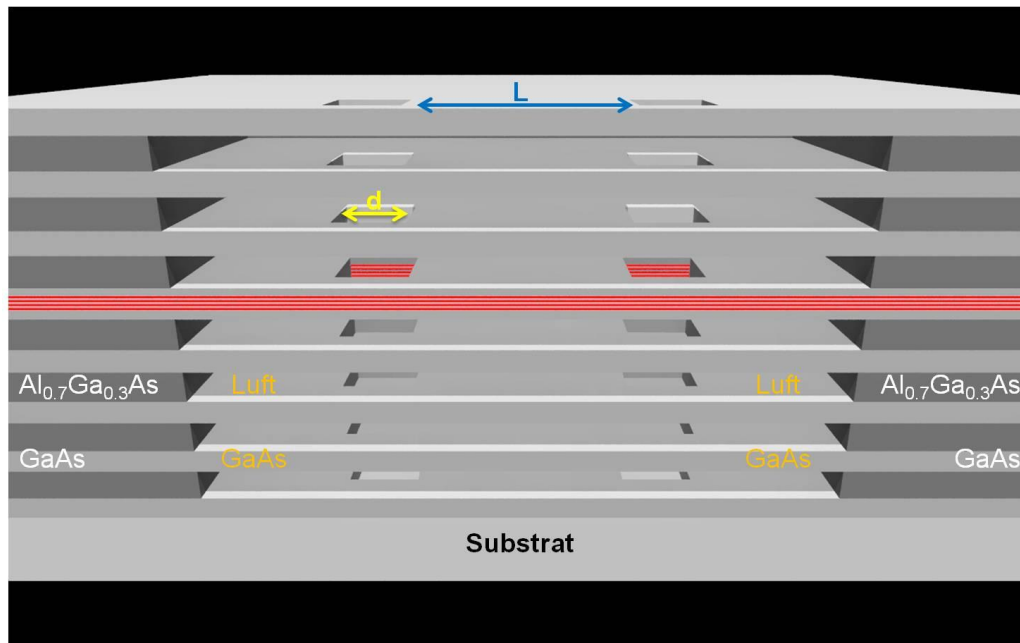


Abbildung 4.5 Grafik zur Verdeutlichung der Herstellung einer GaAs/Luft-Kavität. In einem ersten trockenchemischen Ätzschritt werden zwei Löcher der Seitenlänge d im Abstand L in die Struktur geätzt. Anschließend wird in einem nasschemischen Ätzschritt die Struktur unterätzt. Die hochselektive Säure greift dabei nur die aluminiumhaltigen Schichten an. Als Ergebnis erhält man die freitragende GaAs/Luft-Mikrokavität. Spätere Messungen werden im Bereich L dieser Struktur durchgeführt.

4.2.2 Der Trocknungsprozess

Im Rahmen der Arbeit wurden verschiedene Ansätze [112, 115] zur Trocknung der Probe untersucht (siehe Kapitel 3.4): Erstens kann das Wasser durch Stoffe ersetzt werden, die eine geringere Oberflächenspannung haben. Darauf folgend können diese dann

einfach verdampfen (z.B. Methanol); oder zweitens kann durch Sublimation fester Stoffe der Phasenübergang flüssig–gasförmig vermieden werden (z.B. Butanol); oder drittens kann durch superkritische Trocknung der Phasenübergang von flüssig zu gasförmig umgangen werden (z.B. flüssiges CO₂). Im allen Fällen muss zunächst das Wasser ersetzt werden. Dabei ist darauf zu achten, dass der Stoff, der das Wasser ersetzen soll, auch mit Wasser mischbar ist. Das ist notwendig, um das Wasser vollständig aus der Struktur zu entfernen und die Bildung von „Wasserkammern“ zu vermeiden, die beim anschließenden Trocknen die Struktur zerstören. Gegebenenfalls muss man Umwege über dritte Austauschstoffe gehen.

In dieser Arbeit wurden mit dem Ziel auf eine einfache Anwendung die ersten beiden Möglichkeiten verwendet. Die Oberflächenspannung von Methanol ist um einen Faktor drei geringer als die von Wasser [129]. Zudem ist Methanol vollständig mit Wasser mischbar [130]. Es ist das ideale Mittel, um die prozessierten Strukturen mittels Verdampfung zu trocknen. Dabei wird das Wasser durch Methanol ersetzt und mit Stickstoff trockengeblasen. Bei der zweiten Möglichkeit wird das Wasser durch flüssiges t-Butanol ersetzt. Dieser Stoff ist nicht vollständig mit Wasser mischbar [131], daher bietet es sich an den Umweg über Methanol zu nehmen. Der Schmelzpunkt von 26°C macht t-Butanol für diese Anwendung besonders interessant. Durch leichtes Erwärmen wird es flüssig und kann das Methanol vollständig aus der geätzten Struktur verdrängen. Im zweiten Schritt kann der Stoff bei Raumtemperatur oder im Kühlschrank wieder gefrieren. Durch Druckreduktion in einem Exsikkator sublimiert das feste Material (siehe Kapitel 3.4).

Qualitativ liefern beide Herangehensweisen beeindruckende Ergebnisse. Der Prozess, der die geringe Oberflächenspannung von Methanol ausnutzt, ist einfach und leicht umzusetzen. Die Methode des t-Butanols ist aufwendiger, lieferte im Rahmen dieser Arbeit aber keine bessere Ausbeute. Es kam im Gegenteil durch die hygroskopische Eigenschaften des t-Butanols zu immer unzuverlässigeren Ergebnissen. Da die erste Methode leichter umzusetzen und über die Zeit zuverlässiger ist, wurden die Proben für die Experimente nach der Methanol-Methode hergestellt. Dennoch konnten in beiden Fällen freitragende GaAs/Luft-Kavitäten realisiert werden. Die freistehenden Bereiche L erreichten Größen bis zu 20µm. (zum Vergleich: Schichtdicken und Abstand der GaAs Schichten betragen ca. 0.2µm). In Abbildung 4.6 ist die Spaltkante durch eines der tief geätzten Löcher der vollständig prozessierten Struktur zu sehen. Daneben zeigt ein Schema die Struktur im Regime der Laseremission.

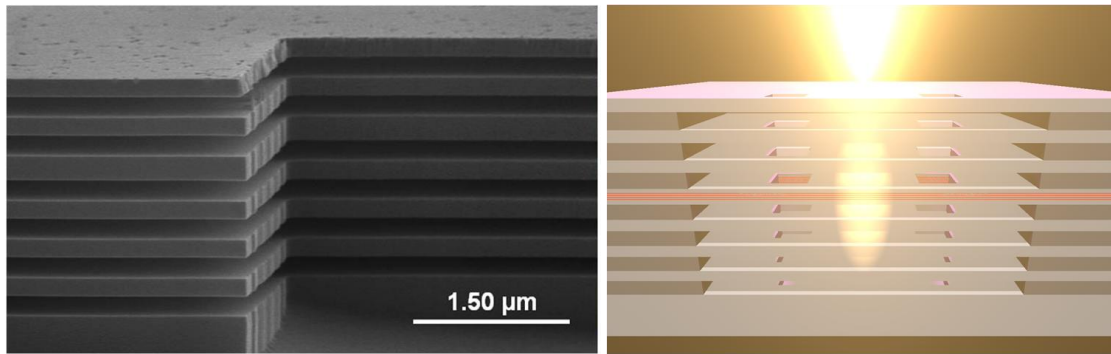


Abbildung 4.6 Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme (links) der Spaltkante der fertig prozessierten Struktur. Die Spaltkante verläuft durch die tiefgeätzten Löcher und zeigt eines dieser Löcher. Es sei angemerkt, dass beim Spalten der Struktur die oberste GaAs-Schicht zerstört wurde und deshalb fehlt. Rechts ist ein Schema der Struktur zu sehen. Die optische Mode ist durch die tief geätzten Löcher zu beiden Seiten hin lokalisiert.

4.3 Messungen an den GaAs/Luft-Mikrokavitäten

Die Messungen wurden am Fourier-Photolumineszenz Messplatz (siehe Kapitel 3.5) durchgeführt. An diesem Messplatz wird durch eine zusätzliche Fernfeldlinse in der Mikro-Photolumineszenz-Konfiguration die Dispersion auf dem CCD Sensor abgebildet, d.h. es werden sowohl spektrale als auch Winkelinformationen aufgelöst [122]. Durch eine zusätzliche Apertur kann die Detektion des Signals auf den freitragenden Bereich L (siehe Abbildung 4.5) beschränkt werden.

4.3.1 Quantisierung der optischen Mode

Durch das Konzept der GaAs/Luft-Kavitäten wird die optische Mode auf natürliche Weise begrenzt. Die Schichten sind freitragend und nicht freischwebend. Die natürlichen Grenzen sind zum einen der Übergang von den tief geätzten Löchern zur GaAs/Luft-Kavität, zum anderen der Übergang vom freitragenden Bereich (GaAs/Luft) zum nicht geätzten Bereich (GaAs/AlGaAs). Erster ist exakt definiert und durch die Geometrie des Prozesses gegeben. Letzter hängt von der Angriffsfläche der Säure an den aluminiumhaltigen Schichten und der Ätzgeschwindigkeit ab. Die Grenzen führen zu einem Einschluss der optischen Mode in horizontaler Richtung, was sich in diskreten Zuständen der Photolumineszenz widerspiegelt.

Abbildung 4.7 (a) zeigt ein repräsentatives Spektrum einer Probe (rechteckige Löcher: $d=2\mu\text{m}$, Abstand $L=20\mu\text{m}$). Die Probe wurde optisch mit einem Laser der Wellenlänge 658nm und einer Leistung von 35,8mW angeregt. Die Proben temperatur lag bei 70K. Bei einer Energie von 1,388eV (893nm) ist mit seiner flachen Dispersion das Exziton der InGaAs Quantenfilme zu erkennen. Davon ausgehend sieht man bei niedrigeren Energien zahlreiche photonische Resonanzen. Im folgenden Kapitel wird der Ursprung der Resonanzen als Folge des Einschlusses der optischen Mode in lateraler Richtung durch die tief geätzten Löcher diskutiert. Im Zoom des Spektrums sind die ersten Zustände der photonischen Resonanzen dargestellt. Es fällt auf, dass gelegentlich Zustände energetisch aufgespalten doppelt auftreten (z.B. in Abbildung 4.7 (a) der Zustand 3). Bei wiederholten Messungen ist dieses Verhalten reproduzierbar, nicht aber jedoch bei Messungen an verschiedenen GaAs/Luft-Strukturen. Die Ursache wird daher dem Prozess und Inhomogenitäten an den Ätzflanken der tief geätzten Löcher zugeschrieben.

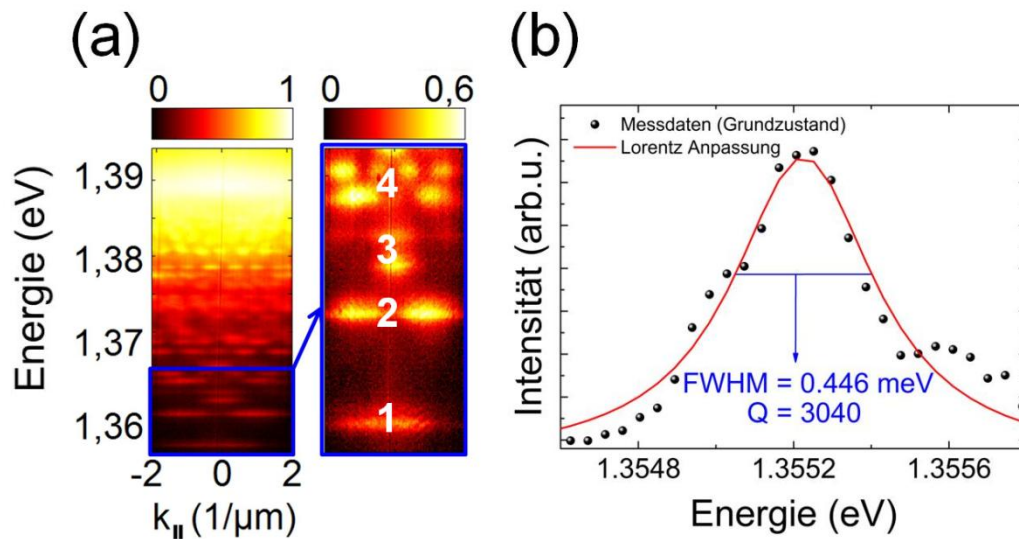


Abbildung 4.7 (a) Repräsentatives Photolumineszenzspektrum einer GaAs/Luft-Mikrokavität. Bei 1,388eV ist mit der flachen Dispersion das InGaAs QW Exziton zu sehen. Zahlreiche photonische Resonanzen zeigen sich bei niedrigeren Energien als Folge eines photonischen Einschlusses. Dieser Einschluss in lateraler Richtung kommt durch die tief geätzten Löcher zustande (hier: $L=20\mu\text{m}$, $d=2\mu\text{m}$, Rechteck). (b) Aus dem Schnitt durch das Spektrum der Messung in (a) um $k_{||}=0\mu\text{m}^{-1}$ lässt sich aus dem Grundzustand der Q-Faktor der Struktur zu bestimmen.

Aus der Resonanz mit der kleinsten Energie lässt sich über die spektrale Breite (Halbwertsbreite FWHM, engl. full width at half maximum) der Q-Faktor [55] bestimmen. In Abbildung 4.7 (b) ist der Schnitt durch den Grundzustand der Messung aus (a) um $k=0\mu\text{m}^{-1}$ gezeigt. Die Q-Faktoren, die auf diese Weise aus verschiedenen Messungen extrahiert wurden, erreichten Werte zwischen 1250 und 3040. Diese Werte sind vergleichbar mit Werten ähnlicher Strukturen auf GaAs oder InP [132, 133]. Zudem stimmen sie mit den berechneten Werten aus der Transfermatrixmethode überein. Darüber hinaus sollen noch zwei Punkte diskutiert werden:

- Eine spektrale Verschiebung entlang des Bereichs der GaAs/Luft-Kavität aufgrund der endlichen Selektivität der verwendeten Flusssäure kann ausgeschlossen werden. Ab einem Aluminiumgehalt von 40-50% besitzt die Flusssäure eine sehr hohe Selektivität von mehr als 10^7 zwischen GaAs und AlGaAs [111, 113].
- Die erzielten Q-Faktoren reichen von 1250 bis 3040. Eine mögliche Ursache für die Streuung der Werte sind einzelne gebrochene oder fehlende Schichten (roter Pfeil, Abbildung 4.8 (a)), wie sie auch in Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen beobachtet werden. Demnach würden die Q-Faktoren nicht über den gesamten Bereich streuen, sondern gehäuft um diskrete Werte für zwei und drei obere Spiegelpaare auftreten. Für eine solche Aussage wurden aber zu wenige Strukturen hergestellt. Ähnliche Auswirkungen hat es, wenn einzelne Schichten gar nicht oder nur zum Teil herausgeätzt werden (roter Pfeil, Abbildung 4.8 (b)).

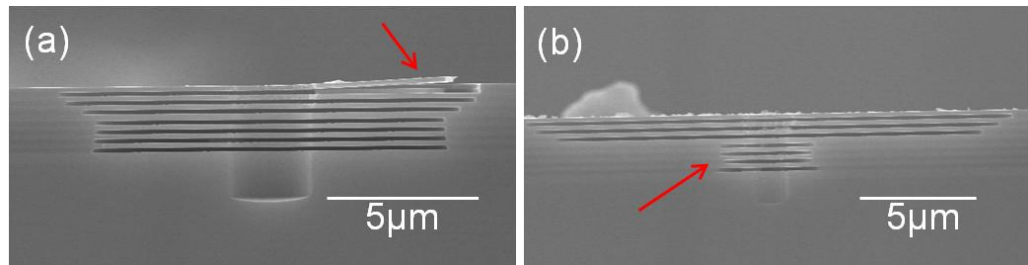


Abbildung 4.8 Die Abbildung zeigt Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen möglicher Ursachen für die Streuung der ermittelten Q-Faktoren. Zum einen könnten einzelne Schichten während des Herstellungsprozesses beschädigt worden sein (a). Zum anderen gibt es auch Strukturen, bei denen Schichten teilweise nicht unterätzt wurden.

4.3.2 Einschluss der optischen Mode

Durch die physikalischen Grenzen der tief geätzten Löcher kommt es zu einem lateralen Einschluss der optischen Mode in dem GaAs/Luft-System. Das führt zu der beobachteten Quantisierung der photonischen Mode. Aus der spektralen Position der optischen Resonanzen kann auf die Geometrie des Resonators geschlossen werden. Diese stimmt dann idealerweise mit den Längen der durch Elektronenstrahlithografie definierten Strukturen überein. Infolge des hohen Kontrasts des lateralen Übergangs von GaAs zu Luft (Halbleiter im Bereich L zu den tief geätzten Löchern) wird angenommen, dass die Feldintensität der optischen Mode am Übergang verschwindet. Die spektrale Position der quantisierten Zustände wird in der Näherung des unendlichen Potentialtopfes durch den dreidimensionalen Einschluss beschrieben [134]:

$$E_m = \sqrt{E_{DBR}^2 + \frac{\hbar^2 c^2}{n_{eff}^2} \frac{m^2 \pi^2}{L^2}}, \quad m \in \mathbb{N} \quad (4.1)$$

Aus der energetischen Position E_m der Zustände m und der Energie des Grundzustandes E_1 lässt sich durch die Anpassung an die Messdaten der Längenparameter L bestimmen. Es sind aber noch zwei weitere Parameter zu finden:

- $n_{eff} = 1,988$ ist der effektive Brechungsindex der GaAs/Luft-Kavität
- die Energie E_{DBR} ist die Energie des nicht durch lateralen Einschluss begrenzten Photons

Der effektive Brechungsindex n_{eff} der GaAs/Luft-Kavität wurde aus Mittelung der Brechungsindizes der entsprechenden Schichten in vertikaler Richtung bestimmt. Die Brechungsindizes wurden dabei mit der Intensität des elektrischen Feldes gewichtet. Die

Energie E_{DBR} wird in der Anpassung neben dem Längenparameter L als zweiter freier Parameter betrachtet. Gründe dafür gibt es mehrere: E_{DBR} lässt sich aus den Schichtdicken der GaAs- und Luft (AlGaAs)-Schichten bestimmen. Aufgrund des Herstellungsprozesses ist aber eine radiale Verstimmung über das Probenstück [98] gewünscht. Die exakten Schichtdicken müssen daher individuell an der Position der Messung, beispielsweise durch Rasterelektronenmikroskopie, nachgemessen werden. Um die Spaltkante zu betrachten, muss die Probe aber an entsprechender Stelle zerstört werden. In einem weiteren Punkt hängt E_{DBR} , wie bereits erwähnt, von der Vollständigkeit des nasschemischen Ätzprozesses ab. Aus repräsentativen Messungen und Überprüfungen der Spaltkante (siehe Abbildung 4.6) mittels Rasterelektronenmikroskopie und der hohen Selektivität der verwendeten Säure lässt sich schließen, dass zuletzt genannter Punkt zu vernachlässigen ist. Ein letzter Aspekt zur Energie des freien Photons ist folgender: Ziel der Auswertung ist es, den Längenparameter L zu bestimmen. Betrachtet man die Energien E_m in erster Näherung ($E_m \approx E_{\text{DBR}} + \frac{\hbar c}{n_{\text{eff}} L} m \pi$), so lässt sich aus dem spektralen Abstand der Zustände m der Längenparameter L bestimmen. E_{DBR} gibt lediglich den Nullpunkt an.

Abbildung 4.9 zeigt die Auswertung einer Messung an einem Resonator mit folgenden Parametern: rechteckige Löcher der Kantenlänge $2\mu\text{m}$ und einem Abstand von $20\mu\text{m}$. In Abbildung (a) sind die spektrale Position der Zustände m aus den 2D-Messungen mit entsprechenden Fehlerbalken gezeigt. Daneben sieht man die die Anpassung der exakten Simulation (Gleichung (4.1)) an die Messdaten. Simulation und Messdaten stimmen im Rahmen der Fehler sehr gut überein. Die extrahierten Parameter betragen $L=11,8\mu\text{m}$ und $E_1=1,362\text{eV}$. Ein Maß für die Übereinstimmung ist die Standardabweichung zwischen Messung und Simulation, die über die einzelnen Zustände aufsummiert wurde. Abbildung (b) zeigt über einer Variation des Längenparameters L und für verschiedene Energien E_1 die Standardabweichung zwischen Experiment und Simulation. Für die Energie $E_1=1,362\text{eV}$ (910nm) zeigt sich für $L=11,8\mu\text{m}$ ein Minimum, d.h. eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Messung. In diesem Fall beträgt die Standardabweichung $\sigma = 0,72\text{meV}$. Aus dem Verlauf der Standardabweichung lässt sich zudem ein Fehler für die Messmethode abschätzen. Daraus ergibt sich für diese Messung $L=(11,8\pm 0,6)\mu\text{m}$.

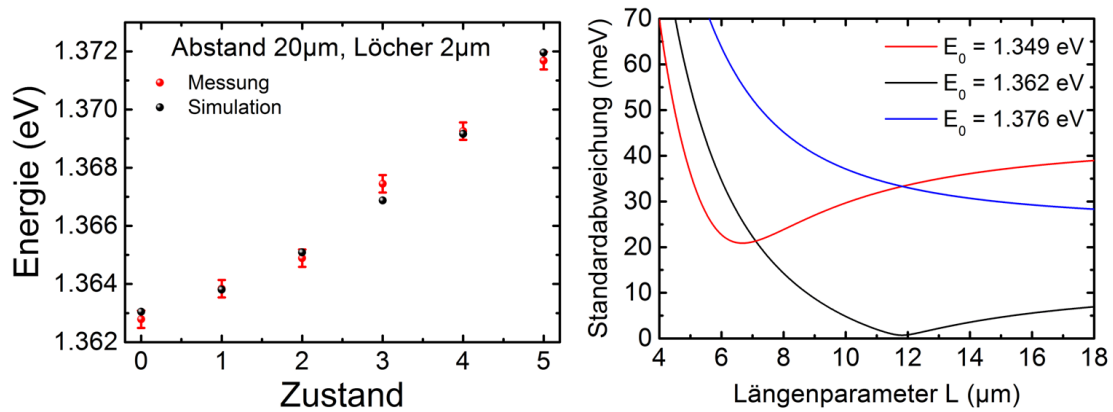


Abbildung 4.9 (a) Spektrale Position der Zustände ausgewertet aus einer 2D-Messung (rot). Die Fehlerbalken geben die spektrale Breite (FWHM) der Zustände an. Die Messung wurde zwischen zwei tiefgeätzten Löcher rechteckiger Form, einer Kantenlänge von $2\mu\text{m}$ und einem Abstand von $20\mu\text{m}$ durchgeführt. Zusätzlich sind die simulierten Daten eingetragen. Die Parameter für die Simulation betragen $L = 11,8\mu\text{m}$ und $E_1 = 1,362\text{eV}$. (b) Standardabweichung zwischen Experiment und Simulation in Abhängigkeit des Längenparameters L und für verschiedene Energien E_1 .

Nach dieser Methode wurde an verschiedenen Stellen der Probe gemessen und der Längenparameter L bestimmt. Dabei wurden verschiedene geometrische Parameter miteinander verglichen, die durch die Prozessierung definiert wurden: die Form der tiefen Löcher (Rechteck, Kreis), die Größe der Löcher (Kantenlänge, Durchmesser) und der Abstand der Löcher ($20\mu\text{m}$ und $40\mu\text{m}$). Die Auswertung von 13 Messungen ist in Abbildung 4.10 gezeigt. Dabei ist der durch den Prozess vorgegebene Abstand zwischen den beiden tief geätzten Löchern ($20\mu\text{m}$ bzw. $40\mu\text{m}$) dem Längenparameter L gegenübergestellt, der aus der aus der Photolumineszenzmessung extrahiert wurde. Die Form der Datenpunkte (Rechteck, Kreis) gibt die tatsächliche Form der tief geätzten Löcher an. Die Kantenlänge des Rechtecks bzw. der Durchmesser des Kreises sind dabei farblich kodiert in schwarz ($2\mu\text{m}$) und rot ($5\mu\text{m}$). Es fällt sofort auf, dass weder die Form der Löcher noch die Größe einen Einfluss auf den Längenparameter haben. Dennoch können die Messwerte in zwei Gruppen unterteilt werden: zum einen sind die Messdaten um den Bereich $L_{13}=(13,1\pm 1,0)\mu\text{m}$ lokalisiert, zum anderen um den Bereich $L_{07}=(7,3\pm 1,1)\mu\text{m}$. Der Bereich um L_{07} schließt die Messdaten mit ein, die zum Abstand der Löcher von $40\mu\text{m}$ gehören. Daraus wird geschlossen, dass der Einschluss nicht durch die beiden tief geätzten Löcher auf beiden Seiten zustande kommt, sondern durch ein Loch auf der einen Seite und dem Übergang Luft – AlGaAs (unterätzt – nicht unterätzt) auf der anderen Seite. Unterstützt wird diese Vermutung durch Referenzmessungen am optischen Mikroskop. Durch eine Mikrometerskala im Okular konnte die Länge des unterätzten Bereichs auf $L_M = (10 \pm 3)\mu\text{m}$ bestimmt werden. Im Fall der Messdaten

L_{07} bedeutet das, dass der einfach unterätzte Bereich gemessen wurde. Das leuchtet bei den $40\mu\text{m}$ Abständen ein, die mit Blick auf Messungen mit dem optischen Mikroskop deutlich von einer komplett freitragenden Struktur entfernt sind. Im Fall $L=20\mu\text{m}$ steht zwischen den beiden Löchern wahrscheinlich noch eine schmale tragende Wand aus AlGaAs, die das optische Lichtfeld lateral einschränkt. Dieser kurze Bereich aus AlGaAs konnte jedoch nicht mit dem optischen Mikroskop detektiert werden. Eine quantifizierende Aussage bezüglich der erreichten Q-Faktoren konnte anhand dieser beiden Gruppen nicht nachgewiesen werden.

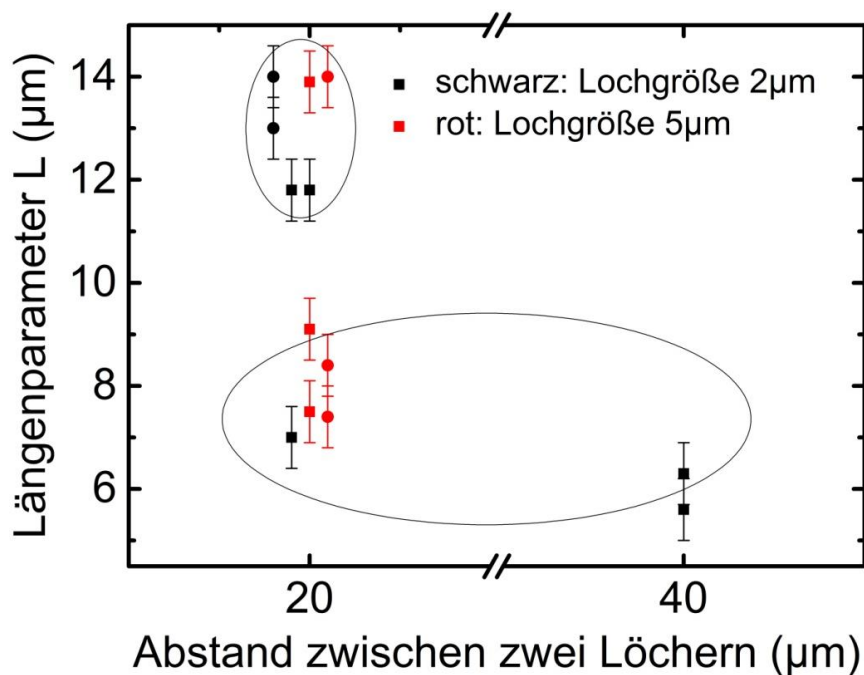


Abbildung 4.10 Gegenüberstellung des aus verschiedenen Messungen extrahierten Längenparameters L und des durch den Prozess definierten Abstands zwischen zwei Löchern, zwischen denen an der freitragenden GaAs/Luft-Mikrokavität gemessen wurde. Die Messdaten lassen sich in zwei Gruppen einteilen. Die einen Messdaten sind um $L_{13}=(13,1\pm 1,0)\mu\text{m}$ gruppiert und geben den Prozessparameter $20\mu\text{m}$ wieder. Die Diskrepanz zwischen beiden Werten resultiert aus Anderson Lokalisation, die zu einem zusätzlichen Einschluss führt. Die anderen Messdaten $L_{07}=(7,0\pm 1,1)\mu\text{m}$ geben einen Einschluss wieder, der durch ein Loch auf der einen Seite und der Grenzfläche von dem unterätzten Bereich zu der gewachsenen Struktur wiedergibt. Zudem sind die erzielten Ergebnisse unabhängig von der Größe und der Form (wie im Graphen angedeutet) der tiefen Löcher.

Im Fall der Messdaten L_{13} jedoch reichte der unterätzte Bereich, um zwischen den tiefen Löchern einen komplett freitragenden Bereich zu erhalten. Bestätigt wird diese Annahme dadurch, dass die Messpunkte L_{13} nur bei einem $20\mu\text{m}$ Abstand der Löcher auftauchen. Dennoch weicht die gemessene Länge des Einschlusses von den $20\mu\text{m}$ ab, die durch die Geometrie der Prozessierung vorgegeben wurden. Rauigkeiten an der Ätzflanke der tiefen Löcher führen zu einer zusätzlichen Einschränkung der photonischen

Mode. Ein zusätzlicher Punkt bei der Auswertung des Längenparameters aus den Zuständen m ist die Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex von der Wellenlänge – $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(\lambda)$. Diese Abhängigkeit wurde nicht berücksichtigt. Die Korrektur dieser Abhängigkeit, d.h. eine Abnahme des Brechungsindex n_{eff} zu höheren Wellenlängen, würde in kleineren Längenparametern L resultieren. Eine maximale Abschätzung dieser Korrektur ergibt einen Wert von 0,6% größeren Längenparametern L und liegt damit eine Größenordnung unter dem angegebenen Fehler. Berechnet wurde diese Abschätzung aus der chromatischen Dispersion für GaAs $dn/d\lambda = -0.69907\mu\text{m}^{-1}$ [135]. Um die maximale Korrektur abzuschätzen, wurde die Abhängigkeit der Dispersion von der Wellenlänge für n_{eff} übernommen. Weiterhin wurde für $d\lambda$ der Unterschied der in der Auswertung verwendeten Zustände $m=0$ und $m=5$ angenommen. Daraus ergibt sich eine Korrektur $\Delta n = 0,005$, die sich entsprechend der Gleichung (4.1) für den unendlichen Einschluss auf den Längenparameter überträgt.

4.3.3 Laseremission

Um das Regime der Laseremission nachzuweisen, wurde an den Strukturen die Intensität der Photolumineszenz des Zustandes $m=0$ leistungsabhängig gemessen. Angeregt wurde mit einem Titan:Saphir-Laser bei einer Wellenlänge von 839,1nm im Dauerstrichbetrieb. Bei einer Probertemperatur von 70K ist sichergestellt, dass sich das System im Regime der schwachen Kopplung befindet. In Abbildung 4.11 ist die integrierte Intensität der Photolumineszenz über der Anregungsleistung gezeigt. Die Messung wurde an einer GaAs/Luft-Mikrokavität durchgeführt, bei der die rechteckigen tiefen Löcher eine Kantenlänge von $2\mu\text{m}$ und einen Abstand von $10\mu\text{m}$ ¹ hatten. In der doppeltlogarithmischen Auftragung ist bei einer Anregungsleistung von 20mW eine Schwelle zu erkennen. Die Annahme wird durch die Entwicklung der Halbwertsbreite bestätigt, die bei der Schwelle auf einen Wert von $\text{FWHM}(20\text{mW})=200\mu\text{eV}$ fällt. Dies ist das Auflösungsvermögen des verwendeten Messplatzes/Monochromators. Der Anstieg der Halbwertsbreite bei einer Anregungsleistung von ca. 55mW ist der Modenkonzurrenz [136] mit einer zweiten photonischen Mode geschuldet.

¹ Die Messungen zum Abstand von $10\mu\text{m}$ sind in dem vorherigen Kapitel nicht aufgeführt, weil hier nur die beiden ersten Zustände $m=0$ und $m=1$ zu sehen waren.

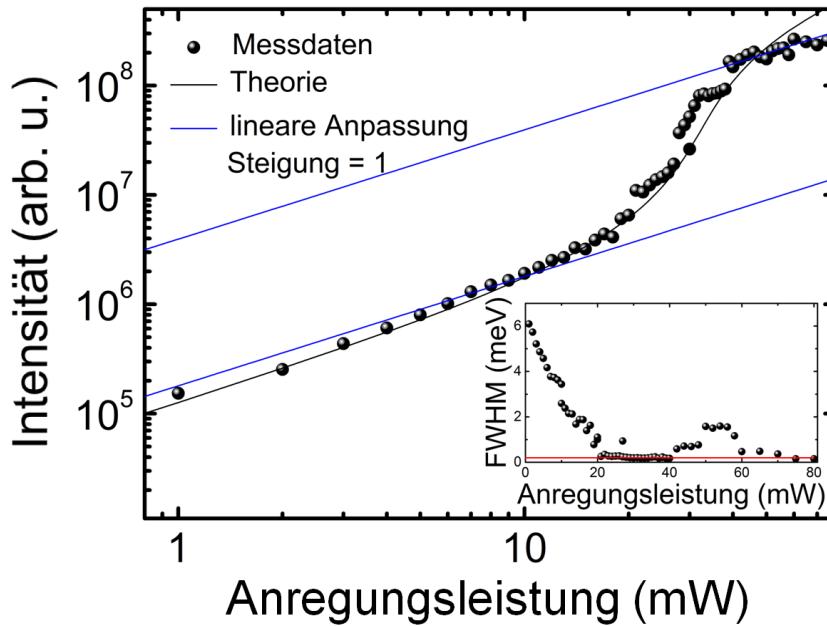


Abbildung 4.11 Messung der integrierten Intensität des Grundzustandes einer GaAs/Luft-Kavität über der Anregungsleistung. Die Kavität hatte einen freitragenden Bereich von $L=10\mu\text{m}$. Ab einer Anregungsleistung von 20mW ist ein superlinearer Anstieg zu erkennen. Im Innenbild ist die Halbwertsbreite der Emission über der Anregungsleistung gezeigt. Bei einer Anregungsleistung von 20mW fällt diese auf das Auflösungsvermögen des Messplatzes von $200\mu\text{eV}$. Beides, der superlineare Anstieg der Intensität und die durch das Auflösungsvermögen beschränkte Halbwertsbreite, sind Hinweise für Laseremission. Ein einfaches Ratenmodell [65] beschreibt dieses Verhalten mit entsprechend angepassten Parametern (schwarze Kurve). Die blauen Kurven sind Anpassungen an den linearen Bereich der Kurve.

Die S-Form in der doppeltlogarithmischen Auftragung und die abnehmende Halbwertsbreite sind typische Anzeichen für Lasing im Regime der schwachen Kopplung. Die Messdaten lassen sich über ein Ratenmodell (Gleichung (2.11)) [65] an einen theoretischen Verlauf anpassen. Daraus lässt sich der Anteil der spontan emittierten Photonen $\beta=(1,02\pm 0,01)\%$ ermitteln, die in die Kavität eingespeist werden. Dieser Wert ist vergleichbar mit den Werten von herkömmlichen GaAs/AlGaAs-Mikrokavitäten [137, 138, 139]. Die Schwellenleistungsdichte beträgt $1,6\text{kW/cm}^2$. Das ist eine grobe Abschätzung, in die folgende Werte eingehen: die Schwelle von 20mW , eine abgeschätzte Reflektivität von 99% und der Strahldurchmesser von $4\mu\text{m}$. Dieser Wert ist vergleichbar mit anderen publizierten Werten freitragender Strukturen, beispielsweise auf InP [133].

Über den gesamten Anregungsbereich kommt es zu einer spektralen Rotverschiebung der Emission von $3,3\text{meV}$. Dieses Verhalten wird einem Heizeffekt zugeschrieben infolge der hohen Anregungsleistung des Titan:Saphir-Lasers im Dauerstrichbetrieb. Dieser Punkt betrifft den wesentlichen Nachteil einer GaAs/Luft-Kavität. Durch die freitra-

genden Strukturen wird der Kontrast der Brechungsindizes maximiert, aber zugleich auch der thermische Widerstand erhöht. Es besteht bei diesen Bauteilen bei hohen Anregungsleistungen über längere Zeit die Gefahr, dass sie überhitzen und zerstört werden. Eine qualitative Analyse von mehreren gemessenen Proben ergibt bei einer Anregungsleistung von ca. 100mW bis 120mW und einer Zeit bis zu 10s, dass die Emission der GaAs/Luft-Mikrokavität verschwindet, die Probe also zerstört ist. Mit einer Reflektivität von 99% ergibt sich eine Energie von 12mJ.

4.3.4 Anwendungen einer GaAs/Luft-Mikrokavität

Wie zu Beginn des Kapitels über die GaAs/Luft-Mikrokavitäten erwähnt, kann über die Verstimmung der optischen Mode der Brechungsindex verschiedener Gase bestimmt werden [140]. Hier sollen nun Messungen zum Thema der Verstimmung vorgestellt werden. Für die Messungen wurde der bestehende Photolumineszenz Messplatz erweitert. Dafür wurden am Kryostaten zwei Ventile angebracht, über die ein definiertes Volumen von wenigen Kubikzentimetern (Zyklen) an Reinstgas (Stickstoff N_2) eingebracht werden konnte. Die Photolumineszenz wurde dann über der Anzahl Zyklen gemessen. Um ein Beschlagen des Kryostaten durch die verringerte thermische Isolation zu verhindern, wurde das Fenster kontinuierlich mit trockenem Stickstoff abgeblasen.

Das Probenstück, an dem gemessen wurde, ist das, an dem die Modenquantisierung und die Laseremission gemessen wurden. Nach mehreren Monaten war es nicht mehr möglich das Regime der Laseremission zu erreichen, weshalb die Verstimmung anhand der Photolumineszenz untersucht wurde. Die Alterung der hergestellten Strukturen wurde im Rahmen der Arbeit nicht weiter untersucht.

Die Messungen zur Verstimmung durch Einbringen von Reinstgas (N_2) wurden bei einer Temperatur von 100K und einer Anregungsleistung von 20mW durchgeführt. In Abbildung 4.12 (a) ist der Schnitt der Emission durch das 2D Spektrum um $k=0\mu\text{m}^{-1}$ für die ersten 10 Zyklen gezeigt. Das erste Spektrum (unten) zeigt die Referenzmessung ohne Reinstgas im Kryostaten, d.h. der Kryostat ist auf einen Druck von 10^{-6} mbar evakuiert. Die Halbwertsbreite der gemessenen Emission beträgt zwischen 0.8meV und 1.6meV und nimmt mit zunehmendem Gasvolumen im Kryostaten zu. Dementsprechend fällt der Q-Faktor von 1700 auf 900. Aufgrund von Transfermatrix-Berechnungen kann ausgeschlossen werden, dass dieser Abfall ein Resultat des leicht verschlechterten Brechungsindexkontrasts ist. Hier würde man einen Abfall von 2%

erwarten (Betrachtung der FWHM in Abbildung 4.13). Eine mögliche Ursache könnten Verunreinigungen im Stickstoff sein, die an der Probe festgefroren sind. Das Verhalten eines abfallenden Q-Faktors wurde auch von Mosor et al. [140] im Fall photonischer Kristalle beobachtet. Hier wird dieses Verhalten der einzelnen Kavität zugeschrieben.

In der Auswertung, Abbildung 4.12 (b), ist die spektrale Position der Emission im Vergleich zum Spektrum ohne Reinstgas gezeigt. Es sei hier kurz erwähnt, dass die Breite der Emission (FWHM) etwa doppelt bis dreifach so groß ist, wie die gemessene Verschiebung. Das kann durch Messungen im Regime des Laserbetriebs optimiert werden. Mit zunehmender Zahl an Zyklen schiebt die Emission rot und geht nach 6-10 Zyklen in einen Bereich der Sättigung über, d.h. der Kryostat ist nahezu vollständig mit Stickstoff gefüllt. Die Messung wurde an drei verschiedenen GaAs/Luft-Kavitäten durchgeführt, womit die spektrale Verschiebung $\Delta\alpha = -(0.5 \pm 0.2) \text{ meV}$ bestimmt werden konnte. Die spektrale Verschiebung gibt den Bereich wieder, über den sich die GaAs/Luft-Kavität verstimmen lässt, d.h. von der Messung ohne Stickstoff bis zum Bereich der Sättigung.

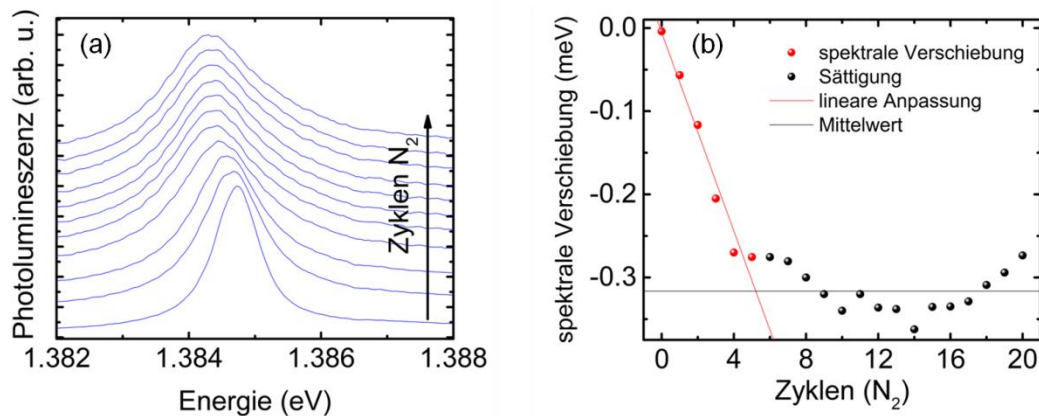


Abbildung 4.12 (a) Photolumineszenz einer GaAs/Luft-Kavität. Das unterste Spektrum zeigt die Referenzmessung ohne Stickstoff im Kryostaten. Darauf folgend sind die ersten zehn Messungen gezeigt, bei denen jeweils ein Volumen von wenigen cm^3 (Zyklus) an Stickstoff in den Kryostaten eingebracht wurde. (b) Spektrale Auswertung der Messung (a) mit Blick auf das Referenzspektrum. Zunächst zeigt sich eine Verschiebung der Emission, bis sie schließlich sättigt.

Über die gemessene spektrale Verstimmung kann der Brechungsindex des Gases bei der gemessenen Temperatur und Wellenlänge bestimmt werden. In Abbildung 4.13 ist die Abhängigkeit der Verstimmung über dem Brechungsindex der geätzten AlGaAs-Schichten (also der freien Schichten) gezeigt. Aus dieser Simulation kann der Brechungsindex von Stickstoff bei einer Temperatur von 100K zu $n_{N_2}^{100K} = 1,0033 \pm 0,0013$ bestimmt werden.

Zu dem gegebenen Wert sei noch Folgendes ergänzt: Der Brechungsindex von Stickstoff beträgt bei Raumtemperatur $n_{N_2}^{273K} = 1,0002957$. Der Wert $n_{N_2}^{100K}$ bei kleiner Temperatur ist also größer. Dieses Verhalten ist für Gase typisch und stimmt mit der Literatur überein [141]. Der Brechungsindex von flüssigem Stickstoff [142] hingegen beträgt $n_{N_2(lq)}^{63K} = 1,1990$ und ist nochmal deutlich größer als der gemessene Wert. Daraus geht hervor, dass die Thermalisierung der Probe kein Problem dieser Messung darstellt und kein Stickstoff in der Struktur kondensiert ist.

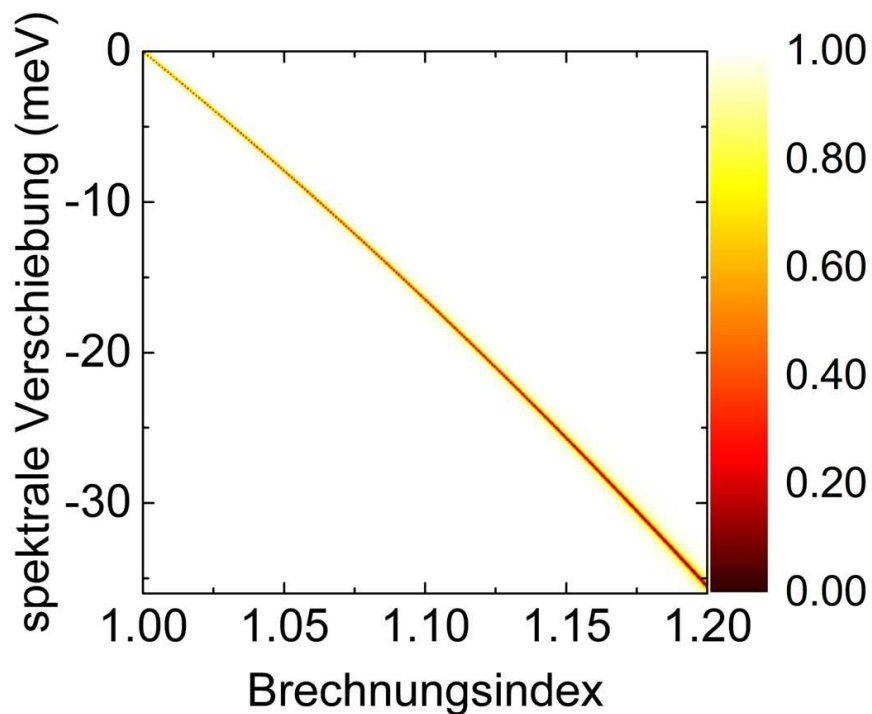


Abbildung 4.13 Simulation für die gemessene GaAs/Luft-Kavität bei einer Temperatur von 100K. Gezeigt ist die Abhängigkeit der Reflektivität bzw. der Kavitätsresonanz (farbliche Kodierung) und deren spektrale Verschiebung in Abhängigkeit des Brechungsindex des Materials in den freien Schichten. Die Referenz der Verschiebung ist die freitragende GaAs/Luft-Kavität für Vakuum, d.h. $n=1$.

4.4 Eine Variation der GaAs/Luft-Mikrokavität

Ziel der GaAs/Luft-Mikrokavitäten ist es, das Modenvolumen auf ein Minimum zu reduzieren. In vertikaler Richtung konnte das Modenvolumen erfolgreich durch den großen Brechungsindexkontrast von GaAs und Luft optimiert werden. In horizontaler Richtung wurden Quantisierungseffekte beobachtet, die von dem Einschluss durch die tief geätzten Löcher her rühren. Ein alternativer Ansatz, der hier kurz aufgezeigt werden soll, sind GaAs/Luft-Mikrotürmchen. Der Vorteil einer solchen Struktur im Vergleich zur vorgestellten Struktur ist, dass das Bauteil noch kompakter ist. Die Emission sollte abhängig vom Durchmesser der Türmchen ein ähnliches Verhalten zeigen wie das der freitragenden GaAs/Luft-Mikrokavität.

Die Herstellung der GaAs/Luft-Mikrotürmchen erfolgt ausgehend von der epitaktisch hergestellten AlGaAs/GaAs Struktur, die auch für die freitragenden Mikrokavitäten verwendet wurde. Mittels Elektronenstrahlolithografie wird eine Maske aus Bariumfluorid und Chrom (siehe Kapitel 3.2 und 3.3) definiert. Die Maske besteht aus Scheiben verschiedener Größe, wobei jede Scheibe von vier Rechtecken umgeben ist. Danach werden die Mikrotürmchen (=Scheiben) und Rechtecke trockenchemisch in den Halbleiter geätzt. Das Ergebnis hiervon ist in Abbildung 4.14 (a) zu sehen. Würde man jetzt die aluminiumhaltigen Schichten mittels Salz- oder Flusssäure entfernen, würden die GaAs-Schichten und auch die Kavität weggeschwemmt. Deshalb werden Stützen oder auch Klemmen aus SiO_2 von beiden Seiten an die Mikrotürmchen aufgedampft. Die Rechtecke dienen dabei als Blende, damit sich das SiO_2 gezielt an dem Mikrotürmchen anlagert. Aufnahmen mittels Rasterelektronenmikroskopie eines Mikrotürmchens mit den Stützen aus SiO_2 sind in Abbildung 4.14 (b) gezeigt. Nachdem die Stützen aufgedampft wurden, können die aluminiumhaltigen Schichten mit Salzsäure (HCl) entfernt werden. Es entsteht ein GaAs/Luft-Mikrotürmchen, wobei die GaAs-Schichten von zwei Stützen aus SiO_2 links und rechts des Türmchens getragen werden.

In Abbildung 4.14 (c) sind Schnitte um $k_{\text{II}}=0\mu\text{m}^{-1}$ der Photolumineszenzmessungen an einem GaAs/Luft-Mikrotürmchen gezeigt. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von 50K aufgenommen. Der Anregungsspot beträgt ca. $4\mu\text{m}$ im Durchmesser, wobei die Aperturblende das detektierte Signal auf einen Bereich von $20\mu\text{m}$ beschränkt. Bei niedriger Anregungsleistung (3,5mW; Dauerstrichbetrieb) ist die Emission des Exzitons bei einer Energie von 1,386eV zu erkennen. Erhöht man die Anregungsleistung, so erscheinen schmale Linien, die optischen Resonanzen der Struktur zugeschrieben werden.

Bei höheren Anregungsleistungen sind zudem Resonanzen bei kleineren Energien verstärkt sichtbar. Eine mögliche Ursache dafür ist die Verschiebung der Bandlücke aufgrund des thermischen Eintrags durch den anregenden Laser. Aus der Halbwertsbreite der untersten und intensivsten Linie wird ein Q-Faktor der Struktur von 3500 abgeschätzt. Dieser Wert ist identisch mit dem Q-Faktor der planaren Mikrokavität. Das ist nicht weiter verwunderlich, da bei einem Türmchendurchmesser von $18\mu\text{m}$ Effekte, die den Q-Faktor aufgrund des Durchmessers reduzieren, noch keine Rolle [24] spielen.

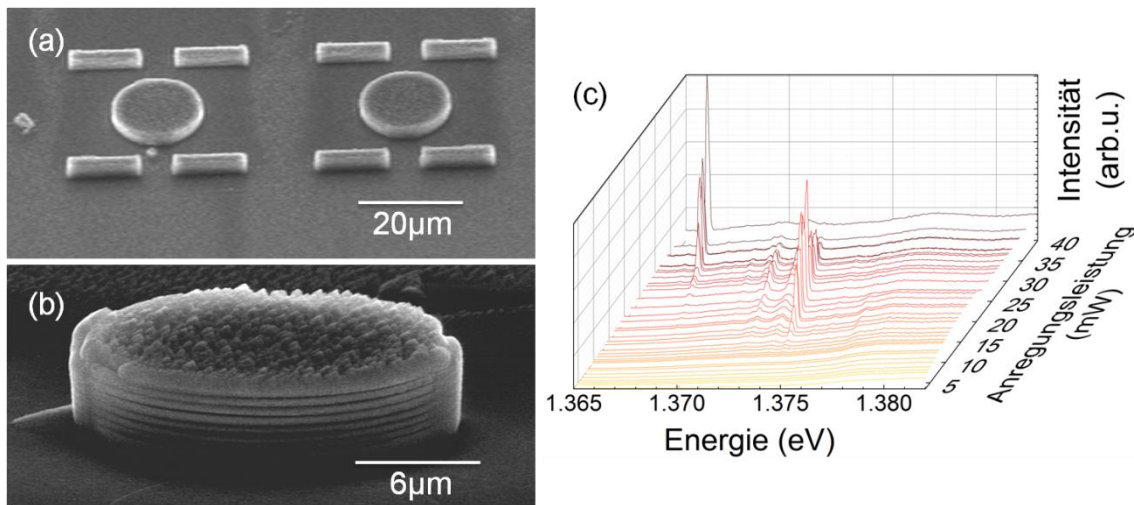


Abbildung 4.14 (a) Die Rasterelektronenmikroskopaufnahme zeigt eine Übersicht über zwei GaAs/Luft-Mikrotürmchen, um das Layout zu verdeutlichen. Die Mikrotürmchen wurden bereits von zwei Seiten (im Bild von oben und von unten) mit SiO_2 bedampft, das später als Stützen für die freigeätzten GaAs-Schichten dient. Die vier Rechtecke pro Türmchen dienen dazu als Blende, um das SiO_2 definiert aufzudampfen. (b) Aufnahme eines GaAs/Luft-Mikrotürmchens. Links und rechts sind die Stützen aus SiO_2 zu erkennen. Auch auf der Oberfläche findet sich SiO_2 , was aber im relevanten Wellenlängenbereich transparent ist. Die übrigen GaAs-Schichten sind freitragend und werden von den Stützen gehalten. (c) Photolumineszenzmessungen an einem GaAs/Luft-Mikrotürmchen mit $18\mu\text{m}$ Durchmesser. Die Messungen wurden bei 50K aufgenommen. Bei höheren Anregungsleistungen erscheinen diskrete Resonanzen, die optischen Moden des Mikrotürmchens zugeordnet werden.

Dieses alternative Design bietet ähnliche Möglichkeiten wie das planare Design. Die Einschränkung der optischen Mode und die Größe des freitragenden Bereichs sind identisch. Der Nachteil liegt klar in den zusätzlichen Prozessschritten in der Herstellung, sowie im größeren Materialbedarf aufgrund der rechteckigen Blenden. Auf der anderen Seite jedoch lässt sich der Ursprung der Lumineszenz besser zuordnen, da im relevanten Spektralbereich die Emission nur vom Exziton oder der Kavität stammen kann. Im Fall der planaren Mikrokavität ist das Exziton auf der gesamten Probe zu sehen, auch wenn die Position nicht auf die freitragende Mikrokavität eingestellt ist.

4.5 Zusammenfassung GaAs/Luft-Mikrokavität

Die Licht-Materie-Wechselwirkung in einer Mikrokavität kann durch eine Reduktion des Modenvolumens vergrößert werden. Dieser Ansatz wurde im Kapitel zur GaAs/Luft-Mikrokavität erfolgreich umgesetzt. Das Modenvolumen konnte in vertikaler Richtung durch Minimierung der effektiven Kavitätslänge, die sich aus der optischen Kavitätslänge und der Eindringtiefe in den unteren und oberen Bragg-Spiegel zusammensetzt, signifikant verkleinert werden. Die Eindringtiefe in die Bragg-Spiegel ist im Wesentlichen durch den Brechungsindexkontrast der beiden alternierenden Materialien eines Bragg-Spiegels gegeben. Für die freitragende GaAs/Luft-Mikrokavität ist dieser Kontrast maximal.

Die Umsetzung dieses Konzepts erfolgte durch Entfernen der aluminiumhaltigen Schichten einer GaAs/AlGaAs-Struktur, deren Schichtdicken für die GaAs/Luft-Mikrokavität optimiert sind. So konnten freitragende Strukturen über eine Länge von bis zu 20 μm realisiert werden. Die lateralen Grenzflächen, wie z.B. tiefe Löcher als Angriffspunkte für die Säure oder der Übergang Halbleiter – Luft, führen zu einem Einschluss der optischen Mode, was sich in diskreten Zuständen in Photolumineszenzmessungen zeigt. Die untersuchten Strukturen zeigen Q-Faktoren in der erwarteten Größe, was die Zuverlässigkeit und Stabilität der GaAs/Luft-Mikrokavität widerspiegelt. In einer Leistungsserie konnte das Regime der Laseremission erreicht und das dafür typische Verhalten beobachtet werden.

Die GaAs/Luft-Mikrokavität bietet Möglichkeiten im Bereich der Gas-Sensorik. Zudem kann mit dieser Struktur der Brechungsindex bekannter Gase oder Flüssigkeiten bei verschiedenen Temperaturen bestimmt werden. Dies konnte erfolgreich demonstriert werden. Die erreichten Q-Faktoren der Struktur legen außerdem nahe, dass die Mikrokavität für Anwendungen im Regime der starken Kopplung geeignet ist.

5 Tamm-Plasmonen

Neben dem starken optischen Einschluss durch die GaAs (Galliumarsenid)/Luft-Mikrokavität gibt es auch die Möglichkeit, das optische Feld nicht durch einen Bragg-Reflektor, sondern durch einen metallischen Spiegel einzuschränken. Durch den großen Extinktionskoeffizienten wird die Eindringtiefe des Lichtfeldes in das Metall stark reduziert. Die hergestellten Strukturen bestehen aus einem unteren Bragg-Spiegel, einer Kavitäts- oder Anpassungsschicht und einem oberen metallischen Spiegel. Der Einschluss des optischen Feldes durch den Metallspiegel halbiert das effektive Modenvolumen der Kavität (siehe Kapitel 2.2.3). Analog zu dem Kapitel der GaAs/Luft-Kavitäten soll das Design zunächst anhand von Simulationen motiviert werden. Danach werden Besonderheiten der Herstellung und Prozessierung angesprochen und im Schwerpunkt die Ergebnisse zu den Messungen dieser Strukturen diskutiert.

5.1 Simulationen zu Tamm-Plasmonen

Der photonische Einschluss durch einen Bragg-Reflektor auf der einen und einen metallischen Spiegel auf der anderen Seite führt zur Entstehung von optisch anregbaren Zuständen. In Analogie zu den elektronischen Zuständen, die sich an der Grenzfläche Metall – Halbleiter bilden, werden diese Zustände Tamm-Plasmonen [143, 33] genannt (siehe Kapitel 2.2.3). Dieser Name ist anfangs irreführend, weil die Zustände nichts mit der klassischen Ladungsträgeroszillation im Metall gemein haben. Bezüglich der freien Ladungsträger im Metall, deren Resonanz (Plasmafrequenz [144]) energetisch weit entfernt (ca. 4eV) von den hier betrachteten Energien (ca. 1,4eV) liegt, befinden wir uns im niederenergetischen Grenzfall, d.h. die Ladungsträger können dem elektromagnetischen Feld folgen. Das ist der Grund, weshalb das elektromagnetische Feld am Übergang des Halbleiters zum Metall verschwindet und nach oben hin beschränkt wird. Nach unten wird das elektromagnetische Feld durch einen Bragg-Spiegel begrenzt [13]. Die Tamm-Plasmonen, deren energetische Lage u.a. von der Länge der Anpassungsschicht zwischen Bragg- und Metall-Spiegel abhängt [60, 33], sollen in dieser Arbeit im Hinblick auf Licht-Materie-Wechselwirkung untersucht werden. Ziel der Struktur ist es, im Re-

gime der starken Kopplung Experimente durchzuführen und dafür die Vorteile der Tamm-Plasmonen zu nutzen.

Die Simulationen zu den Tamm-Plasmonen werden wie die Simulationen zu den GaAs/Luft-Kavitäten mithilfe von Transfermatrix-Berechnungen durchgeführt. Um einen möglichst starken Einschluss durch das Metall zu erreichen, sind der Brechungsindex und der Extinktionskoeffizient [145] entscheidend. Für die Versuche mit den Tamm-Plasmonen wurde Gold als Metall verwendet. Das hat prozesstechnische Gründe, da sich Gold hier (thermisch) sehr gut homogen und in dünnen Schichten aufbringen lässt. Die Werte für Brechungsindex ($n_{Au} = 0,18$) und Extinktionskoeffizient ($\kappa_{Au} = 5,12$) für Gold wurden aus Referenzmessungen bestimmt. Dafür wurde die spektrale Position der Tamm-Plasmonen für verschiedene Schichtdicken des Gold-Metallspiegels mit der Simulation verglichen. Da die Werte für den Extinktionskoeffizienten und Brechungsindex von dem Aufdampfprozess abhängen [146], ist dieses Vorgehen üblich [32].

Im Vergleich zur Mikrokavität ergeben sich bei den hier vorgestellten Strukturen deutlich kleinere Q-Faktoren, die sich theoretisch erreichen lassen [34] und gemessen wurden [32]. Limitiert wird der Q-Faktor hier durch den großen Extinktionskoeffizienten des Metalls und die damit verbundene Absorption [147, 144]. Die Absorption liefert den wesentlichen Beitrag zu den Verlusten [148], die den Q-Faktor auf Werte von bis zu einigen 100 beschränken.

5.1.1 Einfluss des metallischen Spiegels

Um die Eigenzustände der Tamm-Plasmonen und den Einfluss der Metallschicht zu bestimmen, soll hier kurz eine semiklassische Betrachtung [149, 60] diskutiert werden. In Abbildung 5.1 (a) ist der schematische Aufbau der Struktur in Wachstumsrichtung z von links nach rechts dargestellt. Die Struktur besteht aus einem unterem Bragg-Spiegel, der Anpassungsschicht (Φ , mit dem Brechungsindex n) und dem Metallspiegel. Um die Eigenmoden der Struktur zu bestimmen, werden eine nach rechts und eine nach links propagierende Welle betrachtet. Für die Amplituden der Wellen gilt dann entsprechend der Berechnung mittels der Transfermatrix-Methode:

$$A \begin{pmatrix} 1 \\ r_{DBR} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\Phi} & 0 \\ 0 & e^{-i\Phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{Metall} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Dabei ist A eine Konstante, r_{DBR} und r_{Metall} sind die Reflektivitäten des Bragg-Spiegels und des Metalls und $\Phi = n_{\text{Aps}} \omega / c$ gibt die Änderung der Phase der betrachteten Wellen (Frequenz ω) über die Länge der Anpassungsschicht Δz an [60]. Die Kombination der beiden Gleichungen (5.1) liefert die Bedingung für die Eigenmoden der Tamm-Plasmonen:

$$r_{\text{DBR}} r_{\text{Metall}} e^{2i\Phi} = 1, \quad (5.2)$$

Der Reflexionskoeffizient für den Bragg-Spiegel r_{DBR} lässt sich aus Transfermatrix-Berechnungen bestimmen. Mithilfe der Fresnel Formeln [52] für senkrechten Einfall und des Drude Modells für Metalle [144] ergibt sich der Reflexionskoeffizient für das Metall r_{Metall} . Wichtig ist es hier anzumerken, dass die Bedingung (5.2) für verschiedene Längen der Anpassungsschicht erfüllt werden kann.

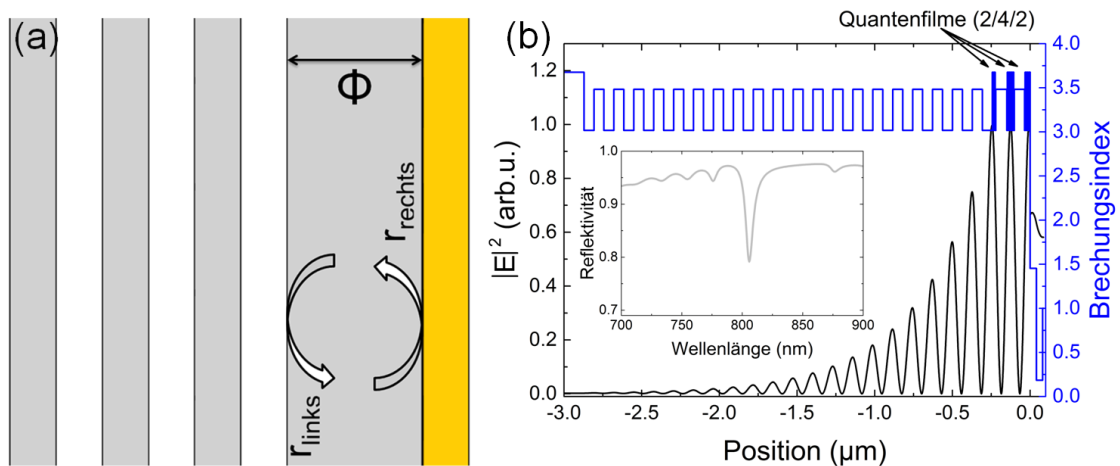


Abbildung 5.1 (a) Schema einer Tamm-Plasmonen Struktur mit den zur Bestimmung der Eigenenergien (Resonanzen) erforderlichen Parametern. Die Struktur besteht von links nach rechts (Wachstumsrichtung z) aus einem Bragg-Spiegel, einer Anpassungsschicht und einem Metallspiegel. (b) Verlauf der Feldintensität in der hergestellten Struktur mit 8 Quantenfilmen in der Anpassungsschicht Phase Φ . Blau ist der Verlauf des Brechungsindex der Tamm-Plasmonen Struktur gezeigt. Im Innenbild der Abbildung (b) ist das Reflexionsspektrum der angegebenen Struktur zu sehen. Es ist eine deutliche Resonanz bei einer Wellenlänge von 805nm (1,5404eV) zu erkennen.

In Abbildung 5.1 (b) sind die Ergebnisse der Transfermatrix-Berechnungen auf Basis der Überlegungen von Abbildung 5.1 (a) gezeigt. Die blaue Kurve stellt den Brechungsindexverlauf der Struktur dar. In der Anpassungsschicht sind Quantenfilme nahe den Positionen der Feldmaxima eingebettet. Über die Dicke der Anpassungsschicht kann die Phase Φ und die Energie der Tamm-Plasmonen abgestimmt werden. Im Bereich der Goldschicht (hier: 40nm) klingt die Intensität des elektrischen Feldes aufgrund des großen Extinktionskoeffizienten stark ab. Im Nebenbild der Abbildung ist das Reflexionsspektrum der Struktur gezeigt. Bei einer Wellenlänge von 805nm (1,5404eV) ist die

ausgeprägte Resonanz der Tamm-Plasmonen zu erkennen. Im Folgenden soll als Parameter, der die Position der Tamm-Plasmonen bestimmt, die Phase der Anpassungsschicht ($\Phi = n d_{\text{Aps}} \omega/c$) verwendet werden. Die Reflektivität des Bragg-Spiegels und des metallischen Spiegels werden nicht variiert. Gründe dafür sind andere physikalische Größen, wie z.B. Auskoppelleffizienz oder der elektrische Widerstand der Struktur, die Werte für die Schichtdicke des Metalls oder die Anzahl der Bragg-Spiegel vorgeben.

5.1.2 Einfluss der Anpassungsschicht

Die Eigenmoden der Tamm-Plasmonen werden nach Gleichung (5.2) im Wesentlichen durch die Phase Φ bestimmt. Dieser Parameter ist über die Schichtdicke der Anpassungsschicht d_{Aps} definiert. Damit ist die Dicke der Anpassungsschicht d_{Aps} der Parameter, der die Feinabstimmung der Tamm-Plasmonen erlaubt. Über die Schichtdicke der Anpassungsschicht kann die Resonanz der Tamm-Plasmonen über das Stoppband des Bragg-Spiegels geschoben werden (siehe Gleichung (5.2)).

In Abbildung 5.2 ist die Variation der Länge der Anpassungsschicht gezeigt. Das Stoppband des unteren Bragg-Spiegels reicht von 1,47eV bis 1,63eV. Die Resonanz der Tamm-Plasmonen, wie sie im Nebenbild von Abbildung 5.1 (b) zu sehen ist, schiebt mit zunehmender Dicke der Anpassungsschicht energetisch rot. Am Ende des Stoppbandes erscheint eine neue resonante Mode am Anfang des Stoppbandes bei 1,63eV [150]. Auf diese Weise lassen sich die Zweige der Tamm-Plasmonen durchnummerieren. Die Nummer des Zweigs ist identisch zur Zahl der Feldmaxima in der Anpassungsschicht. Um die Wechselwirkung zwischen den Tamm-Plasmonen (=optische Mode) und den Exzitonen im Quantenfilmen zu erhöhen, werden die Quantenfilme in die Feldmaxima der optische Mode platziert. Durch eine dickere Anpassungsschicht können mehr Quantenfilme auf mehrere Feldmaxima verteilt werden.

Die Abhängigkeit der Resonanz der Tamm-Plasmonen von der Dicke der Anpassungsschicht kann genutzt werden, um auch nach dem epitaktischen Wachstum die energetische Lage der Tamm-Plasmonen auf die Energie der Exzitonen abzustimmen, z.B. durch Aufdampfen von SiO_2 , um die Anpassungsschicht zu verlängern. Des Weiteren kann, wie auch bei den etablierten Mikrokavitäten, die Position des Stoppbandes über die radiale Abhängigkeit der Schichtdicke [98] eingestellt werden.

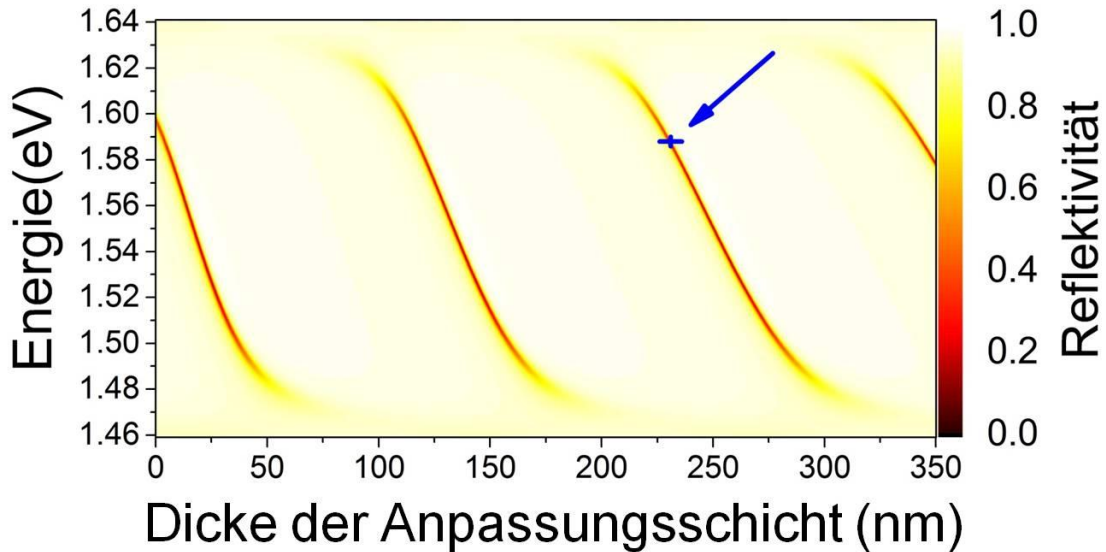


Abbildung 5.2 Reflexionsspektren (farblich kodiert) für eine Variation der Dicke der Anpassungsschicht. Die Resonanz der Tamm-Plasmonen (roter Farbton) schiebt mit zunehmender Dicke der Anpassungsschicht zu kleineren Energien. Wird die Anpassungsschicht noch dicker gewählt, schieben weitere resonante Moden über das Stopband. Dieses Verhalten ist typisch für eine Phasenbeziehung wie in Gleichung (5.2). Durch das periodische Wiederkehren der Tamm-Plasmonen Resonanz kann die Anpassungsschicht so gewählt werden, dass mehrere Quantenfilme in den Feldmaxima der Struktur platziert werden können. Der blaue Pfeil zeigt die gemessene Lage der Tamm-Plasmon-Mode und Länge der Anpassungsschicht der hergestellten Struktur.

5.1.3 Design einer Tamm-Plasmonen Struktur

Der wesentliche Punkt beim Design einer Tamm-Plasmonen Struktur ist die Abstimmung der Resonanz der Tamm-Plasmonen auf die energetische Lage der verwendeten Quantenfilme. Da das Ziel dieser Struktur das Regime der starken Kopplung ist, sollen Quantenfilme mit großer Oszillatorstärke [50] verwendet werden. Die verwendeten Quantenfilme aus GaAs sind nominell 7nm dick und in eine Anpassungsschicht aus $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ eingebettet. Sie emittieren bei einer Temperatur von 10K bei einer Energie von 1,598eV. Die Position der Quantenfilme ist in der 2/4/2 Konfiguration derart gewählt, dass sie in den Feldmaxima des optischen Feldes der Tamm-Plasmonen liegen. Davon ausgehend soll das Stopband des unteren Bragg-Spiegels um die Emission der Quantenfilme liegen, d.h. von 1,47eV bis 1,63eV. Üblicherweise liegt die photonische Resonanz leicht rot im Vergleich zu den Quantenfilmen. Durch die radiale Positionsabhängigkeit des Stopbandes [98] kann auch die Resonanz der Tamm-Plasmonen blau geschoben werden. In die andere Richtung wird die Resonanz der Tamm-Plasmonen

geschoben, wenn die Anpassungsschicht nach dem epitaktischen Wachstum beispielsweise durch SiO_2 verlängert wird. In Abbildung 5.2 sind die energetische Lage der Tamm-Plasmonen (blaues Kreuz) der hergestellten Struktur und die Evolution der Tamm-Plasmonen in Abhängigkeit der Anpassungsschicht zu sehen. Ein großer Teil der Mode ist gegenüber dem Quantenfilm-Exziton ($1,598\text{eV}$) rot verschoben.

Der Schichtaufbau der gewachsenen Struktur besteht aus 20,5 AlGaAs/AlAs-Spiegelpaaren, von denen die ersten 18,5 mit einer Dotierkonzentration von $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ n-dotiert sind. Die Dotierkonzentration fällt über die letzten beiden Spiegelpaare auf eine Konzentration von $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, um den Einfluss der Störstellen auf die Exzitonen in den Quantenfilmen zu minimieren. In der Anpassungsschicht sind die 8 Quantenfilme eingebettet. Die Struktur ist dotiert, um elektrische Felder über der intrinsischen Anpassungsschicht anlegen zu können. Der metallische Spiegel der Tamm-Plasmonen dient dabei als natürlicher oberer Kontakt.

5.2 Prozessierung der Tamm-Resonatoren

Um das Regime der starken Kopplung nachzuweisen, sollen zwei Ansätze verfolgt werden. Zum einen soll die Abhängigkeit der Resonanz der Tamm-Plasmonen von der radialen Position auf dem Wafer genutzt werden [98]. Über diese Positionsabhängigkeit wird die Resonanz der Tamm-Plasmonen durch die Emissionswellenlänge der Quantenfilme geschoben (Probe A). In der zweiten Herangehensweise soll durch ein angelegtes elektrisches Feld die Emission der Quantenfilme durch die Resonanz der Tamm-Plasmonen geschoben werden. Für diesen Ansatz muss die Probe kontaktiert werden. Eines der Vorteile der Tamm-Plasmonen bietet der metallische Spiegel, der auf natürliche Art als Kontakt für elektrische Kontaktierung der Struktur dient (Probe B).

Nach dem Wachstum werden aber zuerst 40nm SiO₂ (siehe Kapitel 3.3.1) aufgesputtert. Das SiO₂ dient zum einen als Feinabstimmung der Resonanz der Tamm-Plasmonen. Durch das SiO₂ wird die Anpassungsschicht verlängert und so über die Phase Φ (Gleichung (5.2)) die Eigenmode ω verändert (siehe Abbildung 5.2). Zum anderen werden Leckströme durch mögliche Wachstumsdefekte unterdrückt. Das ist nötig, um über die intrinsische Anpassungsschicht mit den acht GaAs Quantenfilmen ein elektrisches Feld anlegen zu können. Das Aufputtern des SiO₂ ist für die Proben A und B identisch, um die Ergebnisse beider Proben miteinander vergleichen zu können.

Für Probe A wird nach dem SiO₂ planar 40nm Gold thermisch aufgedampft. Die relative Lage der Resonanz von Tamm-Plasmonen zu Quantenfilm-Exziton wird Verstimmung von Tamm-Plasmon zu Exziton genannt. Sie reicht auf diesem Probenstück von positiver bis hin zu negativer Verstimmung. D.h. aufgrund der radialen Positionsabhängigkeit der Tamm-Plasmonen auf dem Wafer [98] liegt deren Resonanz auf der einen Seite des Probenstücks A energetisch niedriger, auf der anderen Seite energetisch höher als die Energie der Exzitonen.

Die Verstimmung von Probe B wird negativ gewählt. Sie beträgt im Zentrum des Probenstücks (Position 7,5mm) $\Delta=-9,5\text{meV}$. Mittels Stark-Effekt soll die Emission der Quantenfilme durch die Resonanz der Tamm-Plasmonen geschoben werden. Dafür wird dieses Probenstück nicht planar mit Gold bedampft, da das elektrische Feld über einer definierten Stelle abfallen soll. Zu große Flächen bergen die Gefahr, dass die Probe über mögliche Wachstumsdefekte kurzgeschlossen wird und damit unbrauchbar ist. Zu kleine Flächen führen zu einem zusätzlichen Einschluss der Tamm-Plasmonen und zu einer

energetischen Verschiebung [151]. Dementsprechend werden durch Elektronenstrahlithographie Scheiben mit einem Durchmesser von $20\mu\text{m}$ definiert. Die Scheiben sind über einen Steg mit einem Kontaktpad verbunden. In Abbildung 5.3 ist die Geometrie von Probe B zu erkennen. Die Scheiben und Stege von 40nm Schichtdicke bestehen wie bei Probe A aus thermisch aufgedampftem Gold. In einem zweiten Prozessschritt werden die Kontaktpads mittels Elektronenstrahlithographie definiert, aufgedampft und im Lift-off Schritt freigelegt. Die Kontaktpads bestehen aus Titan, Platin und Gold. Titan wirkt als Haftvermittler zwischen Halbleiter/ SiO_2 und dem Gold-Kontakt. Platin dient als Diffusionsbarriere für das Gold.

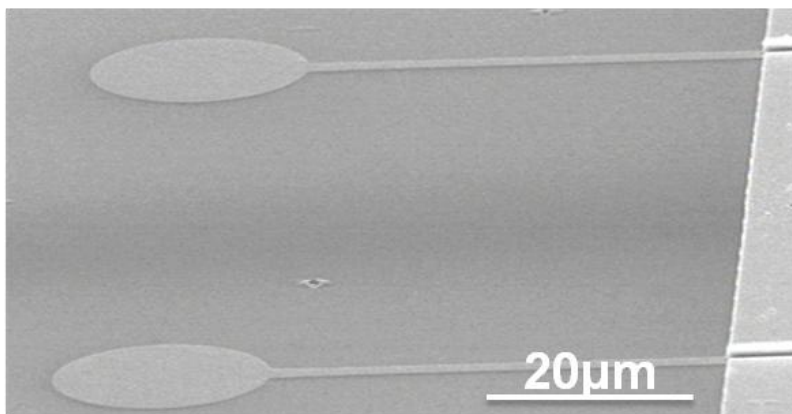


Abbildung 5.3 Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Oberfläche der vollständig prozessierten Struktur. Auf der gewachsenen Struktur wurden 40nm SiO_2 aufgebracht, welche die Resonanz der Tamm-Plasmon-Mode auf die Energie des Quantenfilm-Exzitons abstimmt. Auf das SiO_2 wurden Goldscheiben von $20\mu\text{m}$ Durchmesser aufgedampft, die als metallische Spiegel der Tamm-Plasmonen dienen. Die Goldscheiben sind über dünne Stege mit den Kontaktpads verbunden.

5.3 Messungen an den Tamm-Plasmonen

Zur Charakterisierung der Tamm-Plasmonen werden die hergestellten Proben mittels Photolumineszenzmessungen untersucht. Der Messaufbau (siehe Kapitel 3.5) besteht aus einer Standard-Photolumineszenzanordnung mit einer zusätzlichen Fernfeldlinse, um die Dispersion des gemessenen Signals auf der CCD-Kamera sichtbar zu machen [122]. Im Folgenden soll zunächst die Grundcharakterisierung der Proben anhand von Probe A (radiale Verstimmung) besprochen werden. Danach werden die weitergehenden Experimente anhand von Probe B besprochen und die elektronischen Eigenschaften diskutiert. Dann können die Eigenschaften des Systems anhand der Photolumineszenzmessungen unter Anlegen eines elektrischen Feldes herausgearbeitet werden. Dazu zählen Q-Faktor, Rabi-Aufspaltung, Oszillatorstärke und Polarisierbarkeit der Quantenfilme, sowie die Masse der Tamm-Plasmonen.

5.3.1 Grundcharakterisierung der planaren Probe A

Für die Grundcharakterisierung wurde die planare Probe bei einer Temperatur von 6K gehalten. Die Probe wurde optisch bei einer Wellenlänge von 658nm und einer Leistung von $920\mu\text{W}$ im Dauerstrichbetrieb angeregt. Über Mikrometerschrauben wurde die Photolumineszenz in Abhängigkeit von der Position auf dem Probenstück mit einer Auflösung von 0,5mm aufgezeichnet.

In Abbildung 5.4 (a) sind die normierten Spektren der Messung gezeigt. Der Übersicht halber sind die Spektren gegeneinander in vertikaler Richtung verschoben. Das blaue Spektrum, das bei der Position 7,5mm (gemessen vom Zentrum des Wafers) aufgenommen wurde, lässt vermuten, dass sich die Emission aus drei Spektrallinien zusammensetzt. Die drei Spektrallinien sind offensichtlich nicht bei allen Spektren erkennbar. Deshalb soll der physikalische Ursprung der Linien näher erläutert und in Zusammenhang mit Abbildung 5.4 (b) deutlich werden. Hier ist die Auswertung der in Abbildung 5.4 (a) gemessenen Spektren zu sehen. Dabei wurde jedes Spektrum mit drei Lorentzfunktionen angepasst. Die Methode der Anpassung ist die der kleinsten Quadrate. Eine Anpassung mit zwei Lorentzfunktionen führt zu einer systematischen Diskrepanz vor allem bei den Spektren, die bei Positionen von 6,5mm bis 9mm aufgenommen wurden, und damit zu deutlich größeren quadratischen Abweichungen zwischen Mes-

sung und Anpassung. Zudem können den drei Spektrallinien in der Abbildung 5.4 (a) physikalische Ursachen zugeordnet werden (siehe Abbildung 5.4 (b)).

Die spektrale Verschiebung der Linien in Abhängigkeit der Position auf dem Probenstück lässt Rückschlüsse auf deren Ursprung zu. In Abbildung 5.4 (b) fällt auf, dass die roten Messpunkte ihre spektrale Position von $(1589 \pm 6) \text{meV}$ in Abhängigkeit von der Position auf dem Wafer nicht ändern. Der bestimmte Fehler der spektralen Position von 6meV gibt hier die Standardabweichung vom Mittelwert 1589meV an. Die zugehörige Halbwertsbreite von 5meV (Mittelwert der 13 Messwerte zur Halbwertsbreite) ist nahezu identisch mit der Standardabweichung vom Mittelwert. Die spektrale Position der Emissionslinie, die fehlende Abhängigkeit von der Position auf dem Wafer sowie die Größe der Halbwertsbreite lassen den Schluss zu, dass es sich dabei um das ungekoppelte Exziton des Quantenfilm-Exzitons handelt. Diese Aussage kann durch Referenzmessungen an der unprozessierten Probe bestätigt werden, wie sie im Innenbild der Abbildung 5.4 (a) zu sehen ist.

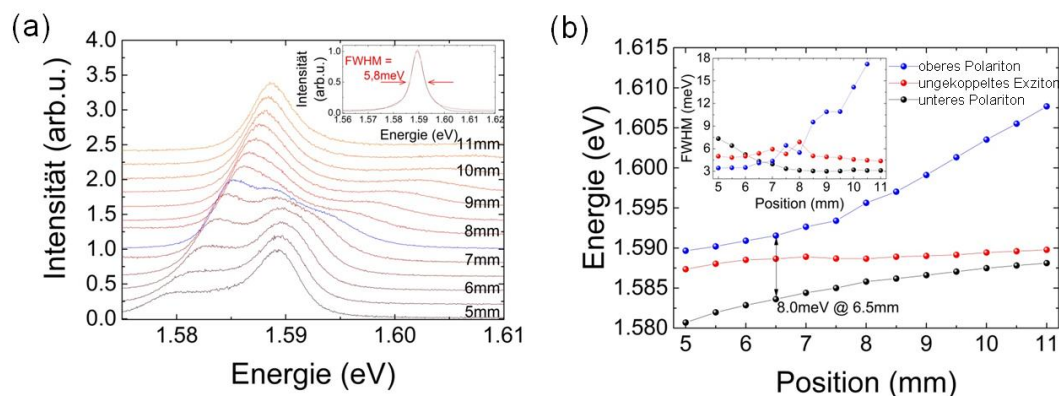


Abbildung 5.4 (a) Normierte Spektren der Photolumineszenzmessungen der planaren Tamm-Plasmonen Probe (Probe A). Die Position auf dem Wafer der aufgenommenen Spektren ist rechts aufgezeigt. Es sind zwei deutliche Emissionslinien zu erkennen, die mit der Position auf dem Wafer spektral schieben. Das bei einem Abstand von $7,5 \text{mm}$ zur Wafermitte aufgenommene Spektrum lässt erahnen, dass es sich um drei Emissionslinien handelt, die dem oberen und unterem Polariton sowie dem ungekoppelte Exziton zugeordnet werden können. Das Innenbild zeigt eine Referenzmessung an der unprozessierten Probe. Hier ist nur das Exziton der Quantenfilme zu sehen. (b) Die Abbildung zeigt die energetische Lage der Emissionslinien, die aus den Spektren aus Abbildung (a) mittels drei Lorentzfunktionen angepasst wurden. Der Verlauf lässt auf die genannte Zuordnung schließen. Der minimale Abstand von oberem und unterem Polariton beträgt $8,0 \text{meV}$ bei einer Position von $6,5 \text{mm}$. Im Innenbild sind die angepassten Halbwertsbreiten gezeigt. Der Verlauf untermauert die Zuordnung der Emissionslinien.

Die blauen und schwarzen Messdaten zeigen eine Abhängigkeit von der Position auf dem Wafer. Ursache dafür ist, dass die Emission in Zusammenhang mit den Tamm-Plasmonen steht. Erwartungsgemäß nimmt die Schichtdicke der gewachsenen Schichten

zu größeren Positionen auf dem Wafer ab [98]. Das Stoppband des Bragg-Spiegels schiebt damit zu kürzeren Wellenlängen. Mit dem Stoppband, das den möglichen Bereich der Tamm-Plasmonen bestimmt, schiebt auch die Emission der Tamm-Plasmonen blau. Damit lässt sich die Richtung der spektralen Verschiebung erklären.

Offen ist zunächst aber, warum zwei Äste (blau und schwarz) zu sehen sind. Der Verlauf liefert hier die Antwort. Beide Äste nähern sich bei der Position von 6,5mm auf den minimalen Abstand von $(8,0 \pm 0,3)$ meV an. In Relation zum ungekoppelten Exziton nähert sich der schwarze Ast an, der Blaue entfernt sich. Dieses Verhalten, das Antikreuzen der beiden Äste und die Relation zum ungekoppelten Exziton, ist typisch für das Regime der starken Kopplung (siehe Kapitel 2.3.3). Die beiden Moden, die hier antikreuzen, sind die Mode der Quantenfilm-Exzitonen und die der Tamm-Plasmonen im Regime der starken Kopplung. Unterstützt wird diese Vermutung durch das Verhalten der Halbwertsbreiten, die im Innenbild der Abbildung 5.4 (b) dargestellt sind. Je näher die entsprechende Mode dem freien Exziton ist, desto näher ist auch die Halbwertsbreite der des Exzitons. Bei dem minimalem Abstand der beiden Moden (schwarz und blau) sind die Halbwertsbreiten identisch. Eine quantitative Auswertung dazu soll im Rahmen der Messungen zu Probe B (Goldscheiben) erfolgen. Die Möglichkeit, das Quantenfilm-Exziton durch ein angelegtes Feld zu beeinflussen, ermöglicht es, die Emissionswellenlänge dessen genauer zu bestimmen.

Im Regime der starken Kopplung sollte das ungekoppelte Exziton nicht zu sehen sein. Dennoch wird es in Photolumineszenzmessungen beobachtet. D.h. ein Teil der Lumineszenz des Quantenfilm-Exzitons wird von dem Metallspiegel transmittiert und ist so in der Messung zu sehen. Dieses Verhalten ist bekannt [152, 153] und wird der endlichen Reflektivität des Goldspiegels zugeschrieben.

5.3.2 Strom-Spannungscharakteristik der Probe B

Bevor die Reflexionsmessungen an den Goldscheiben vorgestellt werden, soll die elektrische Funktionsweise der Probe überprüft werden. Ziel des Designs ist es, die Emission der Quantenfilme über ein elektrisch angelegtes Feld zu verschieben. Dabei soll die angelegte Spannung über die intrinsische Anpassungsschicht abfallen. Für die Messung wird der Metallspiegel auf Masse gelegt; bei negativer Polarität ist der n-dotierte Wafer/Bragg-Spiegel mit dem Minus-Pol kontaktiert.

In einer ersten Messung der elektrisch kontaktierten Probe B sind die Charakteristika der Messungen aufgezeigt. Abbildung 5.5 (a) zeigt den Strom-Spannungsverlauf der Probe über einen weiten Spannungsbereich. Der Strom wurde über den Spannungsabfall über einen $1\text{k}\Omega$ Vorwiderstand gemessen. Wie erwartet kommt es bei zu groß angelegten Spannungen in negativer und positiver Polarität zum Durchbruch. Zwischen den beiden Durchbruchspannungen von $-5,0\text{V}$ und $+7,4\text{V}$ kann ein Leckstrom von $(+0,03\pm 0,29)\text{mA}$ gemessen werden. Im Rahmen des Fehlers ist dieser im angegebenen Bereich zu vernachlässigen. Dass die Isolationsschicht nötig ist, um die Leckströme über weite Spannungsbereiche vernachlässigen zu können, soll in Abbildung 5.5 (b) verdeutlicht werden.

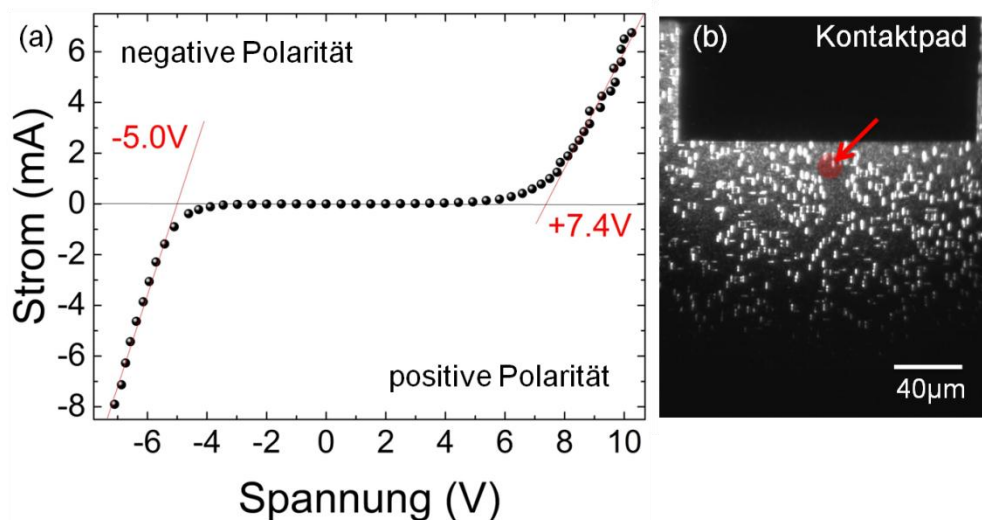


Abbildung 5.5 (a) Strom-Spannungscharakteristik der Probe B. Bei negativer Polarität, d.h. der n-dotierte Wafer/Bragg-Spiegel ist mit dem Minus-Pol kontaktiert, kommt es bei einer Spannung von $-5,0\text{V}$ zum Durchbruch. Bei entgegengesetzter Beschaltung öffnet sich die Probe bei einer Spannung von $+7,4\text{V}$. Dazwischen beträgt der Leckstrom $(+0,03\pm 0,29)\text{mA}$. (b) Hier ist die Kameraaufnahme der Elektrolumineszenz einer Vergleichsprobe zu sehen. Die Vergleichsprobe wurde ohne 40nm SiO_2 hergestellt und zeigt schon bei kleinen Spannungen auf dem Kamerabild Emission durch Rekombination an Störstellen. Von der Goldscheibe (rote Scheibe zur Verdeutlichung, roter Pfeil) ist kaum Emission zu erkennen.

Die Vergleichsprobe ist im grundlegenden Aufbau identisch, jedoch wurde vor den Goldscheiben kein SiO_2 aufgesputtert. Die Folge davon ist, dass schon bei einer geringen angelegten Spannung Strom fließt und es zu störender Lumineszenz kommt. Die Emission davon ist auf der Kamera zu sehen. Von der Goldscheibe selbst ist keine Emission zu erkennen. Das wäre im Bereich von Elektrolumineszenzanwendungen von Tamm-Plasmonen interessant. Grund für die fehlende Elektrolumineszenz an den Goldscheiben (roter Pfeil) kann der Mangel an Löchern in den Quantenfilmen sein. Mögliche Abhilfe schafft in diesem Fall ein neues Probedesign, in dem Bereiche oberhalb der

Quantenfilme p-dotiert sind. Im aktuellen Design, mit dem Ziel das Regime der starken Kopplung zu erreichen, war dafür kein Platz.

5.3.3 Reflektionsmessungen an den Goldscheiben der Probe B

Im Gegensatz zu den Photolumineszenzmessungen an der Probe A soll die Probe B anhand von Reflexionsmessungen untersucht werden. Grund dafür ist das Verhalten der Proben A und B bei unterschiedlicherer Anregung. Im folgenden Fall der resonanten Anregung durch Weißlicht (Reflexionsmessungen), ist die Dispersion deutlicher sichtbar und das Messsignal klarer. Bei der Anregung durch Weißlicht ist das ungekoppelte Exziton aufgrund zu geringer Intensität nicht sichtbar [60, 33]. Unteres und oberes Polariton sind dadurch leichter zu trennen. Die Probe wird also bei einer Temperatur von 6K gehalten. Durch eine Aperturblende (Abbildung 5.5 (b)) in der Brennebene der Fernfeldlinse (siehe Kapitel 3.5) kann das eingesammelte Messsignal auf die von der Goldscheibe stammende Reflexion beschränkt werden.

In den Abbildungen 5.6 (a) – (c) ist das von der CCD Kamera aufgezeichnete Signal zu sehen. In den Aufnahmen ist die Energie über dem Wellenvektor k_{\parallel} aufgetragen. Bei den einzelnen Spektren fallen zunächst die beiden Minima bei einer Emissionsenergie von 1,586eV sowie 1,600eV auf. Sie entsprechen dem unteren und oberen Polariton. Die unterschiedlichen Emissionsenergien im Vergleich zu Probe A sind auf die unterschiedliche Verstimmung von Exziton zu Tamm-Plasmon der beiden Proben zurückzuführen. Mit zunehmender Spannung in positiver Polarität (Abbildung 5.6 (a) \rightarrow (c)) schiebt die Emission der beiden Polaritonen zu kleineren Energien. Zudem ändert sich die Krümmung der Dispersion, welche mit der Masse der Polaritonen korrespondiert. Mit zunehmender Spannung wird die Dispersion des unteren Polaritons flacher, das Polariton also schwerer und exzitonartiger. Mit dem oberen Polariton verhält es sich umgekehrt.

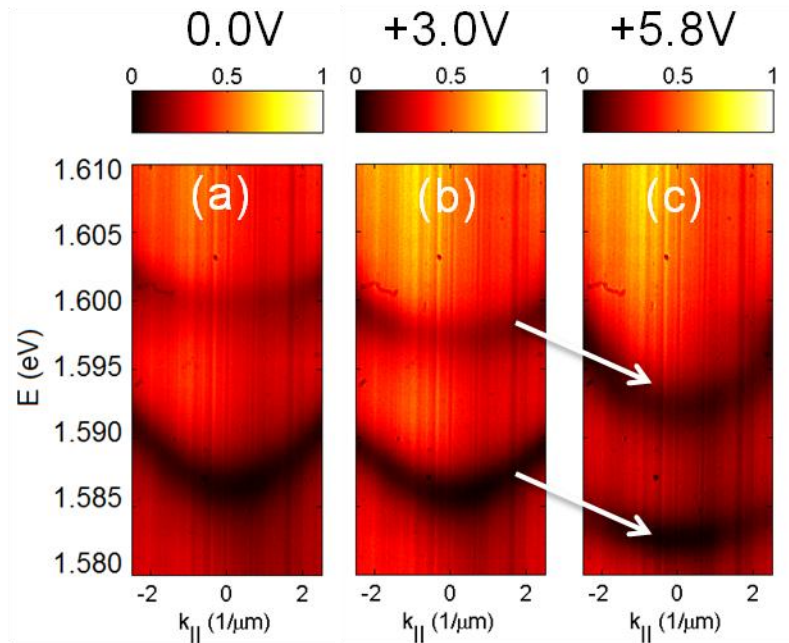


Abbildung 5.6 2D-Reflexionspektren der Probe B unter Anregung mit Weißlicht und geschlossener Aperturblinse. Die Aufnahmen wurden bei einer Temperatur von 6K gemacht. In den einzelnen Spektren ist die Energie gegen den Wellenvektor $k_{||}$ aufgetragen. Zu erkennen sind jeweils zwei Minima, die zu unterem und oberem Polariton korrespondieren. Mit zunehmender Spannung in positiver Polarität (a) – (c) schiebt die Emission zu kleineren Energien. Die ist besonders von Aufnahme (b) nach (c) zu erkennen (verdeutlicht durch die weißen Pfeile). Zudem nimmt die Krümmung des unteren Polaritons ab, die des oberen Polaritons nimmt zu.

Eine quantitative Analyse der spektralen Verschiebung aufgrund des angelegten elektrischen Feldes sowie das Antikreuzen der beiden Äste soll anhand des Schnitts um $k_{||}=0\mu\text{m}^{-1}$ diskutiert werden. Davon ausgehend können die Rabi-Aufspaltung sowie die Oszillatorstärke und die Polarisierbarkeit der Quantenfilme bestimmt werden. Durch den Vergleich mit Literaturwerten kann die Zuordnung aus der Grundcharakterisierung der Probe A bestätigt werden. Aus der Auswertung der Krümmung der Dispersion in parabolischer Näherung ($0,8\mu\text{m}^{-1} \leq k_{||} \leq 0,8\mu\text{m}^{-1}$) kann die Masse der Polaritonen bestimmt werden. Diese ist in Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen und bestätigt das Erreichen der starken Kopplung.

5.3.4 Auswertung zu den Reflexionsmessungen

Für die Auswertung der Messungen an Probe B werden zunächst nur die Schnitte durch die 2D-Spektren um $k_{||}=0\mu\text{m}^{-1}$ betrachtet, wie sie in Abbildung 5.7 dargestellt sind. Die 1D-Spektren sind normiert und zur besseren Übersicht vertikal gegeneinander verscho-

ben. Im untersten (schwarzen) Spektrum, das ohne angelegte Spannung (=Referenzmessung) aufgenommen wurde, sind zwei Reflektionsminima zu erkennen. Mit zunehmender Spannung schieben die Positionen der beiden Minima zu kleineren Energien. Bei genauer Betrachtung ist zu erkennen, dass beide Minima bei unterschiedlichen Spannungen verschieden stark schieben, jedoch nicht miteinander kreuzen. In der nachfolgenden Auswertung wird zunächst die Position der Minima ausgewertet. Die berechneten Moden sollen dann anhand des Verhaltens im elektrischen Feld im Vergleich mit Referenzmessungen und Literaturwerten zugeordnet werden.

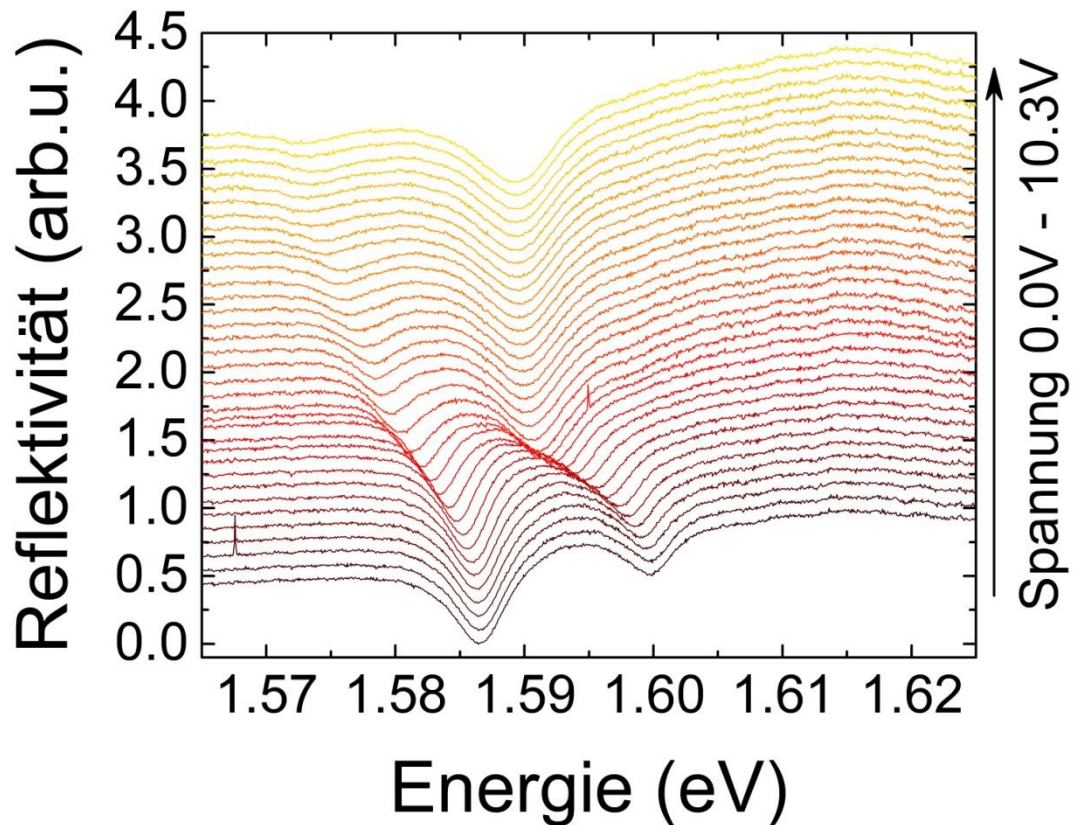


Abbildung 5.7 Die dargestellten Spektren zeigen die Schnitte durch die 2D-Spektren der zu den Messdaten in Abbildung 5.6 zugehörigen Messserie um $k_{\parallel}=0\mu\text{m}^{-1}$. Die Messungen sind normiert und der Übersicht halber vertikal gegeneinander verschoben. Das unterste Spektrum wurde als Referenzmessung ohne angelegte Spannung aufgenommen. Mit zunehmender Spannung in positiver Polarität schiebt die Emission zu kleineren Wellenlängen. Grund dafür ist der Stark-Effekt, der die Emissionsenergie des Exzitons zu kleineren Wellenlängen schiebt. Entsprechend des Exzitonbeitrags der beiden Polaritonäste werden auch diese energetisch geschoben.

Aus dem unteren Polariton E_{LP} und oberen Polariton E_{UP} (Reflexionsminimum bei kleinerer/größerer Energie) lässt sich die Mode des Tamm-Plasmons E_{TP} und die Energie des Exzitons E_{exz} folgendermaßen [55] bestimmen:

$$E_{TP/exz} = \frac{1}{2} (E_{LP} + E_{UP} \pm \sqrt{E_{LP}^2 - 2E_{LP}E_{UP} + E_{UP}^2 - V_{RS}^2}) \quad (5.3)$$

Um die Energie des Tamm-Plasmons und des Exzitons zu bestimmen, muss die Größe der Rabi-Aufspaltung bekannt sein, die sich aus der Differenz der Position des oberen und unteren Polaritons in Abbildung 5.7 ermitteln lässt. Die Rabi-Aufspaltung beträgt hier $(9,2 \pm 0,2)$ meV und ist damit etwas größer als der Wert, der über die Positionsabhängigkeit bei Probe A $(8,0 \pm 0,3)$ meV gemessen wurde. Grund für den kleineren Wert bei Probe A sind Abschirmungseffekte durch Ladungsträger, die durch die nicht-resonante Anregung injiziert werden [154]. Die gemessenen Werte aus Abbildung 5.7, die gemessene Rabi-Aufspaltung und die daraus berechneten Werte des Tamm-Plasmons sowie des Exzitons sind in Abbildung 5.8 zusammengestellt.

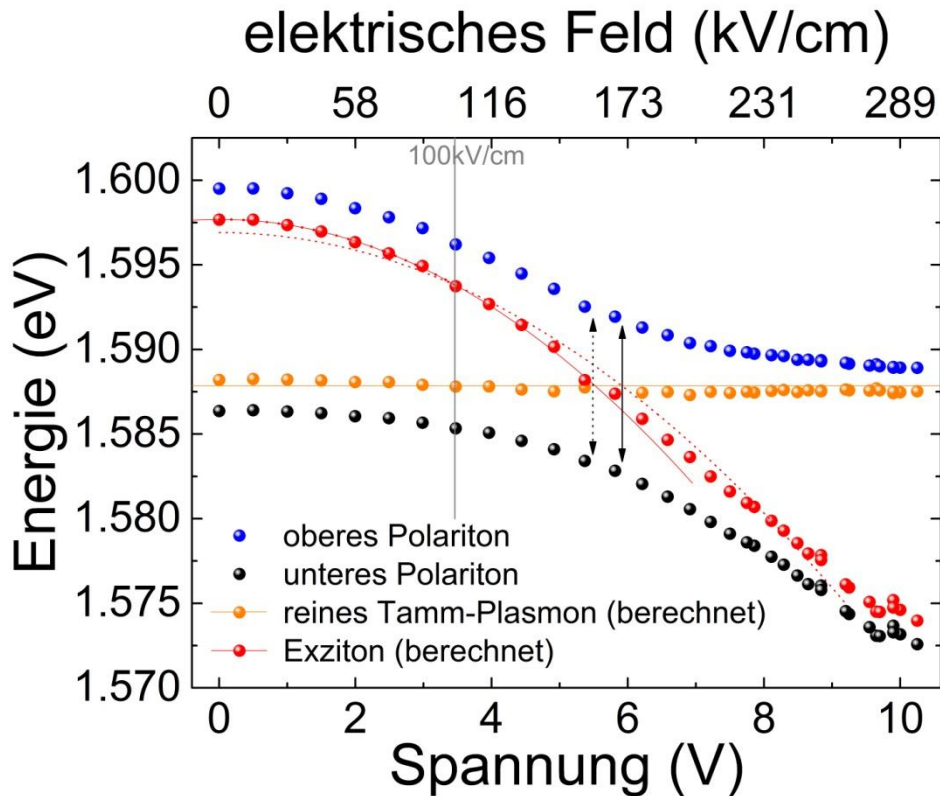


Abbildung 5.8 Positionen der beiden Reflexionsminima aus Abbildung 5.7, aufgetragen über der angelegten Spannung. Die Reflexionsminima werden dem unteren Polariton (schwarze Messdaten) und dem oberen Polariton (blaue Messdaten) zugeordnet. Aus den Messdaten lassen sich das reine Tamm-Plasmon (orange Punkte) sowie das Exziton (rote Punkte) berechnen. Beide Zustände bilden im hier vorliegenden Regime der starken Kopplung die Polaritonzustände aus. Es fällt auf, dass die Energie der Tamm-Plasmonen nicht von der angelegten Spannung abhängen (orange durchgezogene Linie). Das Exziton hingegen zeigt eine quadratische Abhängigkeit von der Spannung bzw. dem elektrischen Feld. Die durchgezogene rote Linie zeigt die Anpassung einer quadratischen Funktion (ohne linearen Beitrag) an die extrahierten Daten für elektrische Feldstärken ≤ 100 kV/cm. Die gepunktete rote Linie hingegen zeigt die Anpassung für den kompletten Bereich. Hier sind systematische Abweichungen für große und kleine elektrische Felder zu erkennen.

Der energetische Abstand der beiden Moden ohne angelegte Spannung gibt die spektrale Verstimmung der Goldscheibe von $\Delta = -9,5 \text{ meV}$ an. Deutlich zu erkennen ist das anti-kreuzende Verhalten der beiden Polaritonäste (schwarz und blau). Die aus Abbildung 5.7 bestimmte Rabi-Aufspaltung ist durch den schwarzen Pfeil verdeutlicht. Aus Gleichung (5.3) lassen sich die Zustände des Tamm-Plasmons und Exzitons berechnen, die im Regime der starken Kopplung die Polaritonen ausbilden. Das Tamm-Plasmon (orange Daten) zeigt keine Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Die Energie beträgt stets $1,588 \text{ eV}$. Für kleine Spannungen liegen die Energien des unteren Polaritons und des Tamm-Plasmons nahe beieinander. Das untere Polariton besitzt also einen großen Anteil des Tamm-Plasmons, ist also stark photonisch. Aus der spektralen Breite und Position des unteren Polaritons bei der Referenzmessung (ohne angelegte Spannung) wird daher der Q-Faktor der Goldscheibe bestimmt. Dieser beträgt ca. 350 und ist typisch für Tamm-Plasmon Strukturen [34, 32, 60].

Im Gegensatz zum Tamm-Plasmon zeigt das Exziton eine Abhängigkeit vom angelegten elektrischen Feld. In der störungstheoretischen Betrachtung [155] des elektrischen Feldes müssen Terme, die linear im elektrischen Feld sind, aus Gründen der Symmetrie verschwinden. Es gilt also für eine die spektrale Verschiebung des Exzitons ΔE :

$$\Delta E = \alpha E_z^2 \quad (5.4)$$

Dabei ist α die Polarisierbarkeit des Quantenfilms und E_z das elektrische Feld in Wachstumsrichtung. Davon ausgehend müssen noch verschiedene Punkte diskutiert werden:

- Ist die störungstheoretische Betrachtung gerechtfertigt?
Voraussetzung für eine solche Betrachtung ist, dass die Störung, also das elektrische Feld, klein ist gegenüber dem freien Hamiltonian. Eine detaillierte Betrachtung dieses Falls wurde von D. B. A. Miller et al. vorgenommen [155]. Eine Abschätzung für die Gültigkeit der Näherung kommt auf die Bedingung $E_z \leq 100 \text{ kV/cm}$. Wie in Abbildung 5.8 zu erkennen ist, kann diese Abschätzung bestätigt werden. Experiment (rote Punkte) und Theorie (durchgezogene rote Linie) stimmen sogar bei Feldern bis zu 150 kV/cm gut überein.
- Wie wirkt sich das intrinsische Feld aus bzw. wie verhalten sich die Elektronen aus dem dotieren unteren Bragg-Spiegel?

Im Experiment würde man entsprechend Gleichung (5.4) einen symmetrischen Verlauf bezüglich des angelegten Feldes E_z erwarten. Möglich wäre es auch, dass ein konstantes intrinsisches Feld, das durch das Dotierprofil, Elektronenaffinität des Halbleiters oder die Austrittsarbeit des verwendeten Metalls zustande kommt [108], kompensiert werden muss. Entsprechend wäre die Symmetrieachse um den Wert verschoben, bei dem die Flachbandbedingung gilt. Beides ist nicht der Fall, wie im Experiment (siehe Abbildung 5.9 (a)) zu erkennen ist.

Bei negativer Polarität ist keine Abhängigkeit von der äußeren angelegten Spannung zu erkennen. Grund dafür sind die Dotierelektronen aus dem Bragg-

Spiegel, die in Richtung negativer Polarität in den intrinsischen Bereich gezogen werden und das angelegte externe Feld kompensieren. Dieses Verhalten kann durch Simulation [156] in Abbildung 5.9 (b) und (c) bestätigt werden.

Grundlage der Simulation ist der eindimensionale Bandverlauf der Probe B in Wachstumsrichtung z . In Abbildung 5.9 (b) ist dieser im Bereich der Anpassungsschicht für verschiedene extern angelegte Spannungen gezeigt. Die Legende ist identisch zu der in Abbildung 5.9 (c). Aus dem Bandverlauf wird das elektrische Feld in der Struktur bestimmt ($E = -d/dz U$). In der Darstellung der Ergebnisse zum elektrischen Feld (Abbildung 5.9 (c)) wurden die Quantenfilme zwecks Übersicht aus der Anpassungsschicht entfernt. In diesem vereinfachten Kondensatormodell ist deutlich zu erkennen, dass für positive Spannungen das elektrische Feld mit zunehmender Spannung auch zunimmt. Die Werte für die Feldstärken entsprechen denen, die man aus der Division von angelegter Spannung durch die Länge des intrinsischen Bereichs erhält. In Richtung negativer Polarität hingegen verschwindet das elektrische Feld für die angelegten Spannungen, sofern man Oberflächeneffekte vernachlässigt. Die Elektronen aus dem Bragg-Spiegel haben also einen ganz entscheidenden Einfluss auf das Verstimmungsverhalten der Exzitonen.

- Welchen Einfluss haben Temperaturänderungen aufgrund der Leckströme? Bandlücke und Brechungsindizes sind temperaturabhängig [86, 10, 157]. Die Bandlücke bestimmt im Wesentlichen die Emissionsenergie des Exzitons, der Brechungsindex geht in die optische Weglänge ein und definiert somit die photonische Resonanz. Da die Abhängigkeit unterschiedlich stark ist, wird die Temperatur auch als Parameter genutzt, um das Exziton durch die photonische Resonanz zu schieben [16].

Im Fall der Tamm-Plasmonen werden die Einflüsse der Temperatur aufgrund von Leckströmen vernachlässigt. In der Messung äußert sich eine solche Abhängigkeit durch eine Verschiebung der Emission bei einer fest eingestellten Spannung hin zu längeren Wellenlängen. Ein solches Verhalten konnte nicht beobachtet werden.

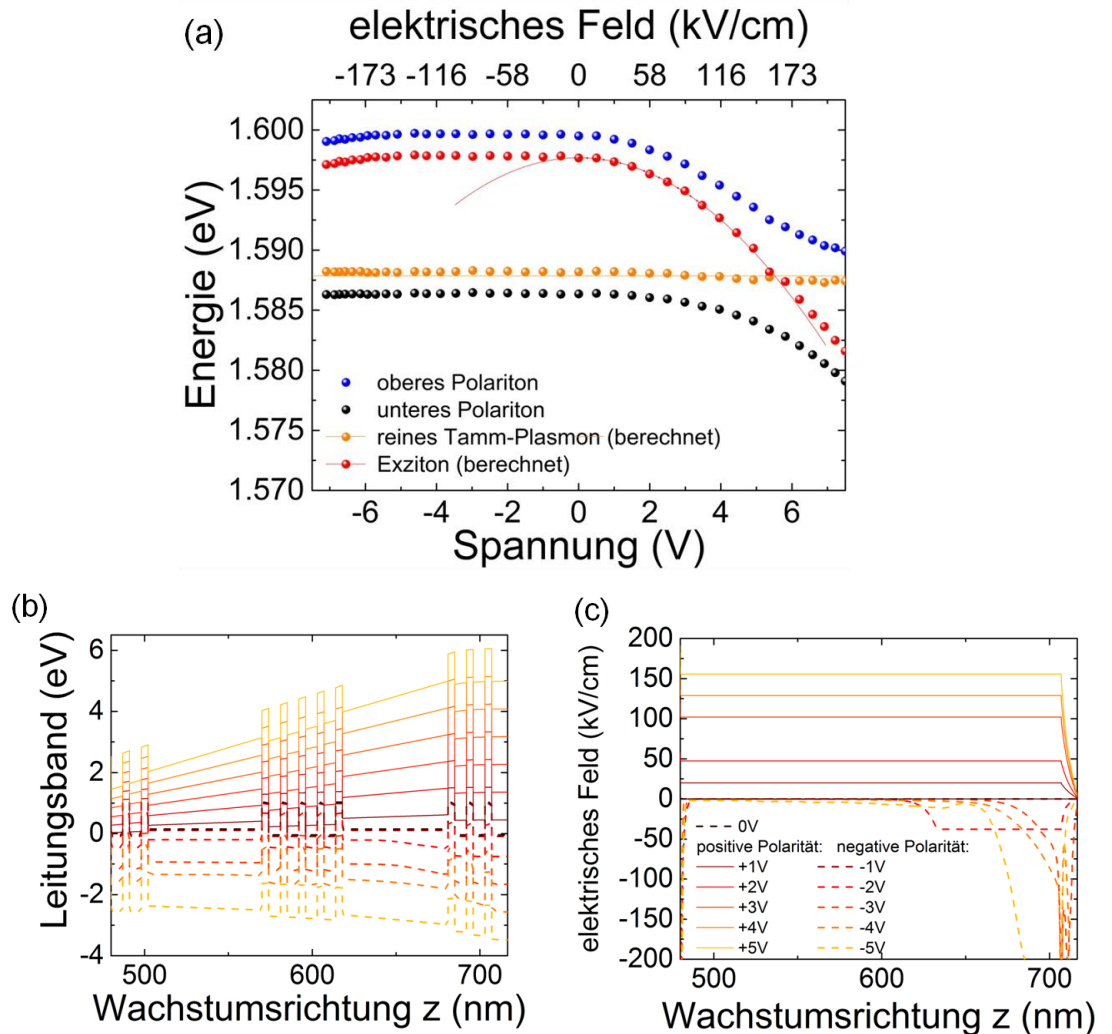


Abbildung 5.9 (a) Vervollständigte Darstellung der Messdaten aus Abbildung 5.8 für positive und negative angelegte Spannungen. Wider Erwarten ist das Verstimmungsverhalten asymmetrisch. (b) Bandverlauf in der Anpassungsschicht in Wachstumsrichtung z (ausgehend vom Beginn der Struktur) der Tamm-Plasmonen Struktur für verschiedene angelegte Spannungen. (c). Aus dem Bandverlauf lassen sich die elektrischen Felder berechnen. Der Übersicht halber (da es an den Grenzflächen zu Divergenzen kommt) sind hier die Quantenfilme vernachlässigt. Das elektrische Feld wird in Richtung negativer Polarität durch Elektronen aus dem Bragg-Spiegel kompensiert. In Richtung positiver Polarität stimmen die berechneten Felder mit dem Wert überein, den man aus Division von angelegter Spannung durch die Länge des intrinsischen Bereiches erhält.

Von der störungstheoretischen Betrachtung ($\Delta E = \alpha E_z^2$) ausgehend kann die spektrale Abhängigkeit des Exzitons vom angelegten Feld ausgewertet werden. In den Abbildungen 5.8 und 5.9 (a) zeigt die rote Kurve die Anpassung an die Messdaten für kleine Felder ($E_z \leq 100 \text{ kV/cm}$). Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment, sogar bis zu Feldern von $E_z = 150 \text{ kV/cm}$. Der ermittelte Proportionalitätsfaktor

beträgt $\alpha = -(3,86 \pm 0,01) \times 10^{-4} \text{meV} \frac{\text{cm}^2}{\text{kV}^2}$ und stimmt mit dem theoretischen Wert von $\alpha_{theo} = -(3,96 \pm 1,13) \times 10^{-4} \text{meV} \frac{\text{cm}^2}{\text{kV}^2}$ überein. Letzterer wurde nach Miller et al. [155] entsprechend der störungstheoretischen Betrachtung bestimmt. In die Berechnung gehen Materialparameter wie die Elektronen- und Lochmasse von Galliumarsenid ein. Zudem ist die Breite der Quantenfilme mit der vierten Potenz zu beachten. Daraus und unter Berücksichtigung einer Variation der Breite der Quantenfilme um eine Monolage ergibt sich der theoretische Wert mit dem zugehörigen Fehler. Eine Betrachtung der Messdaten über den gesamten Messbereich, d.h. bis zur Durchbruchspannung von +7,4V, ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Die rote gepunktete Kurve zeigt systematische Abweichungen für kleine ($\leq 100 \text{kV/cm}$) und mittlere Felder ($\approx 150 \text{kV/cm}$). Der angepasste Wert für die Polarisierbarkeit beträgt $\alpha_{0V-7V} = -3,10 \times 10^{-4} \text{meV} \frac{\text{cm}^2}{\text{kV}^2}$. Dieser Wert stimmt zwar im Rahmen des Fehlers mit α_{theo} überein, die Bestwerte weichen aber um 22% voneinander ab. Die störungstheoretische Betrachtung ist also für kleine Felder gerechtfertigt. Bei größeren Feldern sind Abweichungen zu erwarten und auch gemessen worden.

Neben der Bestimmung der Polarisierbarkeit der Quantenfilme soll auch die Oszillatorstärke überprüft werden. In die Berechnung der Oszillatorstärke des Exziton f_{ex} geht neben der Rabi-Aufspaltung Ω auch der Brechungsindex n_{cav} ($=n_{\text{AlGaAs}}$) der Kavität, die Anzahl der Quantenfilme $N_{QW}=8$, sowie die effektive Länge der Kavität $L_{eff}=1,41 \mu\text{m}$ ein. Die effektive Länge der Kavität setzt sich aus der Länge der Anpassungsschicht sowie der Eindringtiefe in den Bragg-Spiegel [55] zusammen (Gleichung (2.8)). Zusammen ergibt sich die Oszillatorstärke des Exzitons:

$$f_{ex} = \frac{L_{eff} m_e n_{cav}^2 \epsilon_0 \Omega^2}{2 \hbar^2 e_0^2 N_{QW}} = (6.45 \pm 0.14) \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$$

Dieser Wert stimmt mit dem Literaturwert von Andreani et al. [50] überein. Der Fehler der Oszillatorstärke ist im Wesentlichen durch den Fehler in der Bestimmung der Rabi-Aufspaltung gegeben.

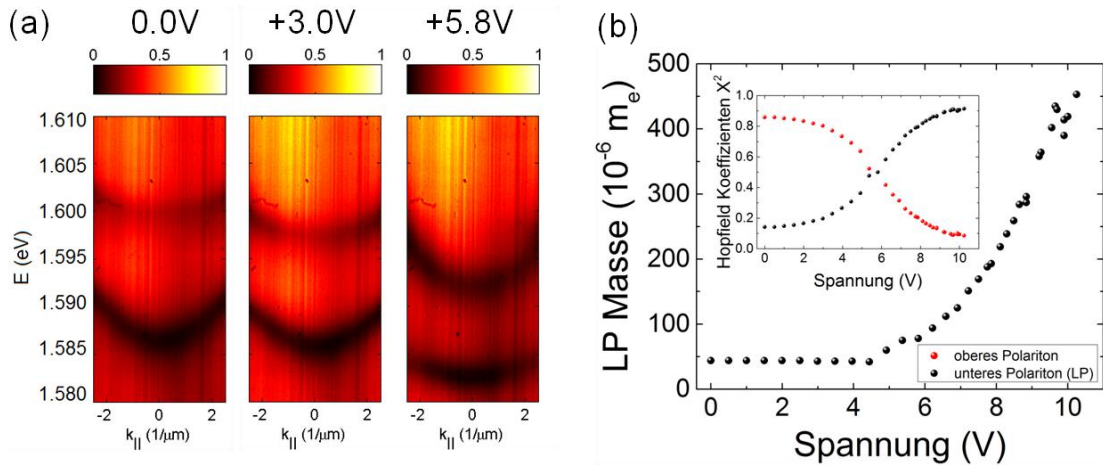


Abbildung 5.10 (a) 2D-Reflexionsspektren der Probe B (siehe Abbildung 5.6) unter Anregung mit Weißlicht. Die Aufnahmen wurden bei einer Temperatur von 6K gemacht. Es ist in den einzelnen Spektren die Energie gegen der Wellenvektor $k_{||}$ aufgetragen. Zu erkennen sind jeweils zwei Minima, die zu unterem und oberem Polariton korrespondieren. Mit zunehmender Spannung wird die Dispersion des unteren Polaritons flacher, die des oberen Polaritons nimmt zu. (b) Aus der Dispersion lässt sich aus einer quadratischen Näherung für kleine Wellenvektoren die Masse der Polaritonen bestimmen. Die Masse des unteren Polaritons ist für verschiedene angelegte Spannungen (positive Polarität) gezeigt. Im Innenbild ist der exzitonische Anteil der Polaritonen (bestehend aus Tamm-Plasmon und Exziton) dargestellt. Mit zunehmender Spannung wird das untere Polariton exzitonischer, entsprechend wird das obere Polariton photonischer.

Als letzter Punkt soll in der Auswertung die Dispersion der Polaritonen betrachtet werden. Die Messungen, die auch bisher Grundlage der Auswertung waren, sind nochmals in Abbildung 5.10 (a) dargestellt. Von diesen Daten ausgehend kann für kleine Wellenvektoren $-0,8\mu\text{m}^{-1} \leq k_{||} \leq 0,8\mu\text{m}^{-1}$ die Dispersion quadratisch genähert werden. Dafür wird aus den 1D Spektren für jeden k-Wert der Messpunkt mit maximaler Intensität bestimmt. Durch die Punkte maximaler Intensität wird dann die quadratische Näherung angepasst:

$$E(k_{||}) = \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m} \quad (5.5)$$

Die Ergebnisse zur Bestimmung der Masse des unteren Polaritons sind in Abbildung 5.10 (b) dargestellt. Bei der Referenzmessung ohne angelegte Spannung und bei einer Verstimmung von Exziton und Tamm-Plasmon von $\Delta = -9,5\text{meV}$ beträgt die Masse des unteren Polaritons $m_{\text{LP}} = (44 \pm 4) \times 10^{-6} m_e$. Im Vergleich dazu beträgt die Masse des Tamm-Plasmons [55] $m_{\text{TP}} = (37,6 \pm 1,1) \times 10^{-6} m_e$ und ist etwas leichter, was konsistent mit der bisherigen Betrachtung ist. Der Fehler in der Bestimmung der Masse des Tamm-Plasmons setzt sich hauptsächlich aus der Bestimmung des effektiven Brechungsindex in der Anpassungsschicht $n_{\text{Aps}} = (3,48 \pm 0,10)$ zusammen.

Mit zunehmender Spannung wird das untere Polariton schwerer, weil der exzitonische Anteil des unteren Polaritons aufgrund der geänderten Verstimmung durch den Stark-Effekt zunimmt. Die Masse kann im Experiment über eine Größenordnung variiert und eingestellt werden. Der exzitonische Anteil des unteren Polaritons, der durch die Hopfield Koeffizienten [69] beschrieben wird, ist im Innenbild verdeutlicht. Über den gegebenen Spannungsbereich kann das System des unteren Polaritons von einem stark photonischen bis zu einem stark exzitonischen Zustand variiert werden. Die Hopfield Koeffizienten wurden aus der spektralen Lage des oberen/unteren Polaritons und der bereits bestimmten Rabi-Aufspaltung bestimmt. Die Ergebnisse zu den Hopfield Koeffizienten stimmen mit den Daten überein, die aus der Dispersion und der Bestimmung der Masse des unteren Polaritons gewonnen wurden.

5.4 Zusammenfassung Tamm-Plasmonen

Im letzten Kapitel wurden das Design und Experimente zu Tamm-Plasmonen im Regime der starken Kopplung vorgestellt. Die Strukturen bestehen aus einem unteren Bragg-Spiegel, einer Anpassungsschicht und einer dünnen oberen Goldschicht. Über die Anpassungsschicht, die der Kavität einer konventionellen Mikrokavität entspricht, kann die Mode der Tamm-Plasmonen im Rahmen des Stoppbandes des Bragg-Spiegels eingestellt werden. Das ermöglicht es, über die Dicke dieser Schicht eine gewünschte Anzahl an Quantenfilmen in den Feldmaxima der Struktur zu platzieren.

In den vorliegenden Experimenten konnte das System mittels Stark-Effekt verstimmt werden. Durch SiO_2 zwischen der Anpassungsschicht und der Goldschicht konnten Leckströme erfolgreich über einen weiten Bereich unterdrückt und die Durchbruchspannung erhöht werden. Dadurch wird es möglich das System über einen weiten Bereich zu verstimmen. Durch das Probedesign ist das Verstimmungsverhalten asymmetrisch. In Richtung negativer Polarität werden Elektronen aus dem dotierten Bragg-Spiegel in die Anpassungsschicht gespült, die das externe elektrische Feld kompensieren. In dieser Spannungsrichtung kann das System nicht verstimmt werden. In Richtung positiver Polarität hingegen kann das System mit Blick auf das untere Polariton von einem stark photonischen Zustand hin zu einem stark exzitonischen Zustand verstimmt werden. Die ermittelten Größen wie Q-Faktor, Oszillatorstärke, Rabi-Aufspaltung und Polarisierbarkeit sind in Übereinstimmung mit Literaturwerten und Theorie. Daraus wird geschlossen, dass das Regime der starken Kopplung aus Tamm-Plasmonen und Exzitonen erreicht werden konnte.

Die vorgestellte Struktur ermöglicht einen weiten Funktionsbereich. Dieser ist durch das Stoppband des Bragg-Spiegels gegeben. Durch die SiO_2 -Schicht kann die Emission im Rahmen des Funktionsbereichs angepasst werden. Die obere Goldschicht wurde genutzt, um das System durch ein angelegtes Feld über einen weiten Bereich zu verstimmen. Das System ist also sehr flexibel und lässt sich für die gewünschte Anwendung auch nach dem epitaktischen Wachstum anpassen. Die elektrische Durchstimmbarkeit ermöglicht es, das System von photonisch nach exzitonisch zu verstimmen.

6 Literaturverzeichnis

- [1] T. E. Sale, Vertical cavity surface emitting lasers, Research Studies Press, 1995.
- [2] E. M. Purcell, "Proceedings of the American Physical Society," *Physical Review Letters*, vol. 69, no. 11-12, p. 674, 1946,
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.69.674.2>.
- [3] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard and V. Thierry-Mieg, "Enhanced Spontaneous Emission by Quantum Boxes in a Monolithic Optical Microcavity," *Physical Review Letters*, vol. 81, no. 5, p. 1110, 1998,
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1110>.
- [4] A. Kavokin and G. Malpuech, Cavity Polariton, Academic Press, 2003.
- [5] S. I. Tsintzos, P. G. Savvidis, G. Deligeorgis, Z. Hatzopoulos and N. T. Pelekanos, "Room temperature GaAs exciton-polariton light emitting diode," *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 7, p. 071109, 2009,
<http://dx.doi.org/10.1063/1.3082093>.
- [6] K. Iga, "Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser: Its Conception and Evolution," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 47, no. 1, pp. 1-10, Vol. 47, Issue 1,
[doi:10.1143/JJAP.47.1](https://doi.org/10.1143/JJAP.47.1) 2008, [doi:10.1143/JJAP.47.1](https://doi.org/10.1143/JJAP.47.1).
- [7] A. Cho, "Growth of III–V semiconductors by molecular beam epitaxy and their properties," *Thin Solid Films*, vol. 100, no. 4, pp. 291-317, 1983,
[doi:10.1016/0040-6090\(83\)90154-2](https://doi.org/10.1016/0040-6090(83)90154-2).
- [8] A. Cho and J. Arthur, "Molecular beam epitaxy," *Progress in Solid State Chemistry*, vol. 10, no. 3, pp. 157-191, 1975, [doi:10.1016/0079-6786\(75\)90005-9](https://doi.org/10.1016/0079-6786(75)90005-9).
- [9] N. N. Ledencov, Growth processes and surface phase equilibria in molecular beam epitaxy, Berlin: Springer, 1999.
- [10] I. Vurgaftman, J. R. Meyer and L. R. Ram-Mohan, "Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys," *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 11, p. 5815, 2001, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1368156>.
- [11] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa and Y. Arakawa, "Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity,"

- Physical Review Letters*, vol. 69, no. 23, p. 3314, 1992,
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.3314>.
- [12] J.-M. Gérard and P. Michler, *Single Quantum Dots*, Berlin: Springer, 2003.
- [13] A. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech and F. P. Laussy, *Microcavities*, Oxford University Press, 2007.
- [14] K. Mukai, Y. Nakata, K. Otsubo, M. Sugawara, N. Yokoyama and H. Ishikawa, "1.3- μm CW lasing of InGaAs-GaAs quantum dots at room temperature with a threshold current of 8 mA," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 11, no. 10, pp. 1205 - 1207 , 1999, doi: 10.1109/68.789692.
- [15] G. Liu, A. Stintz, H. Li, K. Malloy and L. Lester, "Extremely low room-temperature threshold current density diode lasers using InAs dots in $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ quantum well," *Electronics Letters*, vol. 35, no. 14, pp. 1163-1165, 1999, doi: 10.1049/el:19990811.
- [16] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke and A. Forchel, "Strong coupling in a single quantum dot–semiconductor microcavity system," *Nature*, vol. 432, pp. 197-200, 2004, doi: 10.1038/nature02969.
- [17] I. Carusotto and C. Ciuti, "Quantum fluids of light," *Reviews of Modern Physics*, vol. 85, no. 1, p. 299 , 2013, <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.85.299>.
- [18] S. Christopoulos, G. B. H. v. Högersthal, A. J. D. Grundy, P. G. Lagoudakis, A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Christmann, R. Butté, E. Feltn, J.-F. Carlin and N. Grandjean, "Room-Temperature Polariton Lasing in Semiconductor Microcavities," *Physical Review Letters*, vol. 98, no. 12, p. 126405, 2007, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.126405>.
- [19] T.-C. Lu, Y.-Y. Lai, Y.-P. Lan, S.-W. Huang, J.-R. Chen, Y.-C. Wu, W.-F. Hsieh and H. Deng, "Room temperature polariton lasing vs. photon lasing in a ZnO-based hybrid microcavity," *Optics Express*, vol. 20, no. 5, pp. 5530-5537, 2012, doi: 10.1364/OE.20.005530.
- [20] J. D. Plumhof, T. Stöferle, L. Mai, U. Scherf and R. Mahrt, "Room-temperature Bose–Einstein condensation of cavity exciton–polaritons in a polymer," *Nature Materials*, vol. 13, pp. 247-252, 2014, doi: 10.1038/nmat3825.
- [21] K. S. Daskalakis, S. Maier, R. Murray and S. Kéna-Cohen, "Nonlinear

- interactions in an organic polariton condensate," *Nature Materials*, vol. 13, p. 271–278, 2014, doi:10.1038/nmat3874.
- [22] A. Amo, D. Sanvitto, F. P. Laussy, D. Ballarini, E. d. Valle, M. D. Martin, A. Lemaître, J. Bloch, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, C. Tejedor and L. Viña, "Collective fluid dynamics of a polariton condensate in a semiconductor microcavity," *Nature*, vol. 457, pp. 291-295, 2008, doi:10.1038/nature07640.
- [23] K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. André, L. S. Dang and B. Deveaud-Plédran, "Quantized vortices in an exciton–polariton condensate," *Nature Physics*, vol. 4, pp. 706-710, 2008, doi:10.1038/nphys1051.
- [24] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S. H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp and A. Forchel, "AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000," *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 25, p. 251109, 2007, <http://dx.doi.org/10.1063/1.2749862>.
- [25] D. Bajoni, P. Senellart, E. Wertz, I. Sagnes, A. Miard, A. Lemaître and J. Bloch, "Polariton Laser Using Single Micropillar GaAs–GaAlAs Semiconductor Cavities," *Physical Review Letters*, vol. 100, no. 4, p. 047401, 2008, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.047401>.
- [26] M. Lermer, N. Gregersen, F. Dunzer, S. Reitzenstein, S. Höfling, J. Mørk, L. Worschech, M. Kamp and A. Forchel, "Bloch-Wave Engineering of Quantum Dot Micropillars for Cavity Quantum Electrodynamics Experiments," *Physical Review Letters*, vol. 108, no. 5, p. 057402, 2012, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.057402>.
- [27] M. Lermer, N. Gregersen, M. Lorke, E. Schild, P. Gold, J. Mørk, C. Schneider, A. Forchel, S. Reitzenstein, S. Höfling and M. Kamp, "High beta lasing in micropillar cavities with adiabatic layer design," *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 5, p. 052114, 2013, <http://dx.doi.org/10.1063/1.4791563>.
- [28] M. Rattier, H. Benisty, R. Stanley, J.-F. Carlin, R. Houdre, U. Oesterle, C. Smith, C. Weisbuch and T. Krauss, "Toward ultrahigh-efficiency aluminum oxide microcavity light-emitting diodes: guided mode extraction by photonic crystals," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE*, vol. 8, no. 2, pp. 238 - 247, 2002, doi: 10.1109/2944.999176.
- [29] C. Grossmann, C. Coulson, G. Christmann, I. Farrer, H. E. Beere, D. A. Ritchie and J. J. Baumberg, "Tuneable polaritonics at room temperature with strongly

- coupled Tamm plasmon polaritons in metal/air-gap microcavities," *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 23, p. 231105, 2011, <http://dx.doi.org/10.1063/1.3597304>.
- [30] M. C. Huang, Y. Zhou and C. J. Chang-Hasnain, "A surface-emitting laser incorporating a high-index-contrast subwavelength grating," *Nature Photonics*, vol. 1 (2), pp. 119-122, 2007, <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2006.80>.
- [31] B. Zhang, Z. Wang, S. Brodbeck, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling and H. Deng, "Zero-dimensional polariton laser in a subwavelength grating-based vertical microcavity," *Light: Science & Applications*, vol. 3, no. e135, 2014, doi:10.1038/lsa.2014.16.
- [32] O. Gazzano, S. M. d. Vasconcellos, K. Gauthron, C. Symonds, J. Bloch, P. Voisin, J. Bellessa, A. Lemaître and P. Senellart, "Evidence for Confined Tamm Plasmon Modes under Metallic Microdisks and Application to the Control of Spontaneous Optical Emission," *Physical Review Letters*, vol. 107, no. 24, p. 247402, 2011, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.247402>.
- [33] M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kalitseevski, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain, A. Y. Egorov, A. P. Vasil'ev, V. S. Mikhrin and A. V. Kavokin, "Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light," *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 25, p. 251112, 2008, <http://dx.doi.org/10.1063/1.2952486>.
- [34] O. Gazzano, S. M. d. Vasconcellos, K. Gauthron, C. Symonds, P. Voisin, J. Bellessa, A. Lemaître and P. Senellart, "Single photon source using confined Tamm plasmon modes," *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 23, p. 232111, 2012, <http://dx.doi.org/10.1063/1.4726117>.
- [35] M. Fox, „Optische Eigenschaften von Festkörpern,“ Oldenbourg, München, 2012.
- [36] H. Ibach und H. Lüth, „Festkörperphysik : Einführung in die Grundlagen,“ Springer, Berlin, 1995.
- [37] J. Zou, D. J. H. Cockayne and B. F. Usher, "Misfit dislocations and critical thickness in InGaAs/GaAs heterostructure systems," *Journal of Applied Physics*, vol. 73, no. 2, p. 619, 1992, <http://dx.doi.org/10.1063/1.353372>.
- [38] M. Pieczarka, P. Podemiski, A. Murcial, K. Ryczko, G. Sek, J. Misiewicz, F. Langer, S. Höfling, M. Kamp and A. Forcel, "GaAs-Based Quantum Well Exciton-Polaritons beyond 1 μ m," *Acta Physica Polonica A*, vol. 124, no. 5, pp. 817-820, 2013, doi:10.12693/APhysPolA.124.817.

- [39] J. E. Ayers, *Heteroepitaxy of semiconductors: theory, growth, and characterization*, Boca Raton (FL): CRC Press, 2007.
- [40] U. W. Pohl, *Epitaxy of semiconductors*, Berlin: Springer, 2013.
- [41] Y. Sun, S. E. Thompson and T. Nishida, "Strain Effect in Semiconductors," Springer, Berlin, 2010.
- [42] G. Bauer, *Optical characterization of epitaxial semiconductor layers*, Berlin: Springer, 1996.
- [43] D. C. Bertolet, J.-K. Hsu, F. Agahi and K. M. Lau, "Critical thickness of GaAs/InGaAs and AlGaAs/GaAsP strained quantum wells grown by organometallic chemical vapor deposition," *Journal of Electronic Materials*, vol. 19, no. 9, pp. 967-974, 1990, <http://dx.doi.org/10.1007/BF02652923>.
- [44] Y. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors," *Physica*, vol. 34, no. 1, p. 149–154, 1967, doi:10.1016/0031-8914(67)90062-6.
- [45] K. P. O'Donnell and X. Chen, "Temperature dependence of semiconductor band gaps," *Applied Physics Letters*, vol. 58, no. 2924, dx.doi.org/10.1063/1.104723, 1991.
- [46] M. Levinshtein, S. Rumyantsev and M. Shur, *Handbook Series on Semiconductor Parameters - Vol.1+2*, World Scientific Publishing, 1996.
- [47] F. Schwabl, *Quantenmechanik*, Berlin: Springer, 2002.
- [48] I. Pelant and J. Valenta, "Luminescence spectroscopy of semiconductors," Oxford University Press, Oxford, 2012.
- [49] S. B. Nam, D. C. Reynolds, C. W. Litton, R. J. Almassy, T. C. Collins and C. M. Wolfe, "Free-exciton energy spectrum in GaAs," *Physical Review B*, vol. 13, no. 2, p. 761, 1976, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.13.761>.
- [50] L. C. Andreani and A. Pasquarello, "Accurate theory of excitons in GaAs-Ga_(1-x)Al_(x)As quantum wells," *Physical Review B*, vol. 42, no. 14, p. 8928, 1990, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.42.8928>.
- [51] A. Korkin, E. Gusev, J. Labanowski and S. Luryi, *Nanotechnology for Electronic Materials and Devices*, Berlin: Springer, 2007.
- [52] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, de Gruyter, 2002.
- [53] B. Deveaud, *The physics of semiconductor microcavities : from fundamentals to nanoscale devices*, Weinheim: Wiley-VCH-Verlag, 2007.

- [54] F. Jahnke, *Quantum optics with semiconductor nanostructures*, Oxford : Woodhead Publishing, 2012.
- [55] H. Deng, H. Haug and Y. Yamamoto, "Exciton-polariton Bose-Einstein condensation," *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, no. 2, p. 1489, 2010, <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.82.1489>.
- [56] P. Bienstman and R. Baets, "Optical modelling of photonic crystals and VCSELs using eigenmode expansion and perfectly matched layers," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 33, no. 4-5, pp. 327-341, 2001, <http://dx.doi.org/10.1023/A%3A1010882531238>.
- [57] A. V. Kavokin, I. A. Shelykh and G. Malpuech, "Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures," *Physical Review B*, vol. 72, p. 233102, 2005, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.72.233102>.
- [58] I. E. Tamm, "On the possibility of associated states of electrons on the surface of a crystal," *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 3, pp. 34-43, 1933.
- [59] S. Kawata, M. Ohtsu and M. Irie, *Near-Field Optics and Surface Plasmon Polaritons*, Berlin: Springer, 2001.
- [60] M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain, A. V. Kavokin and I. A. Shelykh, "Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror," *Physical Review B*, vol. 76, no. 16, p. 165415, 2007, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.76.165415>.
- [61] Y. Fang, L. Yang, W. Kong and N. Zhu, "Tunable coupled states of a pair of Tamm plasmon polaritons and a microcavity mode," *Journal of Optics*, vol. 15, no. 12, p. 125703, 2013, doi:10.1088/2040-8978/15/12/125703.
- [62] K. J. Lee, J. W. Wu and K. Kim, "Enhanced nonlinear optical effects due to the excitation of optical Tamm plasmon polaritons in one-dimensional photonic crystal structures," *Optics Express*, vol. 21, no. 23, 2013, doi:10.1364/OE.21.028817.
- [63] T. C. H. Liew, A. V. Kavokin, T. Ostatnický, M. Kaliteevski, I. A. Shelykh and R. A. Abram, "Exciton-polariton integrated circuits," *Physical Review B*, vol. 82, no. 3, p. 033302, 2010, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.82.033302>.

- [64] F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch und H. Schmidt, *Optik für Ingenieure: Grundlagen*, Springer, 2008.
- [65] P. Jaffrennou, J. Claudon, M. Bazin, N. S. Malik, S. Reitzenstein, L. Worschech, M. Kamp, A. Forchel and J.-M. Gérard, "Whispering gallery mode lasing in high quality GaAs/AlAs pillar microcavities," *Applied Physics Letters*, vol. 96, p. 071103, 2010, doi:org/10.1063/1.3315869.
- [66] J.-M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.-M. Gerard, D. Maystre and A. Tcheelnokov, *Photonic Crystals*, Berlin: Springer, 2008.
- [67] P. Dirac, "The Quantum Theory of the Emission and Absorption of Radiation," *Proceedings Royal Society A*, vol. 114, no. 767, p. 243, 1927, doi: 10.1098/rspa.1927.0039.
- [68] J. J. Sakurai and J. Napolitano, *Modern quantum mechanics*, San Francisco: Addison-Wesley, 1994.
- [69] J. J. Hopfield, "Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals," *APS Journals*, vol. 112, no. 5, p. 1555, 1958, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.112.1555>.
- [70] M. Saba, C. Ciuti, J. Bloch, V. Thierry-Mieg, R. André, L. S. Dang, S. Kundermann, A. Mura, G. Bongiovanni, J. L. Staehli and B. Deveaud, "High-temperature ultrafast polariton parametric amplification in semiconductor microcavities," *Nature*, vol. 414, pp. 731-735, 2001, doi:10.1038/414731a.
- [71] C. Schneider, A. Rahimi-Iman, N. Y. Kim, J. Fischer, I. G. Savenko, M. Amthor, M. Lerner, A. Wolf, L. Worschech, V. D. Kulakovskii, I. A. Shelykh, M. Kamp, S. Reitzenstein, A. Forchel, Y. Yamamoto and S. Höfling, "An electrically pumped polariton laser," *Nature*, vol. 497, pp. 348-352, 2013, doi:10.1038/nature12036.
- [72] W. Menz und J. Mohr, *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*, Weinheim: VCH, 1997.
- [73] W. Prost, *Technologie der III/V-Halbleiter*, Berlin: Springer, 1997.
- [74] M. Leys and H. Veenvliet, "A study of the growth mechanism of epitaxial GaAs as grown by the technique of metal organic vapour phase epitaxy," *Journal of Crystal Growth*, vol. 55, no. 1, pp. 145-153, 1981, doi:10.1016/0022-0248(81)90282-7.

- [75] T. F. Kuech, M. A. Tischler, P. Wang, G. Scilla, R. Potemski and F. Cardone, "Controlled carbon doping of GaAs by metalorganic vapor phase epitaxy," *Applied Physics Letters*, vol. 53, no. 14, p. 1317, 1988, <http://dx.doi.org/10.1063/1.100008>.
- [76] H. O. Pierson, Handbook of chemical vapor deposition, Norwich, NY: Noyes Publications, 1999.
- [77] J. R. Arthur, "Molecular beam epitaxy," *Surface Science*, vol. 500, no. 1, pp. 189-217, 2002, doi: 10.1016/S0039-6028(01)01525-4.
- [78] B. A. Joyce, "Molecular beam epitaxy," *Reports on Progress in Physics*, vol. 48, no. 12, p. 1637, 1985, doi:10.1088/0034-4885/48/12/002.
- [79] M. B. Panish, "Molecular Beam Epitaxy," *Science*, vol. 208, no. 4446, pp. 916-922, 1980, doi: 10.1126/science.208.4446.916.
- [80] W. M. Theis, K. K. Bajaj, C. W. Litton and W. G. Spitzer, "Direct evidence for the site of substitutional carbon impurity in GaAs," *Applied Physics Letters*, vol. 41, no. 1, p. 70, 1982, <http://dx.doi.org/10.1063/1.93333>.
- [81] M. R. Brozel, R. C. Newman and J. B. Clegg, "Carbon, oxygen and silicon impurities in gallium arsenide," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 11, no. 9, p. 1331, 1978, doi:10.1088/0022-3727/11/9/010.
- [82] R. M. Lum, J. K. Klingert, D. W. Kisker, D. M. Tennant, M. D. Morris, D. L. Malm, J. Kovalchick and L. A. Heimbrook, "Investigation of carbon incorporation in GaAs using C-enriched trimethylarsenic and CH₄," *Journal of Electronic Materials*, vol. 17, no. 2, pp. 101-104, 1988, <http://dx.doi.org/10.1007/BF02652137>.
- [83] J. F. O'Hanlon, A user's guide to vacuum technology, Hoboken, NJ: Wiley-Interscience, 2003.
- [84] N. Yoshimura, Vacuum technology, Berlin: Springer, 2008.
- [85] M. Wutz und K. Jousten, Wutz Handbuch Vakuumtechnik, Braunschweig: Vieweg, 2006.
- [86] K. P. O'Donnell and X. Chen, "Temperature dependence of semiconductor band gaps," *Applied Physics Letters*, vol. 58, no. 25, p. 2924, 1991, <http://dx.doi.org/10.1063/1.104723>.
- [87] A. J. SpringThorpe, T. P. Humphreys, A. Majeed and W. T. Moore, "Insitu

- growth rate measurements during molecular beam epitaxy using an optical pyrometer," *Applied Physics Letters*, vol. 55, no. 20, p. 2138, 1989, <http://dx.doi.org/10.1063/1.102082>.
- [88] R. N. Sacks, D. Barlett, C. A. Taylor and J. Williams, "Growth related interference effects in band edge thermometry of semiconductors," *Journal of Vacuum Science & Technology B*, vol. 23, p. 1247, 2005, <http://dx.doi.org/10.1116/1.1926295>.
- [89] I. Farrer, J. J. Harris, R. Thomson, D. Barlett, C. A. Taylor and D. A. Ritchie, "Substrate temperature measurement using a commercial band-edge detection system," *Journal of Crystal Growth*, Vols. 301-302, p. 88–92, 2007, doi:10.1016/j.jcrysgro.2006.11.273.
- [90] M. A. Herman and H. Sitter, *Molecular beam epitaxy*, Berlin: Springer, 1996.
- [91] H. Briehl, *Chemie der Werkstoffe*, Wiesbaden: Springer Vieweg, 2014.
- [92] P. Kurz und N. Stock, *Synthetische anorganische Chemie*, Berlin: de Gruyter, 2013.
- [93] D. Bimberg, M. Grundmann and N. N. Ledencov, *Quantum dot heterostructures*, Chichester : Wiley, 1999.
- [94] F. C. Frank and J. H. van der Merwe, "One-Dimensional Dislocations. I. Static Theory," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 198, no. 1053, pp. 205-216, 1949.
- [95] F. C. Frank and J. H. van der Merwe, "One-Dimensional Dislocations. II. Misfitting Monolayers and Oriented Overgrowth," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 198, no. 1053, 1949, doi: 10.1098/rspa.1949.0096 .
- [96] F. C. Frank and J. H. van der Merwe, "One-Dimensional Dislocations. III. Influence of the Second Harmonic Term in the Potential Representation, on the Properties of the Model," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 200, no. 1060, 1949, doi: 10.1098/rspa.1949.0163 .
- [97] M. Kaviany, *Principles of heat transfer in porous media*, New York: Springer, 1995.
- [98] J. Saito, T. Igarashi, T. Nakamura, K. Kondo and A. Shibatomi, "Growth of

- highly uniform epitaxial layers over multiple substrates by molecular beam epitaxy," *Journal of Crystal Growth*, vol. 81, no. 1-4, pp. 188-192, 1987, doi: 10.1016/0022-0248(87)90390-3.
- [99] S. P. Kowalczyk, D. L. Miller, J. R. Waldrop, P. G. Newman and R. W. Grant, "Protection of molecular beam epitaxy grown $\text{Al}_{(x)}\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ epilayers during," *Journal of Vacuum Science and Technology*, vol. 19, no. 2, pp. 255-256, 1981, doi: 10.1116/1.571114 .
- [100] D. L. Miller, R. T. Chen, K. Elliott and S. P. Kowalczyk, "Molecularbeamepitaxy GaAs regrowth with clean interfaces by arsenic," *Journal of Applied Physics*, vol. 57, no. 6, p. 1922, 1985, <http://dx.doi.org/10.1063/1.334425>.
- [101] C. A. Mack, *Fundamental principles of optical lithography*, Chichester : Wiley, 2007.
- [102] W. Fahrner, *Nanotechnologie und Nanoprozesse*, Berlin: Springer, 2003.
- [103] M. Kamp, M. Emmerling, S. Kuhn and A. Forchel, "Nanolithography using a 100 kV electron beam lithography system with a Schottky emitter," *Journal of Vacuum Science & Technology B*, vol. 17, no. 1, p. 86, 1999, <http://dx.doi.org/10.1116/1.590520>.
- [104] W. Kiyotaka, *Handbook of Sputter Deposition Technology*, Waltham: Elsevier, 2012.
- [105] G. Sauerbrey, „Verwendung von Schwingquarzen zur Wägung dünner Schichten und zur Mikrowägung,“ *Zeitschrift für Physik*, Bd. 155, Nr. 2, pp. 206-222, 1959, <http://dx.doi.org/10.1007/BF01337937>.
- [106] G. Pacchioni, *Oxide ultrathin films*, Weinheim: Wiley-VCH-Verlag, 2012.
- [107] M. Konuma, *Film deposition by plasma techniques*, Berlin: Springer, 1992.
- [108] S. M. Sze, *Semiconductor devices - physics and technology*, New York: Wiley, 2002.
- [109] J. Venables, *Introduction to surface and thin film processes*, Cambridge : Cambridge University Press, 2006.
- [110] W. N. G. Hitchon, *Plasma processes for semiconductor fabrication*, Cambridge : Cambridge University Press, 1999.
- [111] E. Yablonovitch, T. Gmitter, J. P. Harbison and R. Bhat, "Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films," *Applied Physics Letters*, vol. 51, no. 26, p.

- 2222, 1987, <http://dx.doi.org/10.1063/1.98946>.
- [112] C.-J. Kim, J. Y. Kim and B. Sridharan, "Comparative evaluation of drying techniques for surface micromachining," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 64, no. 1, pp. 17-26, 1998.
- [113] X. Wu, L. Coldren and J. Merz, "Selective etching characteristics of HF for $\text{Al}_{(x)}\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}/\text{GaAs}$," *Electronics Letters*, vol. 21, no. 13, p. 558, 1985, <http://dx.doi.org/10.1049/el:19850394>.
- [114] E. B. Guttoff and E. D. Cohen, *Coating and Drying Defects: Troubleshooting Operating Problems*, 2nd Edition, Hoboken (New Jersey): John Wiley and Sons, 2007.
- [115] F. Ericson, S. Greek, J. Söderkvist and J.-Å. Schweitz, "High-sensitivity surface micromachined structures for internal stress and stress gradient evaluation," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 7, no. 1, p. 30, 1997, doi: 10.1088/0960-1317/7/1/006 .
- [116] N. Takeshima, K. J. Gabriel, M. Ozaki, J. Takahashi, H. Horiguchi and H. Fujita, "Electrostatic Parallelogram Actuators," in *Solid-State Sensors and Actuators*, San Francisco, CA, USA, 1991, doi:10.1109/SENSOR.1991.148800.
- [117] S. Hünig, *Arbeitsmethoden in der organischen Chemie*, Berlin: Lehmanns Media, 2008.
- [118] G. Maurer, *Thermodynamic properties of complex fluid mixtures*, Weinheim: Wiley-VCH, 2004.
- [119] B. N. Roy, *Fundamentals of classical and statistical thermodynamics*, Chichester : Wiley, 2002.
- [120] K. Cammann, *Instrumentelle analytische Chemie*, Heidelberg: Spektrum, 2010.
- [121] D. L. Andrews and M. Babiker, *The Angular Momentum of Light*, Cambridge : Cambridge University Press, 2013.
- [122] C. W. Lai, N. Y. Kim, S. Utsunomiya, G. Roumpos, H. Deng, M. D. Fraser, T. Byrnes, P. Recher, N. Kumada, T. Fujisawa and Y. Yamamoto, "Coherent zero-state and π -state in an exciton–polariton condensate array," *Nature*, vol. 450, pp. 529-532, 2007, doi:10.1038/nature06334.
- [123] H. Kalt and M. Hetterich, *Optics of Semiconductors and Their Nanostructures*," Springer, 2004.

- [124] M. Kira and S. W. Koch, "Semiconductor Quantum Optics," Cambridge University Press, 2012.
- [125] M. A. Linne, "Spectroscopic measurement : an introduction to the fundamentals," Academic Press, Amsterdam , 2002.
- [126] L. A. Coldren, S. W. Corzine and M. L. Mashanovitch, Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, Wiley, 2012.
- [127] M. Amthor, S. Weißenseel, J. Fischer, M. Kamp, C. Schneider and S. Höfling, "Electro-optical switching between polariton and cavity lasing in an InGaAs quantum well microcavity," *Optics Express*, vol. 22, no. 25, pp. 31146-31153, 2014, <http://dx.doi.org/10.1364/OE.22.031146>.
- [128] K. Winkler, J. Fischer, A. Schade, M. Amthor, R. Dall, J. Geßler, M. Emmerling, E. A. Ostrovskaya, M. Kamp, C. Schneider and S. Höfling, "A polariton condensate in a photonic crystal potential landscape," *New Journal of Physics*, vol. 17, p. 023001, 2015, doi:10.1088/1367-2630/17/2/023001.
- [129] G. Vazquez, E. Alvarez and J. M. Navaza, "Surface Tension of Alcohol Water + Water from 20 to 50 degree C," *Journal of Chemical & Engineering Data*, vol. 40, no. 3, p. 611–614, 1995, doi:10.1021/je00019a016.
- [130] C. E. Mortimer, U. Müller und J. Beck, Das Basiswissen der Chemie, Thieme, 2014.
- [131] K. Rauscher, J. Voigt, I. Wilke und K.-T. Wilke, Chemische Tabellen und Rechentafeln für die analytische Praxis, Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1982.
- [132] H. Chen, Q. Mo, Z. Huang, O. Shchekin, C. Cao, S. Lipson and D. G. Deppe, "Room-temperature CW operation of 980nm air-gap VCSELs", *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Baltimore, Maryland United States, 2003.
- [133] H. Hillmer, J. Daleiden, C. Prott, F. Römer, S. Irmer, V. Rangelov, A. Tarraf, S. Schüler and M. Strassner, "Potential for micromachined actuation of ultra-wide continuously tunable optoelectronic devices," *Applied Physics B*, vol. 75, no. 1, pp. 3-13, 2002, <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-002-0957-x>.
- [134] J. P. Reithmaier, M. Röhner, H. Zull, F. Schäfer, A. Forchel, P. A. Knipp and T. L. Reinecke, "Size Dependence of Confined Optical Modes in Photonic Quantum Dots," *Physical Review Letters*, vol. 78, no. 2, p. 378, 1997,

- <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.378>.
- [135] T. Skauli, P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, O. Levi, L. A. Eyres, J. S. Harris, M. M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn and E. Lallier, "Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics," *Journal of Applied Physics*, vol. 94, no. 10, p. 6447, 2003, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1621740>.
- [136] F. Albert, C. Hopfmann, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, L. Worschech, M. Kamp, W. Kinzel, A. Forchel and I. Kanter, "Observing chaos for quantum-dot microlasers with external feedback," *Nature Communications*, vol. 2, no. 366, 2011, doi:10.1038/ncomms1370.
- [137] K. Tanaka, T. Nakamura, W. Takamatsu, M. Yamanishi, Y. Lee and T. Ishihara, "Cavity-Induced Changes of Spontaneous Emission Lifetime in One-Dimensional Semiconductor Microcavities," *Physical Review Letters*, vol. 74, no. 17, p. 3380, 1994, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.3380>.
- [138] G. Sek, P. Podemski, J. Misiewicz, S. Reitzenstein, J. P. Reithmaier and A. Forchel, "Optically pumped lasing from a single pillar microcavity with InGaAs/GaAs quantum well potential fluctuation quantum dots," *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 5, p. 053513, 2009, <http://dx.doi.org/10.1063/1.3074364>.
- [139] W. H. Wang, S. Ghosh, F. M. Mendoza, X. Li, D. D. Awschalom and N. Samarth, "Static and dynamic spectroscopy of (Al,Ga)As/GaAs microdisk lasers with interface fluctuation quantum dots," *Physical Review B*, vol. 71, no. 15, p. 155306, 2005, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.71.155306>.
- [140] S. Mosor, J. Hendrickson, B. C. Richards, J. Sweet, G. Khitrova, H. M. Gibbs, T. Yoshie, A. Scherer, O. B. Shchekin and D. G. Deppe, "Scanning a photonic crystal slab nanocavity by condensation of xenon," *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 14, p. 141105, 2005, <http://dx.doi.org/10.1063/1.2076435>.
- [141] R. P. Feynman, R. B. Leighton and M. Sands, Feynman Lectures on Physics 1, Addison–Wesley, 1963.
- [142] H. E. Johns and J. O. Wilhelm, "The refractive indices of liquid oxygen, nitrogen, and hydrogen," *Canadian Journal of Research*, vol. 15a, no. 7, pp. 101-108, 1937, doi:10.1139/cjr37a-013.
- [143] I. A. Shelykh, M. Kaliteevskii, A. V. Kavokin, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain and G. Malpuech, "Interface photonic states at the boundary

- between a metal and a dielectric Bragg mirror," *Physica status solidi (a)*, vol. 204, no. 2, pp. 522-525, 2007, doi: 10.1002/pssa.200673231.
- [144] P. Drude, „Zur Elektronentheorie der Metalle,“ *Annalen der Physik*, Bd. 306, Nr. 3, pp. 566-613, 1900, doi: 10.1002/andp.19003060312.
- [145] A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar and M. L. Majewski, "Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices," *Applied Optics*, vol. 37, no. 22, pp. 5271-5283, 1998, doi: org/10.1364/AO.37.005271.
- [146] D. E. Aspnes, E. Kinsbron and D. D. Bacon, "Optical properties of Au: Sample effects," *Physical Review B*, vol. 21, no. 8, p. 3290, 1980, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.21.3290>.
- [147] C. P. Michael, K. Srinivasan, T. J. Johnson, O. Painter, K. H. Lee, K. Hennessy, H. Kim and E. Hu, "Wavelength- and material-dependent absorption in GaAs and AlGaAs microcavities," *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 5, p. 051108, 2007, <http://dx.doi.org/10.1063/1.2435608>.
- [148] D. Englund and J. Vučković, "A direct analysis of photonic nanostructures," *Optics Express*, vol. 14, no. 8, pp. 3472-3483, 2006, doi:10.1364/OE.14.003472.
- [149] A. Kavokin and M. Kaliteevski, "Excitonic light reflection and absorption in semiconductor microcavities at oblique incidence," *Solid State Communications*, vol. 95, no. 12, p. 859-862, 1995, doi:10.1016/0038-1098(95)00389-4.
- [150] H. Zhou, G. Yang, K. Wang, H. Long and P. Lu, "Multiple optical Tamm states at a metal-dielectric mirror interface," *Optics Letters*, vol. 35, no. 24, p. 4112, 2010, doi: org/10.1364/OL.35.004112.
- [151] C. Symonds, G. Lheureux, J. P. Hugonin, J. J. Greffet, J. Laverdant, G. Brucoli, A. Lemaitre, P. Senellart and J. Bellessa, "Confined Tamm Plasmon Lasers," *Nano Letters*, vol. 13, no. 7, p. 3179-3184, 2013, doi: 10.1021/nl401210b.
- [152] J. Bellessa, C. Bonnand and J. C. Plenet, "Strong Coupling between Surface Plasmons and Excitons in an Organic Semiconductor," *Physical Review Letters*, vol. 93, no. 3, p. 036404, 2004, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.036404>.
- [153] C. Symonds, A. Lemaître, E. Homeyer, J. C. Plenet and J. Bellessa, "Emission of Tamm plasmon/exciton polaritons," *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 15, p. 151114, 2009, <http://dx.doi.org/10.1063/1.3251073>.

- [154] R. Houdré, J. L. Gibernon, P. Pellandini, R. P. Stanley, U. Oesterle, C. Weisbuch, J. O’Gorman, B. Roycroft and M. Illegems, "Saturation of the strong-coupling regime in a semiconductor microcavity: Free-carrier bleaching of cavity polaritons," *Physical Review B*, vol. 52, no. 11, p. 7810 , 1995, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.52.7810>.
- [155] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus, "Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect," *Physical Review Letters*, vol. 53, no. 22, p. 2173, 1984, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.2173>.
- [156] P. Vogl, T. Andlauer, A. Trellakis, T. Zibold, P. Greck, T. Eissfeller und S. Birner, „Nextnano,“ [Online]. Available: <http://www.nextnano.de/nextnanoplus/index.htm>. [Zugriff am 19 03 2015].
- [157] D. T. F. Marple, "Refractive Index of GaAs," *Journal of Applied Physics*, vol. 35, no. 4, p. 1241 , 1964, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1713601>.

Abkürzungsverzeichnis

$a_{\text{GaAs/ AlAs/ InAs}}$	Gitterkonstante von Galliumarsenid, Aluminiumarsenid oder Indiumarsenid
d	Dipolmoment
d	Seitenlänge/ Durchmesser der Rechtecke/ Kreise
DBR	distributed Bragg reflector
$d_{\text{GaAs/ AlAs/ cav/ Aps}}$	Schichtdicke der Galliumarsenid-, Aluminiumarsenid-, Kavitäts- oder Anpassungsschicht
E	elektrisches Feldstärke
E_{DBR}	Energie des nicht durch lateralen Einschluss begrenzten Photons
$E_{\text{exc, cav, UP, LP}}$	Energie eines Exzitons, Photons, oberen oder unteren Polaritons
E_m	Energie der Zustände m
$E_{\text{g, GaAs/ AlAs/ InAs}}^{\Gamma}$	Bandlücke am Γ -Punkt von Galliumarsenid, Aluminiumarsenid oder Indiumarsenid
F_P	Purcell-Faktor
FWHM	full width at half maximum
g_0	Kopplungskonstante
\hat{H}	Hamiltonoperator
HCG	high contrast grating
L	Abstand der geätzten Löcher
L_{DBR}	Eindringtiefe der optischen Mode in den Bragg-Spiegel
L_{eff}	effektive Länge der Kavität
$m_{\text{e/ LP/ TP}}$	Masse eines Elektrons, unteren Polaritons oder Tamm-Plasmons
\bar{n}	mittlere Anzahl der Photonen im Resonator
N	Anzahl der Schichten
$n_{\text{Au/ eff}}$	Brechungsindex von Gold/ effektiver Brechungsindex
$n_{\text{GaAs/ AlAs/ cav/ Aps}}$	Brechungsindex von Galliumarsenid, Aluminiumarsenid, der Kavitäts- oder Anpassungsschicht
$n_{\text{O/ S}}$	Brechungsindex der Oberfläche oder des Substrates
N_{QW}	Anzahl an Quantenfilmen
p	Pumprate

Q-Faktor	Qualitätsfaktor
QW	Quantenfilm (engl.: quantum well)
RIE	reactive ion etching
R_{\max}	maximale Reflektivität
$r_{\text{Metall/DBR}}$	Reflektionsfaktoren des Metalls oder des Bragg-Spiegels
$R_{\text{O/U}}$	Reflektivität des oberen/unteren Bragg-Spiegels
VCSEL	vertical cavity surface emitting laser
V_{eff}	effektives Modenvolumen einer Mikro kavität
V_{Mode}	Modenvolumen
$\alpha_{0-7V/\text{theo}}$	Polarisierbarkeit aus den Messdaten von 0-7V oder der theoretische Wert
$\hat{a}^\dagger, \hat{a}, \hat{b}^\dagger, \hat{b}$	Erzeugungs- und Vernichtungsoperator eines Photons (a) oder Exzitons (b)
β	Anteil der in die Kavitätsmode eingespeisten spontan emittierten Photonen
Γ_c	Auskoppelrate
γ_{cav}	Auskoppelrate aus dem Resonator
γ_{exc}	Zerfallsrate eines Exzitons in einen nicht-radiativen Kanal
Δ	Verstimmung/ Detuning von Kavitätsmode zu Exzitonmode
$\Delta\lambda$	spektrale Breite der Kavitätsmode λ
$\Delta\lambda_{\text{Stopp}}$	spektrale Breite des Stoppbandes
$\Delta\omega$	spektrale Breite der Frequenz
ζ	mittlere Anzahl spontan emittierter Photonen
Θ	Einfallswinkel
κ_{Au}	Extinktionskoeffizient von Gold
λ	Wellenlänge im Vakuum
$1/\tau_{\text{V/R}}$	Zerfallsrate im Vakuum oder im Resonator
ν	Frequenz eines Photons der Wellenlänge λ
$\rho_{\text{V/R}}$	photonische Zustandsdichte im Vakuum oder Resonator
σ	Standardabweichung
Φ	Phase, Bedingung für die Länge des Tamm-Resonators
$2\hbar\Omega$	Rabi-Aufspaltung
ω	Kreisfrequenz eines Photons der Wellenlänge λ

Abbildungsverzeichnis

2.1 Räumliche und elektronische Struktur von Galliumarsenid	10
2.2 Elektronischer Einschluss im Quantenfilm.....	11
2.3 Schema und Reflexionsspektrum eines Bragg-Spiegels	14
2.4 Reflexionsspektrum und Feldverteilung einer Mikrokavität	16
2.5 Feldverteilung und Reflexionspektren einer Tamm-Plasmonen Struktur	18
2.6 Aufbau und Input-Output Charakteristik eines VCSELS	20
2.7 Theorie zur starken Kopplung: Verstimmung und Dispersion.....	23
3.1 Schema der Molekularstrahlepitaxie-Anlage.....	27
3.2 Schema eines Lithographie-Prozesses	32
3.3 Aufbau der Sputter-Anlage	34
3.4 Aufbau der Aufdampfanlage	35
3.5 Schematische Darstellung verschiedener Trocknungsprozesse.....	38
3.6 Photolumineszenz: Messplatz.....	40
3.7 Photolumineszenz: Schema	41
4.1 Einfluss der Anzahl an Spiegelpaaren auf den Q-Faktor.....	44
4.2 Reflexionsspektrum einer GaAs/Luft-Mikrokavität	45
4.3 Feldverteilung einer klassischen und einer GaAs/Luft-Mikrokavität.....	47
4.4 Aufbau und Auslegung einer GaAs/Luft-Mikrokavität.....	48
4.5 Grafik zum Aufbau einer vollständigen GaAs/Luft-Mikrokavität	50
4.6 Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer GaAs/Luft-Mikrokavität.....	52
4.7 Photolumineszenzspektren einer GaAs/Luft-Mikrokavität	54
4.8 Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen möglicher Probleme bei der Herstellung.	55
4.9 Auswertung und Simulation zur spektralen Position der diskreten Zustände	57
4.10 Zusammenfassung der Ergebnisse zur lateralen Begrenzung.....	58
4.11 Input-Output-Charakteristik zur Laseremission einer GaAs/Luft-Mikrokavität	60
4.12 Spektrale Verstimmung durch Einbringen von Reinstgas	62
4.13 Simulation zur spektralen Verstimmung durch Variation des Brechungsindex.....	63
4.14 Aufbau und Messungen zu GaAs/Luft-Mikrotürmchen.....	66

5.1 Schema und Simulationen zur Struktur der Tamm-Plasmonen	71
5.2 Simulation zur spektralen Abstimmbarkeit von Tamm-Plasmonen	73
5.3 Oberflächenaufnahme einer kompletten Tamm-Plasmonen Struktur	76
5.4 Photolumineszenzmessungen und Auswertung zu den Tamm-Plasmonen	78
5.5 Strom-Spannungs-Charakteristik der Struktur der Tamm-Plasmonen.....	80
5.6 Reflexionsspektren der Tamm-Plasmonen Struktur	82
5.7 Polaritätabhängige Reflexionsspektren der Tamm-Plasmonen Struktur	83
5.8 Zusammenfassung der Messungen zu den Tamm-Plasmonen.....	84
5.9 Vollständige Messdaten und Simulationen zu den Tamm-Plasmonen	87
5.10 Reflexionsspektren und Auswertung zur Masse der Tamm-Plasmonen.....	89

Veröffentlichungen des Autors

Zeitschriftenartikel als Erstautor

- J. Gessler, T. Steinl, A. Mika, J. Fischer, G. Sek, J. Misiewicz, S. Höfling, C. Schneider and M. Kamp, “Low dimensional GaAs/air vertical microcavity laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 8, p. 081113, 2014, <http://dx.doi.org/10.1063/1.4866805>
- J. Gessler, V. Baumann, M. Emmerling, M. Amthor, K. Winkler, S. Höfling, C. Schneider and M. Kamp, “Electro optical tuning of Tamm-plasmon exciton-polaritons,” *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 18 p. 181107, 2014, <http://dx.doi.org/10.1063/1.4901023>

Zeitschriftenartikel als Koautor

- K. Winkler, J. Fischer, A. Schade, M. Amthor, R. Dall, J. Geßler, M. Emmerling, E. A. Ostrovskaya, M. Kamp, C. Schneider and S. Höfling, “A polariton condensate in a photonic crystal potential landscape,” *New Journal of Physics*, vol. 17, p. 023001, 2015, doi:10.1088/1367-2630/17/2/023001
- G. M. Knebl, J. R. Gessler, M. Kamp and S. Höfling, “Molecular beam epitaxial growth of Bi₂Se₃ nanowires and nanoflakes,” *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 13, p. 133109, 2014, <http://dx.doi.org/10.1063/1.4896966>
- T. Günthner, B. Pressl, K. Laiho, J. Geßler, S. Höfling, M. Kamp, C. Schneider and G. Weihs, “Characteristics of parametric downconversion from a Bragg-reflection waveguide,” *arXiv*, preprint arXiv:1412.2082, 2014
- B. Pressl, T. Günthner, K. Laiho, J. Geßler, M. Kamp, S. Höfling, C. Schneider, G. Weihs, “Modally resolved Fabry-Perot experiment with semiconductor waveguides,” *arXiv*, preprint arXiv:1507.04233, 2014
- T Günthner, B Pressl, K Laiho, J Geßler, S Höfling, M Kamp, C Schneider and G Weihs, “Broadband indistinguishability from bright parametric downconversion in a semiconductor waveguide,” *Journal of Optics*, vol. 17, no 12, p. 125201, <http://dx.doi.org/10.1088/2040-8978/17/12/125201>

- S. V. Lobanov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, A. A. Maksimov, E. V. Filatov, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, T. Weiss, C. Schneider, J. Geßler, M. Kamp, S. Höfling, “Controlling circular polarization of light emitted by quantum dots using chiral photonic crystal slab,” *arXiv*, preprint arXiv:1509.01439, 2015

Konferenzbeiträge

- J. Gessler, A. Mika, J. Fischer, M. Amthor, A. Forchel, J. Misiewicz, S. Höfling, C. Schneider and M. Kamp, „Fabrication and characterization of GaAs-based Air-Bragg microcavity structures,“ DPG-Frühjahrstagung 2013, 10. – 15.03.2014, Regensburg, Germany
- J. Geßler, A. Mika, J. Fischer, T. Steinl, J. Misiewicz, S. Höfling, C. Schneider and M. Kamp, „One dimensional high quality GaAs/air Bragg lasers,“ Sino-German Solid-State Quantum Information Symposium, 16. – 20.09.2013, Würzburg, Germany
- J. Gessler, T. Steinl, A. Mika, J. Fischer, J. Misiewicz, S. Höfling, C. Schneider and M. Kamp, „Low dimensional GaAs/air vertical microcavity lasers,“ DPG-Frühjahrstagung 2014, 30.03. – 04.04.2014, Dresden, Germany
- J. Gessler, „Electro optical tuning of Exciton-Polaritons in a Tamm Plasmon cavity,“ Deutscher MBE Workshop 2014, 15. – 16.09.2014, Darmstadt, Germany

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all Jenen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Prof. Dr. Martin Kamp für die Aufnahme am Lehrstuhl für Technische Physik, die Betreuung der Doktorarbeit und die Möglichkeit, als Wissenschaftler in einem spannenden und abwechslungsreichen Umfeld zu arbeiten.
- Den Arbeitsgruppenleitern Dr. Christian Schneider und Prof. Dr. Sven Höfling für die wissenschaftliche Hilfestellung, hilfreiche Diskussionen und die Unterstützung während meiner Zeit am Lehrstuhl.
- Den technischen Assistenten Monika Emmerling, Adriana Wolf, Silke Kuhn, Margit Wagenbrenner, Selina Handel und Theresa Steinl für die hervorragende Probenpräparation sowie hilfreichen Hinweisen und Erklärungen zu prozesstechnischen Fragestellungen.
- Gerhard Heller für die Lösung technischer und akademisch verursachter Probleme.
- Johannes Beetz für die Diskussionen lithographischer Fragestellungen, der Idee freitragender GaAs/Luft-Mikrotürmchen und hilfreichen Erörterungen während des C-Seminars.
- Peter Gold, Julian Fischer, Matthias Amthor, Karol Winkler, Tristan Braun und Sebastian Unsleber für Diskussionen spektroskopischer Fragestellungen und Hilfestellung während der Photolumineszenzmessungen.
- Der MBE-Gruppe: Robert Weih, Matthias Dallner, Georg Knebl, Anne Schade, Matthias Heidemann, Vasilij Baumann, Fabian Langer, Sebastian Maier und besonders meinem Anlagenkollegen Sebastian Brodbeck (PS: Grüße an die EikoA).
- Meinen Bürokollegen Theresa Steinl, Emmanuel Schild, David Englert, Volker von Hinten, Albert Ratajczak und zuletzt Holger Suchomel.
- Den Sekretärinnen Daniela Sturm-Kirchgassner und Verena Wegmann für den reibungslosen Ablauf organisatorischer Vorgänge am Lehrstuhl.
- Allen Kollegen für das nette und konstruktive Arbeitsklima innerhalb und außerhalb des Universitätsgeländes.