

**Mikroresonatoren auf der Basis von  
II-VI-Halbleitern  
mit ein- und dreidimensionalem photonischem  
Einschluß**

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

vorgelegt von

Michael Obert

aus Langenhagen

Würzburg 2004

Eingereicht am: 18.10.2004  
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. G. Bacher
2. Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. J. Geurts

1. Prüfer der mündlichen Prüfung: Prof. Dr. G. Bacher
2. Prüfer der mündlichen Prüfung: Prof. Dr. W. Kinzel

Tag der mündlichen Prüfung: 20.01.2005

Doktorurkunde ausgehändigt am:





# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Experimenteller Zugang zur effektiven Licht-Materie-Kopplung</b>	<b>5</b>
1.1 Was ist ein Mikroresonator? . . . . .	6
1.1.1 Vakuumfeld . . . . .	6
1.1.2 Photonischer Einschluß . . . . .	7
1.1.3 Exzitonische Effekte im Halbleiter . . . . .	9
1.1.4 Exziton-Photon-Wechselwirkung . . . . .	11
1.2 Mikroresonator-Konzepte . . . . .	16
1.2.1 Eindimensionaler photonischer Einschluß . . . . .	17
1.2.2 Dreidimensionaler photonischer Einschluß . . . . .	21
1.2.2.1 Turm-Mikroresonatoren . . . . .	21
1.2.2.2 Dielektrische Scheiben: 'Mikrodisks' . . . . .	23
1.3 Analyse von Mikroresonatorstrukturen . . . . .	25
1.3.1 Experimenteller Standardaufbau . . . . .	26
1.3.2 Spezielle Experimente . . . . .	28
<b>2 Mikroresonatoren mit eindimensionalem optischem Einschluß</b>	<b>31</b>
2.1 CdTe-basierende Mikroresonatoren . . . . .	32
2.2 Starke Exziton-Photon-Kopplung . . . . .	34
2.2.1 Polaritondispersion . . . . .	35
2.2.2 Einfluß der Verstimmung . . . . .	37
2.2.3 Verstimmungsänderung nach dem Wachstum . . . . .	40
2.2.3.1 Feinabstimmung mittels Magnetfelder . . . . .	40
2.2.3.2 Verstimmung via Temperaturänderung . . . . .	43
2.2.4 Kopplung bei hohen Temperaturen . . . . .	45
2.2.5 Einfluß des Abschirmeffekts . . . . .	47
2.2.6 Quantitative Betrachtung des Abschirmeffekts . . . . .	48
2.3 Nichtlineare Emission . . . . .	50
2.3.1 Mikroresonatoren im Laserbetrieb . . . . .	50
2.3.2 Nichtlineare Streuprozesse . . . . .	52
2.3.2.1 Polariton-Flaschenhals . . . . .	52
2.3.2.2 Exziton- und Polariton-Boser . . . . .	53

2.3.2.3	Parametrische Streuprozesse . . . . .	54
2.3.3	Kopplung bei hohen Anregungsdichten . . . . .	55
2.3.3.1	Nichtlineare Emission im Bereich starker Kopplung	56
2.3.3.2	Linienverschiebung und Abschirmeffekt . . . . .	58
2.3.3.3	Abschirmeffekt und Exzitonlinienverbreiterung .	59
2.3.4	Emissionsintensität und Temperatur . . . . .	61
2.3.5	Schwelleistung und Verstimmung . . . . .	63
<b>3</b>	<b>Turmstrukturen mit dreidimensionalem photonischem Einschluß</b>	<b>67</b>
3.1	Präparation von Turmstrukturen . . . . .	68
3.1.1	Maskierung . . . . .	68
3.1.1.1	Metallmasken . . . . .	68
3.1.1.2	Negativlackmaske . . . . .	72
3.1.2	Trockenätzprozeß . . . . .	73
3.1.2.1	Ar/BCl <sub>3</sub> -Ätzprozeß . . . . .	74
3.1.2.2	CH <sub>4</sub> /H <sub>2</sub> -Ätzprozeß . . . . .	77
3.2	Dreidimensionaler photonischer Einschluß . . . . .	79
3.2.1	Starke Kopplung in Reflexion . . . . .	80
3.2.2	Spontane Emission in photonischen Punkten . . . . .	81
3.2.3	Höhere laterale Moden in nichtlinearer Emission . . . . .	82
<b>4</b>	<b>Nichtlineare Emission in photonischen Punkten</b>	<b>87</b>
4.1	Schwelleistung . . . . .	87
4.1.1	Einfluß der Verstimmung . . . . .	87
4.1.2	Einfluß der Temperatur . . . . .	88
4.2	Starke Kopplung und nichtlineare Emission . . . . .	90
4.2.1	Linienverschiebungen und Kopplungsstärke . . . . .	90
4.2.2	Starke Kopplung im Temperaturverhalten . . . . .	93
4.2.2.1	Verstimmungsabhängiges Temperaturverhalten .	93
4.2.2.2	Einfaches Kopplungsmodell . . . . .	95
<b>5</b>	<b>II-VI-Mikrodisk</b>	<b>99</b>
5.1	Präparation von II-VI-Mikrodisk . . . . .	99
5.2	Analyse von II-VI-Mikrodisk . . . . .	102
5.2.1	Exzitonisches Subsystem . . . . .	102
5.2.2	Photonisches Subsystem . . . . .	103
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>107</b>
	<b>Summary</b>	<b>111</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>125</b>

# Einleitung

## oder: *'What do you get if you cross light with matter?'*

*Was erhält man, wenn man Licht mit Materie kreuzt?* — Diese Frage bewegt nicht nur J. J. Baumberg [1] sondern, spätestens seitdem es 1992 C. Weisbuch und seinen Mitarbeitern gelang in Halbleitermikroresonatoren eine deutliche Rabi-aufspaltung experimentell zu demonstrieren [2], Mikroresonator-Forscher auf der ganzen Welt.

Der von Weisbuch betrachtete planare Mikroresonator mit eingebettetem Quantenfilm sperrte einerseits Licht im Resonator und andererseits Materie in Form von Exzitonen (also dem Wasserstoffatom ähnlichen, gebundenen Elektron-Loch-Paaren) im Quantenfilm entlang einer Raumrichtung auf sehr kleinen Längenskalen von der Größenordnung der Lichtwellenlänge ein. Dabei wurden auf einmal nicht mehr die ungestörten Signale von Exziton- und Photonmode, sondern

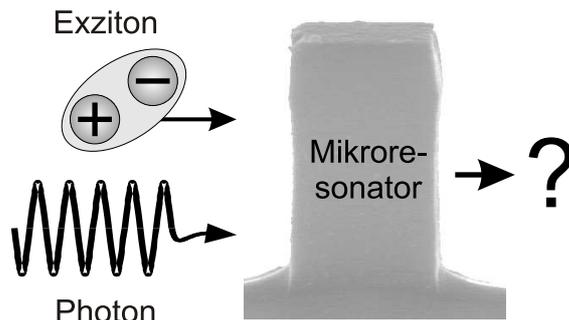


Abbildung 1: *'What do you get if you cross light with matter?'*

ein neues Signalpaar mit größerem energetischen Abstand — aufgrund der sogenannten *'Rabi-aufspaltung'* — spektroskopisch meßbar. Die Energiedispersionen beider Moden im reziproken Raum weisen nicht mehr ein kreuzendes sondern ein einander abstoßendes Verhalten auf. Ihr kleinster energetischer Abstand wird als Rabi-aufspaltung bezeichnet. J. J. Sanchez-Mondragon und Mitarbeiter hatten schon 1983 vorausgesagt, daß das Einbringen eines einzelnen Atoms in einen Resonator zu einer Rabi-aufspaltung des Signals führen kann [3]. Für einzelne Atome erwies sich aber anscheinend die Aufspaltung als zu klein, so daß der Nachweis erst mit vielen Atomen im Resonator gelang [4, 5]. Dennoch waren diese Systeme die großen Mühen wert, nicht nur aus Grundlagsicht (besseres Verständnis der Licht-Materie-Kopplung, Suche nach Analogien zwischen Photon und Elektron), sondern auch aufgrund neuer Anwendungsvisionen, wie zum Beispiel schwellen-

lose Laser [6, 7].

So kam die monolithische Realisation in Form von Halbleiter-Mikroresonatoren, die insbesondere die Umsetzung in spätere potentielle Anwendungen erleichtern sollte, gelegen. Das neu gefundene Quasi-Teilchen, die Mischung aus Exziton und Photon, bekam den Namen '*Cavity-Polariton*' und wurde seither auf vielfältigste Weise oft im wahrsten Sinne des Wortes näher 'beleuchtet'.

Die Bandbreite möglicher Anwendungen im Halbleiterbereich fängt bei Lasern mit ultraniedriger Schwelle [7], völlig neuartigen, weil nicht mehr auf herkömmliche Besetzungsinversion angewiesenen, laserähnlichen Bauteilen [8] und parametrischen Oszillatoren [9] an. Sie geht weiter über Einzelphotonquellen, die sich im Rahmen der Quantenkryptographie zum absolut sicheren Informationsaustausch nutzen lassen [10, 11]. Selbst vor visionären Konzepten macht sie heute nicht mehr Halt, wie zum Beispiel dem Quantencomputer [12, 13, 14], bei dem unter Umständen ein Sekundenbruchteile dauernder einzelner Rechenschritt derzeit noch tagelang dauernde Berechnungen herkömmlicher digitaler Computer ersetzt wird. Weitere weniger spektakuläre Anwendungsbereiche liegen beispielsweise in der Sensorik: Brechungsindex- und Fluoreszenzsensoren [15], Proteindetektoren [16] oder Kohlenwasserstoffsensoren [17] lassen sich mit Mikroresonatoren realisieren.

Sind III-V-Mikroresonatorsysteme schon seit den Anfängen der geschilderten Entwicklungen Gegenstand der Forschung, ist dies im Bereich der II-VI-Halbleiter nicht der Fall. Zum Beispiel wird im III-V-System bereits nichtlineare Emission an Mikroresonatoren mit dreidimensionalem photonischen Einschluß studiert [18]. Allerdings sind diese Untersuchungen noch immer auf resonante Anregung beschränkt. Dreidimensionalen photonischen Einschluß auf III-V-Halbleiterbasis gibt es schon seit 1997 in Mikroresonatortürmen [19, 20], in Mikrodiskens sogar schon seit 1992 [21]. Auf II-VI-Halbleiterbasis existierte bis auf einige erste Ansätze wie ZnCdSe/ZnSSe-Mikrodisk-Laser [22], auf GaAs gewachsene ZnS-Pyramiden [23] oder Polymethylacrylat-Mikrosphären [24] bislang nichts vergleichbares.

Dabei sind II-VI-Halbleiter besonders in Hinblick auf starke Exziton-Photon-Kopplung, auch bei höheren Temperaturen, von großem Interesse. Wegen ihrer hohen exzitonischen Oszillatorstärke sind die beobachtbaren Rabi-Aufspaltungen im Verhältnis zu III-V-Halbleitern nämlich besonders groß, wie zum Beispiel an CdZnSe-Mikroresonatoren mit  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ -Spiegeln demonstriert wurde [25]. Außerdem läßt sich superlineare Emission im Bereich starker Exziton-Photon-Kopplung im Gegensatz zu III-V-Mikroresonatoren auch gut mit nichtresonanter Anregung erreichen [26] — was spätestens bei der konkreten Umsetzung in ein elektrisch (also nichtresonant) gepumptes Bauteil wichtig werden dürfte. Alle diese Arbeiten beschränkten sich aber auf eindimensionalen photonischen Einschluß.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die in planaren II-VI-Mikroresonatoren beobachtbaren besonderen Phänomene aufzugreifen und in den bisher unberührten Bereich dreidimensionalen photonischen Einschlusses hinein zu tragen. Dabei

ist diese Arbeit wie folgt aufgebaut:

Zu Beginn werden die grundsätzlichen experimentellen Zugänge zu effektiver Licht-Materie-Kopplung in Mikroresonatoren allgemein, unter Berücksichtigung der in dieser Arbeit hauptsächlich verwendeten Reflexions- und Photolumineszenzmethoden, geschildert. Im folgenden wird zunächst auf planare CdMgMnTe-Mikroresonatoren eingegangen. Die besonders ausgeprägte, starke Exziton-Photon-Kopplung und Möglichkeiten zu ihrer Manipulation in diesem System mit eindimensionalem photonischem Einschluß werden dargestellt. Die Abhängigkeiten der Kopplungsstärke von der Temperatur und der Anregungsdichte werden ebenso diskutiert wie relevante Prozesse nichtlinearer Emission.

Im Anschluß wird die Entwicklung lateraler Strukturierungsprozesse zur Erzeugung eines dreidimensionalen photonischen Einschlusses im CdMgMnTe-Mikroresonator dargestellt. Nach der Schilderung von Masken- und Ätzprozeßentwicklung wird der tatsächlich erzeugte dreidimensionale Einschluß nachgewiesen und starke Kopplung im II-VI-Mikroresonatorturm in Reflexion demonstriert.

Auf Emissionsseite wird gezeigt, daß superlineare Emission auch bei nichtresonant angeregten II-VI-Mikroresonatortürmen möglich ist. Diese superlineare Emission wird in Hinblick auf unterschiedliche Exziton-Photon-Verstimmung, Anregungsdichte und Temperatur betrachtet. Es wird demonstriert, daß hier ebenfalls starke Exziton-Photon-Kopplung vorliegt, allerdings auch Unterschiede zum Mikroresonator mit eindimensionalem photonischem Einschluß bestehen.

Als Möglichkeit zur Verwirklichung noch höherer optischer Einschlußgüten, sogar in Verbindung mit Quantenpunkten, wird die Entwicklung und Analyse von CdZnSe-Mikrodisks dargestellt. Photolumineszenzmessungen, auch zeitaufgelöst, charakterisieren das exzitonische Subsystem. Erster photonischer Einschluß zeigt sich bei Hochdichteanregung.



# Kapitel 1

## Experimenteller Zugang zur effektiven Licht-Materie-Kopplung

Aus dem alltäglichen Leben kennt man eine ganze Reihe von Licht-Materie-Wechselwirkungen, wie zum Beispiel Reflexion des Sonnenlichts an einer Fensterscheibe oder Regenbögen, welche auf Kombinationen von Brechung und Reflexion des Sonnenlichts in Regentropfen beruhen. Viele dieser Effekte lassen sich mit Hilfe der geometrischen Optik gut beschreiben. Bereits zur Erklärung der Regenbogenfarben auf der Unterseite einer CD benötigt man jedoch den Wellencharakter des Lichts. Diese Erscheinung beruht nämlich auf Beugung und Interferenz. Die blaue Farbe des Himmels schließlich entsteht aufgrund der unterschiedlichen Streuung des Lichts verschiedener Wellenlänge in der Erdatmosphäre. Licht kann aber von Gasmolekülen nicht nur gestreut, sondern auch absorbiert oder emittiert werden. Im allgemeinen neigt man dazu die Wechselwirkungen bei denen Licht von Atomen erzeugt oder vernichtet wird vereinfacht im Rahmen der drei Schlagworte Absorption, spontane und stimulierte Emission zu behandeln. In erster Näherung ist dies auch ein korrekter Ansatz, der auf einer einfachen Ebene über Konzepte wie die Einstein-Koeffizienten zu komplexeren Phänomenen, siehe zum Beispiel Laser oder das Plancksche Strahlungsgesetz, führt [27]. Aber selbst schon bei letzterem zeigt sich, daß hinter diesen einfachen grundlegenden Vorgängen doch kompliziertere Zusammenhänge stecken als man auf den ersten Blick vermuten mag. So ist zum Beispiel für die spontane Emission die Zustandsdichte des elektromagnetischen Strahlungsfeldes entscheidend [28]. Die spontane Emission entpuppt sich so als ein komplexer Vorgang der Kopplung von Materie mit dem elektromagnetischen Vakuumfeld und nicht als eine bloße charakteristische Eigenschaft von Materie. In letzter Konsequenz führt dies von klassischen Vorstellungen der Optik, der Thermodynamik und der Atomphysik hin zu fortgeschrittenen Konzepten der Quantenelektrodynamik und Quantenfeldtheorie.

Im speziellen Fall von halbleiterbasierter Erforschung der Licht-Materie-Wech-

selwirkung lautet der passende Oberbegriff in der Regel 'Cavity-Quantenelektrodynamik' und deutet auf das zentrale Studienobjekt dieses Forschungszweiges hin: 'cavities', also Kavitäten oder Resonatoren in denen Licht regelrecht eingesperrt wird. Üblicherweise geschieht dies auf Längenskalen die denen der betrachteten Lichtwellenlängen (einige hundert Nanometer) näher kommen. Es handelt sich hier um Mikroresonatoren mit wenigen Mikrometern Ausdehnung.

## 1.1 Was ist ein Mikroresonator?

Ein Mikroresonator ermöglicht die effektive Beobachtung von Licht-Materie-Wechselwirkungen. Hierzu muß er zwei Dinge miteinander in Verbindung bringen: Licht und Materie. Bei diesen Strukturen wird Licht auf kleinstem Raum eingesperrt und dadurch als Resonatorphoton zur Wechselwirkung bereitgestellt. Als Materie dient bei halbleiterbasierten Mikroresonatoren der Einfachheit halber das Exziton, da es sich durch Quantenfilm- und Quantenpunktstrukturen ebenfalls sehr gut räumlich lokalisieren läßt. Sowohl photonisches als auch exzitonisches Subsystem werden im folgenden besprochen, bevor in aller Kürze auf ihr Zusammenspiel in der Licht-Materie-Kopplung im Mikroresonator eingegangen wird. (Eine weitergehende Darstellung bietet zum Beispiel Yamamoto: *Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics* [28].)

### 1.1.1 Vakuumfeld

Als einfaches Modell zur Erzeugung eines Photons stellt man sich in der Regel ein Atom mit einem Elektron vor, welches von einem Zustand der Energie  $E_a$  in einen niederenergetischen Zustand der Energie  $E_b$  unter Aussendung eines Photons der Energie  $E = E_a - E_b = \hbar\omega$  übergeht ( $\hbar$ : Plancksches Wirkungsquant,  $\omega$ : Frequenz des Photons). Nun wurde bereits festgestellt, daß die Situation etwas komplizierter ist und sich unter diesem 'Aussenden' die Ankopplung an das Vakuumfeld verbirgt.

Zur Beschreibung des Strahlungsfelds bietet sich die Vorstellung harmonischer Oszillatoren an: Für jede mögliche Mode steht ein eigener Oszillator. Im freien Raum (ohne jeden photonischen Einschluß) hat man es also mit einer unendlichen Anzahl harmonischer Oszillatoren zu tun, für deren Energie  $E_i$  jeweils gilt:

$$E_i = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.1)$$

Die Vakuumamplitude  $A_{\text{vac}}$  des elektrischen Feldes eines Oszillators der Frequenz  $\omega$  ist mit dem willkürlichen Quantisierungsvolumen  $V$  und der elektrischen Feldkonstante  $\epsilon_0$  gegeben durch [28]:

$$A_{\text{vac}} = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0 V} \frac{\hbar\omega}{2}} \quad (1.2)$$

Wenn  $M_{ab}$  das elektrische Dipol-Übergangsmatrixelement von  $E_a$  nach  $E_b$  ist, ist die Frequenz, bei der das Atom und das Feld Energie austauschen, sofern nur eine Mode im Feld existiert, gegeben durch die 'Rabifrequenz' des Vakuums [28]:

$$\Omega_{ab} = \frac{M_{ab} A_{\text{vac}}}{\hbar} \quad (1.3)$$

Tatsächlich zeichnet sich der freie Raum aber gerade durch die unendliche Anzahl zugänglicher Moden aus. Demzufolge kann das Atom in jede Mode strahlen, welche Energie und Impuls erhält. Die tatsächlich beteiligte Mode und der Zeitpunkt des Emissionsvorgangs sind zufällig. Dies ändert sich drastisch sobald die Anzahl der verfügbaren Moden gegenüber dem Vakuumfeld eingeschränkt wird. Durch die Beschränkung des Photonfeldes auf einen Teil des Raumes (photonischer Einschluß) läßt sich dies bewerkstelligen.

### 1.1.2 Photonischer Einschluß

'Photonischer Einschluß' bedeutet räumlicher Einschluß des elektrischen Feldes. Wie dies experimentell realisiert werden kann wird in Abschnitt 1.2 erläutert. Physikalisch steckt die erzwungene Ausbildung stehender Wellen in der jeweiligen Einschlußrichtung dahinter, das heißt die relevanten Wellenvektorkomponenten  $k_i$  werden auf den Einschlußlängen  $L_i$  quantisiert mit den Quantenzahlen  $m_i$ :

$$k_i = \frac{\pi(m_i + 1)}{L_i} \quad \text{mit } m_i = 0, 1, 2, \dots \quad (1.4)$$

Dadurch ändert sich aber nicht nur die Energiedispersion des elektrischen Feldes im freien Raum, sondern auch die Zustandsdichte  $D(E)$ , welche die Anzahl der erlaubten Zustände im Energieintervall  $[E, E + \Delta E]$  angibt. Bei Kenntnis der Energiedispersion  $E(k)$  ergibt sie sich aus Integration über die Schale im  $k$ -Raum (siehe z.B. [29]), die alle zu  $[E, E + \Delta E]$  gehörenden  $k$  enthält, z.B. in 3 Dimensionen:

$$D(E)dE = \frac{1}{\Delta k} \int_{\text{Schale}} d^3k \quad (1.5)$$

Zur Übersicht sind die entsprechenden Abhängigkeiten für perfekten photonischen Einschluß für Volumenmaterialien, planare Resonatoren und photonische Punkte in Abbildung 1.1 zusammengefaßt.

Im Volumenmaterial (mit Brechungsindex  $n$ ) liegt eine lineare Energiedispersion im  $k$ -Raum vor:

$$E^{3D}(k) = \frac{c_0 \hbar}{n} k \quad (1.6)$$

Entsprechend ergibt sich eine quadratisch von der Energie  $E$  abhängende Zustandsdichte [28, 30]:

$$D^{3D}(E) = \frac{n^3}{2\pi^2 (c_0 \hbar)^3} E^2 \quad (1.7)$$

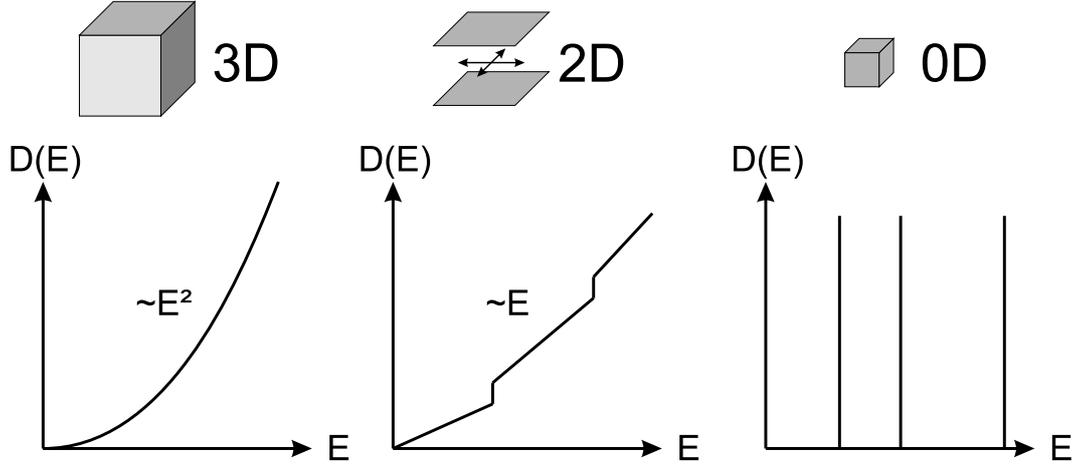


Abbildung 1.1: Dimensionsabhängigkeit der photonischen Zustandsdichte

In einem planaren Resonator (eindimensionaler photonischer Einschluss) wiederum sind die optischen Moden senkrecht zu den Spiegelflächen in  $z$ -Richtung quantisiert (Wellenvektor  $k_z$ ). In der Resonatorebene ( $xy$ -Ebene, parallel zu den Spiegeln) kann sich dagegen ein Kontinuum an transversalen optischen Moden (unquantisierter Wellenvektor  $k_{||}$ ) ausbilden:

$$E^{2D}(k_{||}) = \frac{\hbar c_0}{n} \sqrt{k_z^2 + k_{||}^2} \quad \text{mit } k_z = \frac{\pi(m_z + 1)}{L_z}, \quad m_z = 0, 1, 2, \dots \quad (1.8)$$

Die zweidimensionale Zustandsdichte wird deshalb [28]:

$$D^{2D}(E) = M_z \frac{n^2}{2\pi(c_0\hbar)^2} E \quad (1.9)$$

$M_z$  ist dabei die Anzahl der quantisierten longitudinalen Moden in  $z$ -Richtung. Wie in Abbildung 1.1 dargestellt ergibt sich dadurch mit zunehmender Energie immer wieder ein sprunghafter Anstieg der Zustandsdichte und zwar immer genau dann, wenn wieder eine weitere halbe Wellenlänge mehr zwischen die beiden Spiegel paßt, also immer wenn  $M_z$  um 1 ansteigt. Zwischen diesen Sprüngen steigt die Zustandsdichte linear mit  $E$  an.

Bei photonischen Punkten, also dreidimensionalem optischem Einschluss, liegt schließlich im nulldimensionalen Grenzfall eine  $\delta$ -funktionsförmige Zustandsdichte vor. Der Wellenvektor ist in allen drei Raumrichtungen nach Gleichung 1.4 quantisiert und nur bei den entsprechenden Energien

$$E^{0D} = \frac{\hbar c_0}{n} \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad \text{mit } k_i = \frac{\pi(m_i + 1)}{L_i}; \quad m_i = 0, 1, 2, \dots \quad (1.10)$$

ist die Zustandsdichte von 0 verschieden.

Wie man erkennt geht als wesentlicher Materialparameter in den photonischen Einschluß lediglich der Brechungsindex  $n$  ein. Ansonsten wird er nur durch die geometrischen Rahmenbedingungen beziehungsweise die Güte des Resonators, der den photonischen Einschluß realisiert, charakterisiert. Demzufolge können beispielsweise die Energien photonischer Moden für unterschiedliche Temperaturen hinreichend gut entsprechend dem Temperaturverhalten des Brechungsindex beschrieben werden. Das Verhalten des Brechungsindex läßt sich meistens hinreichend genau — unabhängig von der Dimensionalität des Systems — als lineare Funktion  $n(T) = n_0 + bT$  der Temperatur annähern. Kennt man den Temperaturkoeffizient  $b$  des Resonatorbrechungsindex  $n$  und die Konstante  $n_0$  folgt daraus unmittelbar die Temperaturabhängigkeit der Energie  $E_P$  der eingeschlossenen Welle:

$$n(T) = n_0 + bT \Rightarrow E_P(T) = \frac{n_0}{n_0 + bT} E_P^0 \quad (1.11)$$

Dabei ist aber vorausgesetzt, daß die Güte des Einschlusses beziehungsweise des Resonators nicht wesentlich unter Temperaturänderungen leidet. Oft wird anstelle von  $n$  nämlich ein 'effektiver Brechungsindex'  $n_{\text{eff}}$  verwendet, der das Eindringen des elektrischen Feldes in die Resonatorspiegel berücksichtigt. Da sich die Brechungsindizes der Spiegel- und Resonatormaterialien aber in der Regel leicht unterschiedlich mit der Temperatur ändern, verschiebt sich auch die Feldverteilung im Resonator etwas. Das Feld kann also bei Temperaturvariationen auch geringfügig mehr oder weniger stark in die Spiegel eindringen. Dies kann zu kleinen Änderungen der beobachtbaren Resonatorphotonenenergie führen.

Als Maß für die photonische Einschlußgüte hat sich der Güte- oder Qualitätsfaktor  $Q$  etabliert:

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (1.12)$$

Hierfür wird die im Experiment gemessene tatsächlich vorliegende Wellenlänge  $\lambda$  der Photonmode durch ihre Linienbreite  $\Delta\lambda$  dividiert. Je kleiner die natürliche Linienbreite ist, desto größer ist die Lebensdauer des Photons im Resonator. Je größer also  $Q$  ist, desto öfter wird eine Lichtwelle im Resonator hin und her reflektiert und desto besser ist der photonische Einschluß.

### 1.1.3 Exzitonische Effekte im Halbleiter

Formal bestehen die hauptsächlichen Unterschiede zwischen niederdimensionalen photonischen und elektronischen Systemen neben dem Pauliprinzip\* in der unterschiedlichen Energiedispersion. Ist diese beim Photon linear (und die Komponenten des  $k$ -Vektors addieren sich geometrisch), so ist sie beim Elektron (effektive

---

\*Das Pauliprinzip sorgt bei Elektronen (halbzahliger Spin, Fermionen) dafür, daß sich zwei Ladungsträger nicht im gleichem Zustand befinden können. Photonen hingegen besitzen einen ganzzahligen Spin, sind damit Bosonen, und unterliegen nicht dem Pauliprinzip.

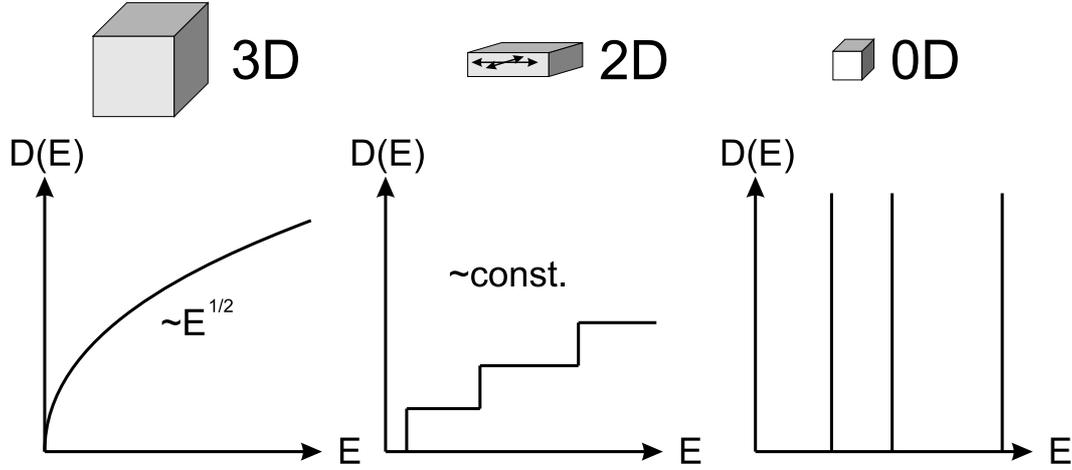


Abbildung 1.2: Dimensionsabhängigkeit der elektronischen Zustandsdichte

Masse  $m^*$ ) quadratisch in  $k$ . Im Volumenmaterial bedeutet das:

$$E^{3D}(k) = \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2 \quad (1.13)$$

Ansonsten treten an Stelle der beim Photon für den Einschluß angenommenen perfekten Spiegel im einfachsten Fall unendlich hohe Potentialtöpfe, die idealisiert Quantenfilm- (zweidimensionales System) und Quantenpunktstrukturen (nulldimensionales System) symbolisieren. Während im zweidimensionalen System lediglich die Wellenvektorkomponente  $k_z$  senkrecht zur Quantenfilmebene quantisiert ist, die Wellenvektorkomponente  $k_{\parallel}$  in der Quantenfilmebene aber unquantisiert bleibt, sind im nulldimensionalen System alle drei Komponenten des Wellenvektors quantisiert (siehe zum Beispiel [31]):

$$E^{2D}(k_{\parallel}) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_z^2 + k_{\parallel}^2) \quad \text{mit } k_z = \frac{\pi(m_z + 1)}{L_z}, \quad m_z = 0, 1, 2, \dots \quad (1.14)$$

$$E^{0D} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad \text{mit } k_i = \frac{\pi(m_i + 1)}{L_i}, \quad m_i = 0, 1, 2, \dots \quad (1.15)$$

Für dreidimensionale und zweidimensionale Systeme ergeben sich wurzelförmig beziehungsweise konstant mit der Energie verlaufende Zustandsdichten [32]:

$$D^{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2\hbar^3} (2m^*)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E} \quad \text{und} \quad D^{2D}(E) = \sum_{m_z} \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \Theta(E - E_{m_z}) \quad (1.16)$$

Bei nulldimensionalen Systemen liegt wiederum eine  $\delta$ -funktionsförmige Zustandsdichte vor, die nur bei den quantisierten Energien nach Gleichung 1.15 von 0 verschieden ist. In Abbildung 1.2 sind die Zustandsdichten für perfekten elektronischen Einschluß im Überblick zusammengefaßt.

In den Quantenfilmen und -punkten der in dieser Arbeit betrachteten Mikroresonatoren treten allerdings nicht einzelne eingeschlossene Elektronen, sondern 'Exzitonen', auf. Hierbei handelt es sich um korrelierte Elektron-Loch-Paare, die entstehen können, wenn im Halbleiter (zum Beispiel durch Absorption eines Photons) ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben wird. Das im Valenzband zurückbleibende Loch kann elektrostatisch mit dem Elektron wechselwirken und ein Exziton bilden. An Stelle der Elektronmasse  $m^*$  tritt die reduzierte Masse  $\mu$  des Elektrons und Lochs. Das Energiespektrum des Exzitons läßt sich in Abhängigkeit von der Quantenzahl  $z$  und dem exzitonischen Bohrradius  $a_X$  im Volumenhalbleiter analog dem Wasserstoffatom berechnen:

$$E_X^{3D} = -\frac{\hbar^2}{2\mu a_X^2} \cdot \frac{1}{z^2} \quad \text{mit} \quad a_X = 4\pi\epsilon \frac{\hbar^2}{\mu e^2}, \quad z = 1, 2, 3, \dots \quad (1.17)$$

Im Volumenhalbleiter beträgt beispielsweise bei ZnSe der exzitonische Bohrradius  $a_X = 4,5$  nm und die Exzitonenbindungsenergie  $E_X^{3D} = 17$  meV [33]. Bei CdTe liegt die Exzitonenbindungsenergie bei rund 10 meV und der Bohrradius bei ebenfalls etwa 4,5 nm [26].

Beim Übergang zu niederdimensionalen Systemen erhöht sich die Exzitonenbindungsenergie aufgrund des Einschlusses. Analytische Beschreibungen ähnlich Gleichung 1.17 sind für Quantendrähte und Quantenpunkte nicht mehr möglich. Für weitergehende Betrachtungen, speziell Exzitonen in Quantenpunkten, sei deshalb auf die entsprechenden Arbeiten verwiesen [34, 35, 36].

Das Temperaturverhalten der Exzitonen wird im allgemeinen durch das Verhalten der Bandlücke  $E_{\text{gap}}$  des Halbleiters bestimmt. Einen hierzu passenden Ausdruck hat Varshni [37] angegeben mit:

$$E_{\text{gap}}(T) = E_0 - \frac{aT^2}{T + \Theta} \quad (1.18)$$

Hierbei gehen als Materialparameter die Debyetemperatur  $\Theta$  und ein Temperaturkoeffizient  $a$  ein.

#### 1.1.4 Exziton-Photon-Wechselwirkung

In einem Mikroresonator mit eingebauten Quantenfilmen oder -punkten schließlich vereinen sich photonischer und elektronischer Einschluß und bei passender energetischer Abstimmung beider Subsysteme kommt es zu starken Kopplungswechselwirkungen zwischen ihnen. Abbildung 1.3 veranschaulicht dies am Beispiel eines Quantenfilmexzitons zwischen zwei perfekten Spiegeln (also in einem Resonator mit eindimensionalem Einschluß).

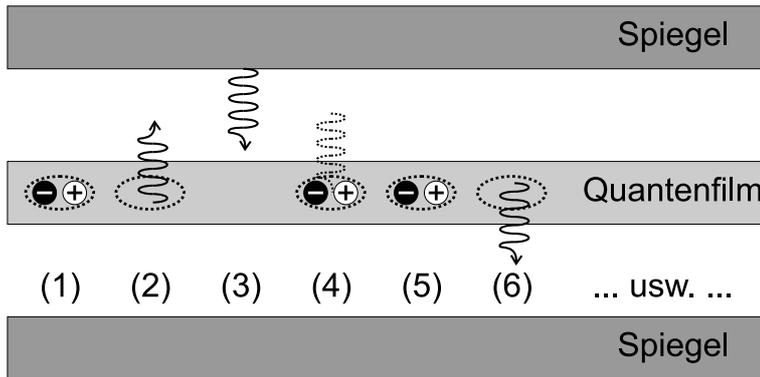


Abbildung 1.3: Veranschaulichung der starken Kopplung

Zunächst liegt ein Exziton vor (1). Dieses rekombiniert strahlend (2). Das entstehende Photon bewegt sich in Richtung Spiegel und wird dort schließlich reflektiert (3). Das Photon gelangt wieder in den Bereich des Quantenfilms und erzeugt dort ein Exziton

(4). Nun liegt abermals die Anfangssituation vor (5). Wieder kann das Exziton unter Aussendung eines Photons rekombinieren (6) und so fort. Geschieht dieser Vorgang schnell genug und sind die Verluste (nichtstrahlende Rekombinationen, Resonatorverluste usw.) gering genug, so ist der Übergang vom Exziton zum Photon und umgekehrt quasi reversibel. Wenn die Exzitonzerfallsraten und die Photonleckraten des Mikroresonators klein sind gegen die Rabifrequenz\*  $\Omega$ , dann verbleibt dem gesamten System genug Zeit zwischen beiden Zuständen zu oszillieren. Die einzelnen Photon- und Exzitonzustände sind dann nicht mehr voneinander zu unterscheiden. Es liegt eine Kopplung zum Polariton beziehungsweise zu den beiden Polaritonzuständen vor (unterer und oberer Polaritonast, ein bindender und ein antibindender Zustand).

Zur Beschreibung dieser Licht-Materie-Kopplung gibt es einige verschiedene formale Vorgehensweisen:

- Beschreibung im Polariton-Modell mit Hopfield-Potential (z.B. in [38])
- klassische Beschreibung als gekoppelte Oszillatoren im Lagrange-Formalismus (z.B. in [39] oder [40] erläutert)
- semiklassische Beschreibung mit Transfermatrix-Formalismen (z.B. in [41])
- quantenmechanische Beschreibung via Diagonalisierung des entsprechenden Hamiltonoperators, üblicherweise in zweiter Quantisierung (z.B. in [40, 41])

Im wesentlichen ergeben sich aus allen Modellen aber dieselben Resultate.

Eine sehr anschauliche Beschreibungsvariante besteht im quantenmechanischen 2-Niveau-Modell mit der Matrixdarstellung des Hamiltonoperators (siehe z.B. [38]). Ihre Einträge bestehen aus der halben Rabiaufspaltung der Polaritonmoden in Resonanz  $\hbar\Omega/2$  und den Energien  $E_P$  und  $E_X$  der ungekoppelten Photonmode  $|P\rangle$  und der ungekoppelten Exzitonmode  $|X\rangle$ :

$$H = \begin{pmatrix} E_X & \hbar\Omega/2 \\ \hbar\Omega/2 & E_P \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

\*Die Rabiaufspaltung im Mikroresonator wird oft als  $\hbar\Omega$  geschrieben.  $\Omega$  ist dann die Rabifrequenz im Mikroresonator, analog zu der Rabifrequenz des Vakuums (Gleichung 1.3).

Mit der Definition der Verstimmung  $\delta$  und der Abkürzung  $\Delta$  ( $\Delta$  gibt den jeweiligen Abstand der beiden Polaritonäste an):

$$\delta = E_P - E_X \quad \text{und} \quad \Delta = \sqrt{\delta^2 + \hbar^2 \Omega^2} \quad (1.20)$$

ergeben sich die gekoppelten Polaritonzustände  $|UP\rangle$  und  $|OP\rangle$  dann mit ihren Energien entsprechend als:

$$|OP\rangle = \frac{\hbar\Omega}{\sqrt{2\Delta(k)(\delta(k) + \Delta(k))}} |X\rangle + \sqrt{\frac{\delta(k) + \Delta(k)}{2\Delta(k)}} |P\rangle \quad (1.21)$$

$$|UP\rangle = \sqrt{\frac{\delta(k) + \Delta(k)}{2\Delta(k)}} |X\rangle - \frac{\hbar\Omega}{\sqrt{2\Delta(k)(\delta(k) + \Delta(k))}} |P\rangle \quad (1.22)$$

$$E_{UP,OP}(k) = \frac{E_X(k) + E_P(k)}{2} \pm \frac{\Delta(k)}{2} \quad (1.23)$$

Eine Veranschaulichung der Dispersionsrelation für das Polariton (Gleichung 1.23) ist wieder für einen planaren Mikroresonator mit Quantenfilm (also eindimensionaler photonischer und elektronischer Einschluß) in Abbildung 1.4 gegeben.

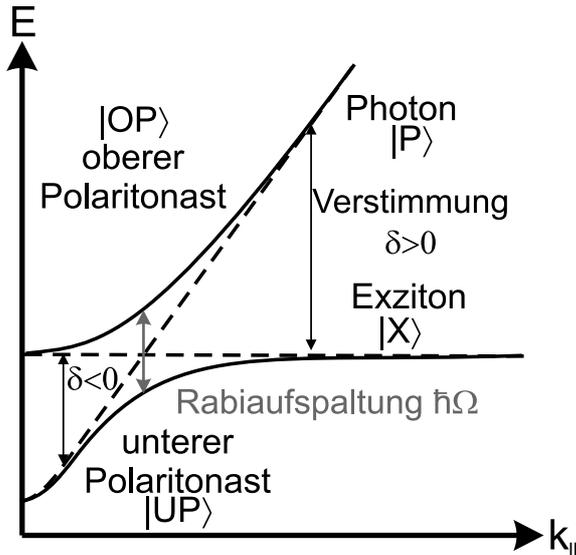


Abbildung 1.4: Schematische Polaritondispersion für planare Mikroresonatoren mit Quantenfilm

Mit gestrichelten Linien sind die ungekoppelten Dispersionsrelationen von Photon und Exziton eingezeichnet. Außer bei kleinen  $k_{||}$  ist die Photondispersion näherungsweise linear. Die Exzitondispersion ist parabelförmig. Da die Masse des Exzitons jedoch viel größer ist als die des Photons,\* scheint die exzitonische Dispersion auf der Skala des Photons ebenfalls beinahe linear zu sein. Mit durchgezogenen Linien sind die beiden Polaritonäste skizziert. Bei sehr großer negativer Verstimmung  $\delta \ll 0$  ist der untere Polaritonast photonartig und der obere exzitonartig. Bei sehr großen positiven Verstimmungen  $\delta \gg 0$  ist es genau umgekehrt. In diesen Bereichen entsprechen die Polaritonäste annähernd den ungekoppelten Dispersionsrelationen.

\*Für Resonanz von Exziton und Photon bei  $k_{||} = 0$  hat die effektive Polaritonmasse die Größenordnung der effektiven Masse  $m_P^*$  des Photons ( $m_P^* = n^2 E_P / c^2$  [42]). Die effektive Exzitonmasse  $\mu$  liegt zum Beispiel im GaAs/AlAs-System aber um vier Größenordnungen darüber [43]. Speziell bei CdTe-Quantenfilmen in dieser Arbeit:  $\mu \propto 6 \cdot 10^{-2} m_0$  [34],  $m_P \approx 2 \cdot 10^{-5} m_0$  ( $m_0$ : Elektronmasse,  $E_P = 1,65$  eV,  $n \approx 2,62$ )

Für verschwindende Verstimmungen um  $\delta \approx 0$  jedoch zeigen die Polariton-zustände ein antikreuzendes Verhalten. Bei  $\delta = 0$  ist der Abstand der Polariton-äste zwar am kleinsten, ihre Abstoßung aber am größten:  $\Delta(\delta = 0) = \hbar\Omega$ . Diese maximale Abstoßung ist die Größe, die in der Regel gemeint ist, wenn man die Rabiaufspaltung einer bestimmten Probe angibt.

Interessant ist nun natürlich zu wissen wovon diese Rabiaufspaltung abhängt. Hierzu ist dann aber doch eine eingehendere Analyse unter Einbeziehung der gegebenen Resonatorgeometrie notwendig. Für Fabry-Pérot-Resonatoren mit eingebautem Quantenfilm gibt Savona [41] analytische Ausdrücke für die Rabiaufspaltung in Transmission (Index "T"), Reflexion ("R"), Absorption ("A") und Photolumineszenz ("PL") wie folgt an:

$$\hbar\Omega_T = 2\sqrt{\sqrt{V^4 + 2V^2\gamma_X(\gamma_X + \gamma_P)} - \gamma_X^2} \quad (1.24)$$

$$\hbar\Omega_R = 2\sqrt{\sqrt{V^4 \left(1 + \frac{2\gamma_X}{\gamma_P}\right)^2 + 2V^2\gamma_X^2 \left(1 + \frac{\gamma_X}{\gamma_P}\right) - 2V^2\frac{\gamma_X}{\gamma_P} - \gamma_X^2}} \quad (1.25)$$

$$\hbar\Omega_A = 2\sqrt{V^2 - \frac{1}{2}(\gamma_X^2 + \gamma_P^2)} \quad (1.26)$$

$$\hbar\Omega_{PL} = \sqrt{2\hbar\Omega\sqrt{\hbar^2\Omega^2 + (\gamma_P + \gamma_X)^2} - \hbar^2\Omega^2 - (\gamma_P + \gamma_X)^2} \quad \text{mit:} \quad (1.27)$$

$$\hbar\Omega = 2\sqrt{V^2 - \frac{1}{4}(\gamma_P - \gamma_X)^2} \quad (1.28)$$

In diesen Abhängigkeiten steckt neben den Linienbreiten der ungekoppelten Photonmode  $\gamma_P$  (gegeben durch die Lebensdauer des Photons im Resonator, relevante Größe:  $Q$ ) und der ungekoppelten Exzitonmode  $\gamma_X$  (homogene Linienbreite des Exzitons) ein geometrie- und materialabhängiger Kopplungsparameter  $V$ , der für hochreflektierende Spiegel gegeben ist durch:

$$V = \sqrt{\frac{e^2 f}{2\epsilon_0 m n_{\text{eff}}^2 L_{\text{eff}}}} \hbar \quad (1.29)$$

Dabei stehen  $m$  für die Elektronenmasse,  $e$  für die Elektronenladung und  $\epsilon_0$  ist die elektrische Feldkonstante. Die Resonatorgeometrie geht durch die effektive Resonatorlänge  $L_{\text{eff}}$  ein, welche sich aus der tatsächlichen Resonatorlänge und der Eindringtiefe der Photonmode in die Spiegel zusammensetzt. Materialabhängigkeiten werden durch den Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  und die Oszillatorstärke  $f$  berücksichtigt.  $n_{\text{eff}}$  ist eine photonische,  $f$  eine exzitonische Materialeigenschaft des Systems. Allerdings hängen beide von der Struktur des jeweiligen Subsystems ab. So ist

$n_{\text{eff}}$  der effektive Brechungsindex des Resonators und  $f$  hängt zum Beispiel von der Anzahl  $N$  der in den Resonator eingebrachten Quantenfilme ab [28]:

$$f \propto \sqrt{N} \quad (1.30)$$

Für  $N$  ist in aller Regel eine effektive Anzahl der Quantenfilme anzusetzen, da nicht alle Quantenfilme an der gleichen Position mit optimalem Überlapp der Exzitonwellenfunktion mit dem elektromagnetischen Feld des Photons plaziert sein können.

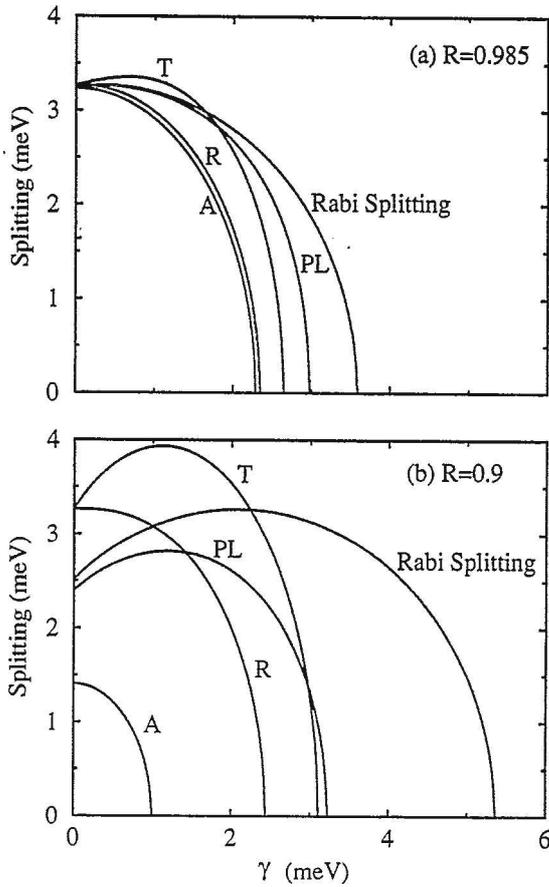


Abbildung 1.5: Einige nach Gleichung 1.24 bis Gleichung 1.28 berechnete Rabi-aufspaltungen (“Splitting (meV)“), aufgetragen über der Exzitonlinienbreite  $\gamma_X$  (In der [41] entnommenen Abbildung mit  $\gamma$  bezeichnet.).

Abbildung 1.5 (aus [41] entnommen) skizziert den Verlauf der unterschiedlich beobachtbaren Rabi-aufspaltungen (Bezeichnungen wie Indizes in Gleichung 1.24 bis 1.28, “Rabi Splitting“ steht für  $\hbar\Omega$ ). Die hier dargestellten Rechnungen entsprechen einem Mikroresonator mit einem GaAs/AlGaAs-Quantenfilm im Zentrum des Resonators, welcher eine Reflektivität von  $R = 0,985$  (a) beziehungsweise von  $R = 0,9$  (b) aufweist.\* Für diese Resonatorkonfigurationen ergibt sich  $V = 1,63$  meV und  $\gamma_P = 0,52$  meV (a) beziehungsweise  $\gamma_P = 2,09$  meV (b). In der Abbildung ist jeweils die Rabi-aufspaltung (“Splitting (meV)“) über der Exzitonlinienbreite  $\gamma_X$  (in der Abbildung mit “ $\gamma$ “ bezeichnet) aufgetragen. Grundsätzlich sind die Aufspaltungen alle unterschiedlich. Für  $\gamma_X, \gamma_P \ll V$  unterscheiden sie sich aber nicht wesentlich, wie in (a) zu sehen ist. Die kleinste Aufspaltung liegt in Absorption vor. Für nicht zu große  $\gamma_X$  ist die größte Aufspaltung diejenige in Transmission. Wenn  $\gamma_P \ll V$  gilt erreicht die Rabi-aufspaltung in Reflexion beinahe die Werte aus Transmission. Savona und Mitarbeiter messen aber keiner der Aufspaltungen eine größere phy-

\*Resonatorconfiguration (a) stellt den Halbleiter-Mikroresonator dar, an dem es Weisbuch und seinen Mitarbeitern 1992 erstmals gelang eine Rabi-aufspaltung zu beobachten.

sikalische Bedeutung bei, vielmehr beziehen sie sich eben nur auf verschiedene Experimente [41].

Beim Übergang vom eindimensionalen photonischen und elektronischem Einschluß auf dreidimensionalen Einschluß wird die Situation wieder etwas komplexer. Es sei deshalb unter anderem auf die Arbeiten von Andreani und Mitarbeitern hinsichtlich Quantenpunkte in photonischen Punkten verwiesen [44]. Interessant sind derlei Strukturen besonders im Zusammenhang mit Quantencomputerentwürfen. So gibt es Überlegungen sogenannte '*Q-Bits*' (das Analogon zum 1 und 0 beim herkömmlichen Computer, '*Q-Bit*' steht für 'quantum bit') mittels Exzitonen in Quantenpunkten darzustellen und diese Q-Bits über eine Resonatorphotonmode gezielt zu koppeln, um die notwendigen verschränkten Zustände eines Quantencomputers zu realisieren [12]. Qualitativ verhält sich die Rabiaufspaltung bei Quantenpunkten in photonischen Punkten ungefähr wie [44]:

$$\hbar\Omega_{QP} = \sqrt{V^2 - \frac{1}{4}(\gamma_X - \gamma_P)^2} \quad \text{mit} \quad V \propto \sqrt{\frac{f}{\tilde{V}}} R \quad (1.31)$$

Dabei hängt die beobachtbare Rabiaufspaltung ganz entscheidend vom Volumen  $\tilde{V}$  in dem die photonische Mode eingeschlossen ist, dem Quantenpunktradius  $R$  und der Größe der beiden Linienbreiten  $\gamma_X$  und  $\gamma_P$  ab. Eine experimentell aufzeigbare Rabiaufspaltung zu realisieren setzt unter anderem photonische Linienbreiten voraus, die der Quantenpunktexzitonlinienbreite nahe kommen (da  $4V^2 > (\gamma_X - \gamma_P)^2$  gelten muß). Dazu sind sehr hohe Q-Faktoren notwendig. Insgesamt stellen die Anforderungen zur Beobachtung starker Kopplung von Quantenpunkten mit photonischen Punkten noch eine hohe — und bisher nicht wirklich zufriedenstellend gelöste — Herausforderung dar.

Beschränkt man sich allerdings auf Quantenfilme in planaren Mikroresonatoren oder in Turmmikroresonatoren mit dreidimensionalem Einschluß, so lassen sich die oben angeführten Ausdrücke für die Rabiaufspaltung auch weiterhin verwenden. Dies gilt aber nur, sofern man jeweils eine einzelne Photonmode betrachtet und eine kleine Reduktion des Kopplungsparameters  $V$  aufgrund einer veränderten Feldverteilung und damit geringerem Überlapp der Wellenfunktionen von Exziton und Photon in Türmen berücksichtigt [45]. Was sich hinter Turmmikroresonatoren genau verbirgt und wie sich Mikroresonatoren experimentell realisieren lassen, wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

## 1.2 Mikroresonator-Konzepte

Zur Realisation eines Mikroresonators an dem starke Kopplung studiert werden kann bedarf es zweierlei, eines photonischen und eines exzitonischen Einschlusses. Letzteres kann sehr gut durch Halbleiterstrukturen, zum Beispiel Quantenfilme, realisiert werden. Demnach liegt es nahe für den photonischen Einschluß auch Halbleitersysteme einzusetzen. Dies ist jedoch nicht zwingend notwendig. Man

kann zum Beispiel auch CdSe-Quantenpunkte in sphärischen Hüllen aus Polymethylmethacrylat ('PMMA') herstellen, bei denen das PMMA den Resonator definiert [24]. Reine Halbleiter-Mikroresonatoren stellen aber ein gut zu handhabendes System dar (Einstellbarkeit der Resonatorgrößen und -geometrien). Für neue Laser- oder sonstige Anwendungen, die sich aus dem Mikroresonator-Konzept ergeben, ist dadurch auch gleich eine beherrschbare Schnittstelle zu herkömmlicher Elektronik oder Photonik gegeben.

### 1.2.1 Eindimensionaler photonischer Einschluß

Um Licht in einer Raumrichtung einzusperren kann man anschaulich zwei sehr große, gegenüberliegende, parallele Spiegel verwenden. Lichtstrahlen zwischen den beiden Spiegeln werden dann immer wieder zwischen den beiden Spiegelflächen hin und her gespiegelt, vorausgesetzt, es handelt sich um sehr gute Spiegel mit Reflektivitäten nahe 100 %. Ein Spiegel besteht im alltäglichen Leben aus beschichtetem Glas. Der Spiegelungseffekt ergibt sich aus dem unterschiedlichen Brechungsindex der Beschichtung und Luft. Möchte man einen halbleiterbasierten Mikroresonator aufbauen, benötigt man also zwei Halbleiterschichten mit unterschiedlichem Brechungsindex  $n_1$  beziehungsweise  $n_2$ . Je höher der Brechungsindexsprung, desto höher die Reflektivität. Da ein einziges solches Spiegelpaar nicht ausreicht, kann man viele Paare hintereinander platzieren, z.B.  $N$  Paare. Wenn man die Schichtdicken der einzelnen Halbleiterschichten so wählt, daß sie gerade einem Viertel der gewünschten Wellenlänge im jeweiligen Material entspricht, tritt konstruktive Interferenz zwischen den an den einzelnen Spiegelpaaren reflektierten Lichtwellen auf. Die Reflektivität  $R$  wird maximal.

Zur Beschreibung solcher reflektierender Schichtfolgen ist der im folgenden skizzierte Transfermatrixformalismus sehr verbreitet [46]. Für transversal elektrische Wellen ('TE'), das heißt einen elektrischen Feldvektor  $\vec{E}$  senkrecht zur Ausbreitungsrichtung  $z$  und zur Einfallsebene ( $y$ - $z$ -Ebene), gilt  $E_y = E_z = 0$ . Unter Annahme einer Zeitabhängigkeit  $e^{-i\omega t}$  zeigt sich, daß die elektromagnetischen Feldkomponenten, welche die Maxwellgleichungen erfüllen, die Form haben [46]:

$$\begin{aligned} E_x &= U(z) \cdot e^{i(k_0 a y - \omega t)} \\ H_y &= V(z) \cdot e^{i(k_0 a y - \omega t)} \\ H_z &= W(z) \cdot e^{i(k_0 a y - \omega t)} \end{aligned} \quad (1.32)$$

Für einen homogenen dielektrischen Film (= eine Braggspiegelschicht) sind die Materialparameter relative Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r$ , relative Permeabilitätszahl  $\mu_r$  und  $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$  konstant. Wenn  $\theta$  der Ausbreitungswinkel der Welle gegen die  $z$ -Achse ist, bedeutet dies:

$$\frac{d^2 U}{dz^2} + (k_0^2 n^2 \cos^2 \theta) U = 0$$

$$\frac{d^2V}{dz^2} + (k_0^2 n^2 \cos^2 \theta) V = 0 \quad (1.33)$$

Man setzt nun  $p = \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\mu_r}} \cos \theta$ , löst die beiden Differentialgleichungen für  $U$  und  $V$  und schreibt:

$$\vec{Q} = \begin{pmatrix} U(z) \\ V(z) \end{pmatrix} \text{ und } M(z) = \begin{pmatrix} \cos(k_0 n z \cos \theta) & -\frac{i}{p} \sin(k_0 n z \cos \theta) \\ -ip \sin(k_0 n z \cos \theta) & \cos(k_0 n z \cos \theta) \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

So ergibt sich eine schöne Matrixschreibweise zur Ermittlung der interessierenden Feldkomponenten senkrecht zur Schicht: Im Vektor  $\vec{Q}$  stehen nun die beiden Feldkomponenten ohne ihre Phase und die Matrix  $M(d)$  überführt den Feldvektor  $\vec{Q}(z = d)$  nach dem Passieren des dielektrischen Filmes der Dicke  $d$  gerade in den entsprechenden Vektor vor dem Film:

$$\vec{Q}(z = 0) = M(d) \cdot \vec{Q}(z = d) \quad (1.35)$$

In einem Braggspiegel hat man nun nicht eine dielektrische Schicht sondern eine Abfolge vieler solcher Schichten. Die Auswirkungen einer jeden Schicht kann durch Multiplikation mit der entsprechenden Matrix  $\tilde{M}$  ermittelt werden:

$$\vec{Q}(z = 0) = M(d_1) \cdot M(d_2) \cdot \dots \cdot M(d_N) \cdot \vec{Q}(z = d_1 + d_2 + \dots + d_N) \quad (1.36)$$

$$\tilde{M} = M(d_1) \cdot M(d_2) \cdot \dots \cdot M(d_N) = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

$$\vec{Q}(z = 0) = \tilde{M} \cdot \vec{Q}(z = d_1 + d_2 + \dots + d_N) \quad (1.38)$$

Nun muß man noch die Stetigkeit der Felder an den Grenzen zum die Schichtfolge umgebenden Medium (den Schichten 0 und  $N+1$  sozusagen) berücksichtigen. Aus der charakteristischen Matrix  $\tilde{M}$  des gesamten Systems kann man dann leicht den Reflexionskoeffizient  $r$  bestimmen, der den an der Schichtfolge reflektierten Bruchteil der eingestrahnten Welle angibt:

$$r = \frac{(m_{11} + m_{12} p_{N+1}) p_0 - (m_{21} + m_{22} p_{N+1})}{(m_{11} + m_{12} p_{N+1}) p_0 + (m_{21} + m_{22} p_{N+1})} \quad (1.39)$$

Die Reflektivität  $R$  ist dann  $R = |r|^2$ .

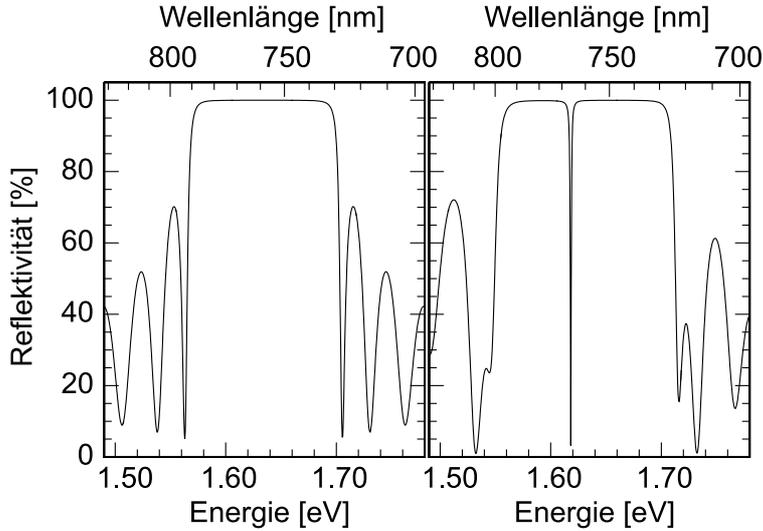


Abbildung 1.6: Berechnete Reflektivität für 41 Spiegelpaare (links) und einen Mikroresonator (rechts)

einen reinen Braggspiegelstapel (links) und eine vollständige Mikroresonatorprobe (rechts) sind hier aufgetragen. Für die Braggspiegel wurden Paare von je 76 nm  $\text{Cd}_{0,4}\text{Mg}_{0,6}\text{Te}$  und 67,5 nm  $\text{Cd}_{0,75}\text{Mn}_{0,25}\text{Te}$ , für den Resonator (17,5 Spiegelpaare oben, 23 unten) 608 nm Resonator mit 8 CdTe Quantenfilmen angenommen, wie dies auch den in dieser Arbeit hauptsächlich betrachteten Mikroresonatorproben auf CdTe-Basis entspricht. Bei dem reinen Spiegelstapel erkennt man sehr deutlich das sich ausbildende sogenannte 'Stopppband' mit sehr hoher Reflektivität. In diesem Wellenlängenbereich, der als Stopppband bezeichnet wird (die weitere Lichtausbreitung wird sozusagen gestoppt), reflektiert der Spiegel praktisch perfekt. Wird in den Spiegelstapel ein Resonator eingefügt, also eine Spiegelschicht statt mit einer Dicke von  $\lambda/4$  mit z.B.  $2\lambda$  eingeplant, dann hat dieses Stopppband bei der entsprechenden Wellenlänge einen schmalen, aber tiefen Einbruch. Eine eindimensional eingeschlossene Photonmode, die bei der Wellenlänge dieses Einbruchs emittiert, bildet sich aus. Der leicht veränderte Verlauf des Stopppandes und der Seitenmaxima in der Reflektivität ergibt sich neben der veränderten Schichtdicke der Resonatorschicht auch aus deren leicht variiertem Brechungsindex aufgrund der üblicherweise im Resonator enthaltenen Quantenfilme.

Möchte man auf solche Rechnungen verzichten, so gibt es auch einige Zusammenhänge, mit denen sich die wichtigsten Größen für eine gegebene Resonatorschichtfolge abschätzen lassen [28, 41]. Als Braggwellenlänge bezeichnet man im allgemeinen:

$$\lambda_B = 2(d_1n_1 + d_2n_2) \quad (1.40)$$

Wobei  $d_{1,2}$  die Dicken der Spiegelschichten mit Brechungsindex  $n_{1,2}$  sind. Die Stopppbandbreite bei der Braggwellenlänge ergibt sich näherungsweise aus der

Die zur Bestimmung von  $R$  erforderlichen Matrixmultiplikationen lassen sich gut in Computerprogramme umsetzen (Programm von Dominik Eisert [47]). Hierdurch ist es möglich, Reflexionsspektren für die gewünschten Mikroresonatorschichtfolgen numerisch zu berechnen. In Abbildung 1.6 wurde dies durchgeführt. Die berechneten Reflexionsspektren für

Differenz  $\Delta n$  und dem arithmetischen Mittel  $\bar{n}$  der Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$ :

$$\Delta\lambda = \frac{2\lambda_B\Delta n}{\pi\bar{n}} \quad (1.41)$$

Die Eindringtiefe\*  $l_{pen}$  der Welle in einen Braggspiegelstapel ist von der Größenordnung:

$$l_{pen} = \frac{3\lambda}{2\bar{n}} \quad (1.42)$$

Die Reflektivität des Braggspiegelstapels ist im Bereich des Stoppbands ungefähr:

$$R = 1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^N \quad (1.43)$$

Die Reflektivität eines Mikroresonators mit Resonatorbrechungsindex  $n_{cav}$  und  $N$  Spiegeln unten und  $N$  Spiegeln oben ist schließlich bei einem umgebenden Brechungsindex  $n_{ext}$  im Bereich des Stoppbands gegeben durch:

$$R = 1 - 4\frac{n_{ext}}{n_{cav}} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2N} \quad (1.44)$$

---

\*Es wird von jedem Spiegelpaar im Braggspiegelstapel immer nur ein Teil der auftreffenden Welle reflektiert. Die Intensität des elektromagnetischen Feldes nimmt also etwa exponentiell beim Voranschreiten im Braggspiegelstapel ab.  $l_{pen}$  ist ein ungefähres Maß dafür.

## 1.2.2 Dreidimensionaler photonischer Einschluss

Zur Definition dreidimensionalen photonischen Einschlusses sind derzeit vornehmlich die drei in Abbildung 1.7 skizzierten Ansätze gebräuchlich [48]: (1) Fabry-Pérot-Resonatoren, (2) Whispering-Gallery-Resonatoren und (3) photonische Kristalle.

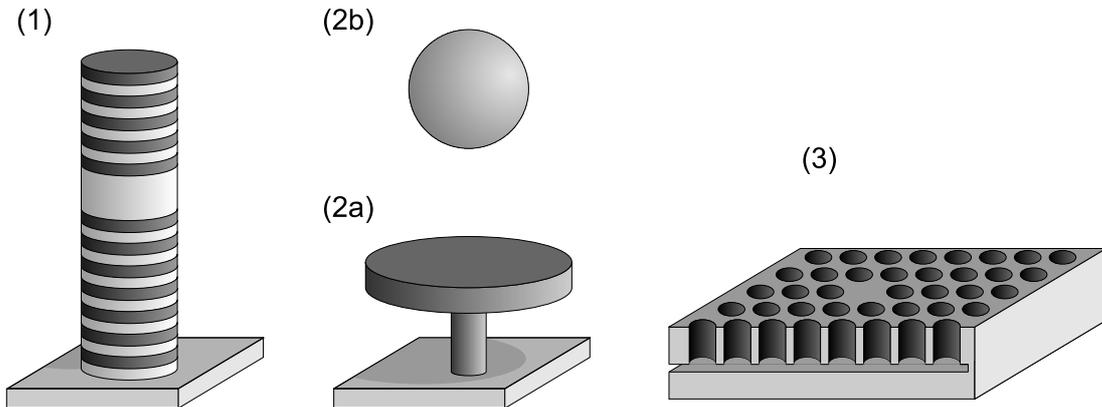


Abbildung 1.7: Realisation dreidimensionalen photonischen Einschlusses

Bei ersteren bilden Braggspiegelsätze den Resonator und laterale Strukturierung sorgt für einen dreidimensionalen Einschluss [19, 20, 10]. Bei Whispering-Gallery-Resonatoren verwendet man im wesentlichen dielektrische Scheiben [21, 49] (2a), teilweise in Kontakt mit speziellen Wellenleitern [50], oder Mikrosphären (2b) (PMMA-, Silika- oder Melamin-Formaldehyd/CdTe-Sphären) [24, 51, 52]. Bei photonischen Kristallen (3) nutzt man die Brechungsindexvariation gezielt in den Halbleiterwellenleiter geätzter Löcher zum Einschluss in lateraler Richtung aus [53]. In Wachstumsrichtung erzeugt auf der Oberseite der Struktur der Brechungsindexsprung von Luft zum Halbleiter den Einschluss. Auf der Unterseite kann ein solcher Brechungsindexsprung durch gezieltes Unterätzen in eine Opferschicht ebenfalls hergestellt werden [54].

In dieser Arbeit wurde besonderer Wert auf die hohe Kopplungsstärke und die besonderen nichtlinearen Emissionsphänomene in II-VI-Halbleitern gelegt. Kopplung mit einzelnen Quantenpunkten rückt erst bei den betrachteten Mikrodisks in das Blickfeld. Deshalb wurden die meisten Untersuchungen an Fabry-Pérot basierenden Mikroresonatoren durchgeführt. Wie man bei diesen und bei den sogenannten Mikrodisks zu dreidimensionalem photonischem Einschluss kommt wird im folgenden beschrieben.

### 1.2.2.1 Turm-Mikroresonatoren

Zur Realisation eines kastenförmigen dreidimensionalen photonischen Einschlusses, wie er bereits in Abbildung 1.1 angedeutet ist, gibt es hauptsächlich einen gebräuchlichen Ansatz, der auf planaren Fabry-Pérot-Mikroresonatoren basiert [19, 45]. Durch geeignete Methoden lateraler Probenstrukturierung werden turm-

ähnliche Strukturen der Größenordnung weniger Wellenlängen in den Mikroresonator geätzt.

Dieser Vorgang ist in Abbildung 1.8 dargestellt. Vor der lateralen Strukturierung kann sich das elektromagnetische Feld in der Resonatorebene frei ausbreiten. Nach der Strukturierung stößt es an den Übergang zwischen Halbleiter und Luft am Rand der Türme. Hier wird, anschaulich gesehen, das Resonatorphoton reflektiert. Es bilden sich auch lateral stehende Wellen im Resonator aus. Es liegt also ein dreidimensionaler photonischer Einschluß vor.

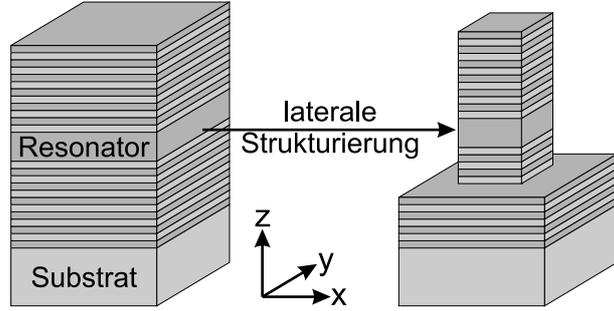


Abbildung 1.8: Turm-Mikroresonatoren

Näherungsweise geht man in der Regel bei diesen Turmresonatoren von perfekt reflektierenden Seitenwänden und verschwindender Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes in das Substrat aus. Das sich aufbauende Modenspektrum hängt dann nur von der vorliegenden Turmgeometrie ab. Für die skizzierten rechteckigen Türme bilden sich, zusätzlich zu der stehenden Welle in Wachstumsrichtung  $z$  aufgrund der Braggspiegelstapel (Abstand  $L_z$ ), stehende Wellen parallel zu den Richtungen  $x$  und  $y$  der Turmseitenflächen (Kantenlängen  $L_x$  und  $L_y$ ) mit den entsprechenden quantisierten Wellenvektoren  $k_i$  aus:

$$k_i = (m_i + 1) \frac{\pi}{L_i} \quad (\text{mit } i \in \{x, y, z\} \text{ und } m_i \in \{0, 1, 2, \dots\}) \quad (1.45)$$

Für quadratische Türme ( $L_x = L_y = L$ ) ergibt sich also für Resonatoren mit effektivem Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  ein Modenspektrum mit Energien der Form:

$$E = \frac{\hbar c}{n_{\text{eff}}} \sqrt{k_z^2 + k_x^2 + k_y^2} = \hbar c \pi \sqrt{\left(\frac{2}{\lambda_z}\right)^2 + \frac{(m_x + 1)^2 + (m_y + 1)^2}{(n_{\text{eff}} L)^2}} \quad (1.46)$$

Dabei entspricht  $k_z = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda_z$  dem Wellenvektor der vertikalen Resonatormode.\* Bei Türmen mit kreisförmiger Grundfläche ist die Situation etwas komplizierter. Es liegen keine sinusförmigen stehenden Wellen in  $x$ - und  $y$ -Richtung mehr vor, sondern eine in radialer Turmrichtung durch Besselfunktionen und in azimuthaler Turmrichtung durch Cosinusfunktionen bestimmte Feldverteilung. Die stehende Welle in Wachstumsrichtung ist zwar noch vorhanden, aber für den lateralen Einschluß muß die zweidimensionale Helmholtzgleichung gelöst werden. Die entsprechende Rechnung ist im folgenden Abschnitt skizziert (bei den dort

\*Die vertikale Mode muß nicht immer diejenige mit  $m_z = 0$  ( $\lambda/2$ -Resonator:  $L_z n_{\text{eff}} = \lambda_z/2$ ) sein. Um beispielsweise mehr Quantenfilme im Resonator unterzubringen, bietet sich oft auch ein  $2\lambda$ -Resonator-Design mit  $m_z = 3$  (und damit  $\lambda_z = n_{\text{eff}} L_z/2$ ) an.

betrachteten 'Mikrodisk' entfällt zur Berechnung des Modenspektrums praktisch nur die stehende Welle in vertikaler Richtung). In das Modenspektrum für Türme mit Radius  $R$  geht anstelle der Quantenzahlen  $m_x$  und  $m_y$  bei quadratischen Türmen die  $n$ -te Nullstelle  $x_{mn}$  der  $m$ -ten Besselfunktion ein [45]:

$$E = \sqrt{E_z^2 + \frac{\hbar^2 c^2}{n_{\text{eff}}^2} \frac{x_{mn}^2}{R^2}} \quad (1.47)$$

### 1.2.2.2 Dielektrische Scheiben: 'Mikrodisk'

Bedarf es bei der Präparation von dreidimensionalen Mikroresonatoren auf Braggspiegelbasis in der Regel recht komplizierter Epitaxie- und Ätzschritte, so gibt es hingegen auch Probenkonfigurationen mit — auf den ersten Blick — etwas weniger aufwendiger Herstellungsprozedur. Das Konzept der *Mikrodisk* basiert anschaulich betrachtet auf dem Prinzip der Totalreflexion zum Einschluß des elektromagnetischen Feldes in lateraler Richtung. Hierdurch entfallen die Braggspiegelstrukturen zur Realisation des photonischen Einschlusses.

Die übliche pilzähnliche Probengeometrie einer Mikrodisk ist in Abbildung 1.9 (a) angedeutet. Wie schon der Name sagt handelt es sich hierbei um eine Scheibe (Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$ , Radius  $R$ ) mit Durchmessern in der Größenordnung weniger Wellenlängen  $\lambda$ . Diese Scheibe (hellgrau dargestellt) sollte möglichst nur von Luft umgeben und sehr dünn sein. Wenn sie nicht dicker

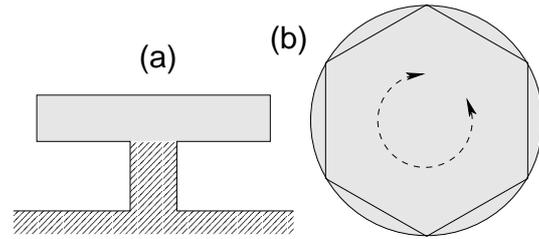


Abbildung 1.9: Konzept der Mikrodisk  
(a) von der Seite  
(b) von oben

als  $\lambda/3n_{\text{eff}}$  ist, dominieren die transversal-elektrischen Moden niedrigster Ordnung in ihr [21, 55]. Das heißt das elektrische Feld breitet sich tatsächlich vornehmlich in der Scheibenebene aus. In der Praxis realisiert man dies durch pilzähnliche Strukturen, wie in der Abbildung skizziert. In Abbildung 1.9 (b) ist ein geschlossener geometrischer totalreflektierter Strahlverlauf innerhalb der eigentlichen Disk skizziert. Durch die Totalreflexion lassen sich prinzipbedingt sehr hohe Einschlußgüten erzielen ( $Q \approx 17000$  bei GaAs/AlGaAs-Disks [56]).

Zur Berechnung des Modenspektrums kann man für die Verteilung des elektrischen Felds  $\Psi$  die zweidimensionale Helmholtzgleichung in Polarkoordinaten  $(r, \theta)$  lösen (darüber hinausgehende Betrachtungen findet man zum Beispiel in [57]):

$$\left( \nabla^2 + \frac{n_{\text{eff}}^2 \omega^2}{c^2} \right) \Psi(r, \theta) = 0 \quad (1.48)$$

Nach einer Separation von Winkel- und Radialteil erhält man die möglichen Lösungen, die aus Besselfunktionen  $m$ -ter Ordnung  $J_m$  bestehen:

$$\Psi = J_m(x) \exp(im\theta) \quad \text{mit} \quad x = \frac{n_{\text{eff}} r \omega}{c} \quad (1.49)$$

Als Randbedingung setzt man:  $\Psi(\text{Rand}) = 0$ . Für  $r = R$  ist  $x$  folglich eine  $n$ -te Nullstelle  $x_{m,n}$  der  $m$ -ten Besselfunktion. Damit ergeben sich die Wellenlängen der möglichen diskreten Moden zu:

$$\lambda_{m,n} = \frac{2\pi n_{\text{eff}} R}{x_{m,n}} \quad (1.50)$$

Die von McCall näherungsweise berechnete Intensitätsverteilung des elektrischen Feldes einer Mikrodisk ist in Abbildung 1.10 skizziert [21]. Hier wurde  $m = 8$  und  $n = 1$  gewählt. Man erkennt, daß  $m$  die Anzahl der azimuthalen und  $n$  die Anzahl der radialen Knoten angibt, wobei  $m$  aus Symmetriegründen zweifach entartet ist. Trotz des hohen Brechungsindexsprungs vom Halbleiter auf Luft und trotz der Totalreflexion tritt auch eine Restintensität in einer gewissen Umgebung außerhalb der Scheibe auf. Diese Umgebung kann allerdings als Bereich verstanden werden, in dem sich der Scheibenrand als eine Art Tunnelbarriere auswirkt. Die Restintensität fällt deshalb exponentiell in radialer Richtung außerhalb der Scheibe ab. Ebenfalls auffallend ist die hauptsächliche Lokalisation des Feldes nahe dem Scheibenrand. Dies entspricht wieder dem Bild der Totalreflexion.

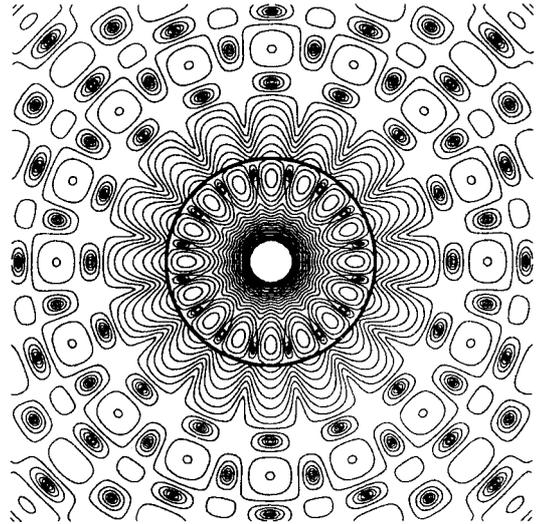


Abbildung 1.10: Intensitätsverteilung in einer Mikrodisk aus [21] ( $R = 2\mu\text{m}$ ,  $n_{\text{eff}}$ ,  $m = 8$ ,  $n = 1$ , Konturlinien alle 3 dB, Diskrand mit fetter Linie eingezeichnet)

Für die sich tatsächlich ausbildenden Moden in Mikrodisk kann man zwei generelle Grenzfälle unterscheiden, sogenannte quasi-radiale Moden ('QRM') und 'whispering gallery modes' ('WGM'), wie sie beide in Abbildung 1.11 skizziert sind. Quasi-radiale Moden werden sozusagen von

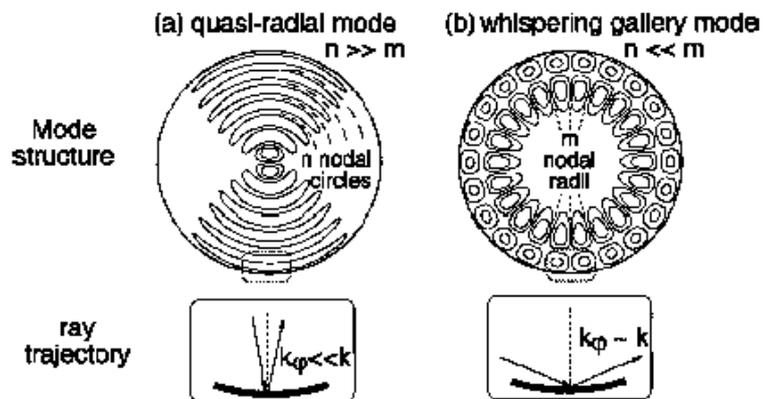


Abbildung 1.11: Grenzfälle der Intensitätsverteilung in einer Mikrodisk (aus [58])

gegenüberliegenden Seitenwänden der Mikrodisk reflektiert, wie dies auch bei Turm-Mikroresonatoren geschieht. Allerdings liegen viel höhere  $n$  vor. Bei Turm-Mikroresonatoren mit kreisförmiger Grundfläche treten hauptsächlich Moden mit sehr kleinem  $m$  und  $n$  auf. Die Bezeichnung *'whispering gallery mode'*, also etwa *'Flüstergalerie-Mode'*, kommt von einer Analogie zur Akustik: Unter geeigneten Umständen kann man selbst leisestes Flüstern aufgrund von Schallwellenreflexionen noch in großer Entfernung wahrnehmen.\*

Bei QRM ist die Anzahl der azimuthalen Knoten 0 beziehungsweise sehr klein gegen die der radialen Knoten. Bei WGM ist es genau umgekehrt: Es liegen sehr hohe  $m$  vor. Allerdings profitieren nur die WGM von der Totalreflexion (im unteren Teil der Abbildung ist der Strahlengang skizziert). Deshalb treten sie weitaus häufiger auf und besitzen wesentlich höhere Q-Faktoren. Im Spektrum lassen sich beide Modenarten schon anhand ihrer charakteristischen Abstände aufeinanderfolgender Moden identifizieren. Näherungsweise ergeben sie sich zu [60]:

$$\Delta\lambda_{QRM} = \frac{\lambda^2}{2Rn_{\text{eff}}} \quad \text{und} \quad \Delta\lambda_{WGM} = \frac{\lambda^2}{2\pi Rn_{\text{eff}}} \quad (1.51)$$

## 1.3 Analyse von Mikroresonatorstrukturen

Zur Analyse von Mikroresonatoren bieten sich besonders zwei spektroskopische Methoden an: Photoluminesz- und Reflexionsexperiment.

Im Photolumineszenzexperiment wird die Probe üblicherweise mit dem monochromatischen, kohärenten Licht eines Lasers angeregt. Detektiert wird das von der Probe ausgesandte Photolumineszenzlicht. Durch den Laserstrahl werden oberhalb der Bandlücke des Probenhalbleiters Elektron-Loch-Paare erzeugt, welche unter Emission von Phononen in energetisch günstigere Zustände relaxieren und schließlich strahlend rekombinieren. Die dabei von der Probe emittierten Photonen ergeben das Photolumineszenzsignal.

Im Reflexionsexperiment wird die Probe von einer breitbandigen Lichtquelle (z.B. geeignete Glühbirne) bestrahlt. Detektiert wird das von der Probe reflektierte Licht. Durch Division der detektierten Spektren mit dem Spektrum der Lichtquelle erhält man die Reflektivität der Probe. Bei einem Mikroresonator wird also das Stoppband mit entsprechenden Absorptionseinbrüchen durch Quantenfilmexziton und Resonatorphoton beziehungsweise durch die Polaritonmoden sichtbar.

Die im Rahmen dieser Arbeit für diese experimentellen Techniken verwendeten Meßapparaturen werden im folgenden beschrieben.

---

\*Der Begriff *'whispering gallery mode'* wurde erstmals von Lord Rayleigh bei der Beschreibung der sehr effizienten Schallfortpflanzung entlang der Wände der St. Pauls Kathedrale gebraucht [59].

### 1.3.1 Experimenteller Standardaufbau

Zur Detektion einzelner Moden von Mikroresonatoren mit dreidimensionalem photonischem Einschluß war eine hinreichend hohe spektrale Auflösung erforderlich. Dies wurde im Experiment durch die Verwendung eines HR-320S Monochromators der Firma ISA (Brennweite 320 mm) mit eingebautem 1200 Striche/mm-Beugungsgitter der Firma Jobin Yvon (Blazewellenlänge 500 nm) erreicht. Das Gitter, und damit der Detektionsbereich, wurde über das mit dem Monochromator verbundene xmot-01 Kontrollgerät angesteuert. Als eigentlicher Detektor wurde eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte Spectrum-1 CCD-Kamera\* (1024 Kanäle) der Firma Jobin Yvon an den Monochromator angeschlossen, welche zur Datenerfassung mit einem Computer verbunden war. Mit diesem System ließ sich eine spektrale Auflösung im Bereich von 0,3 meV bis 0,4 meV erreichen.

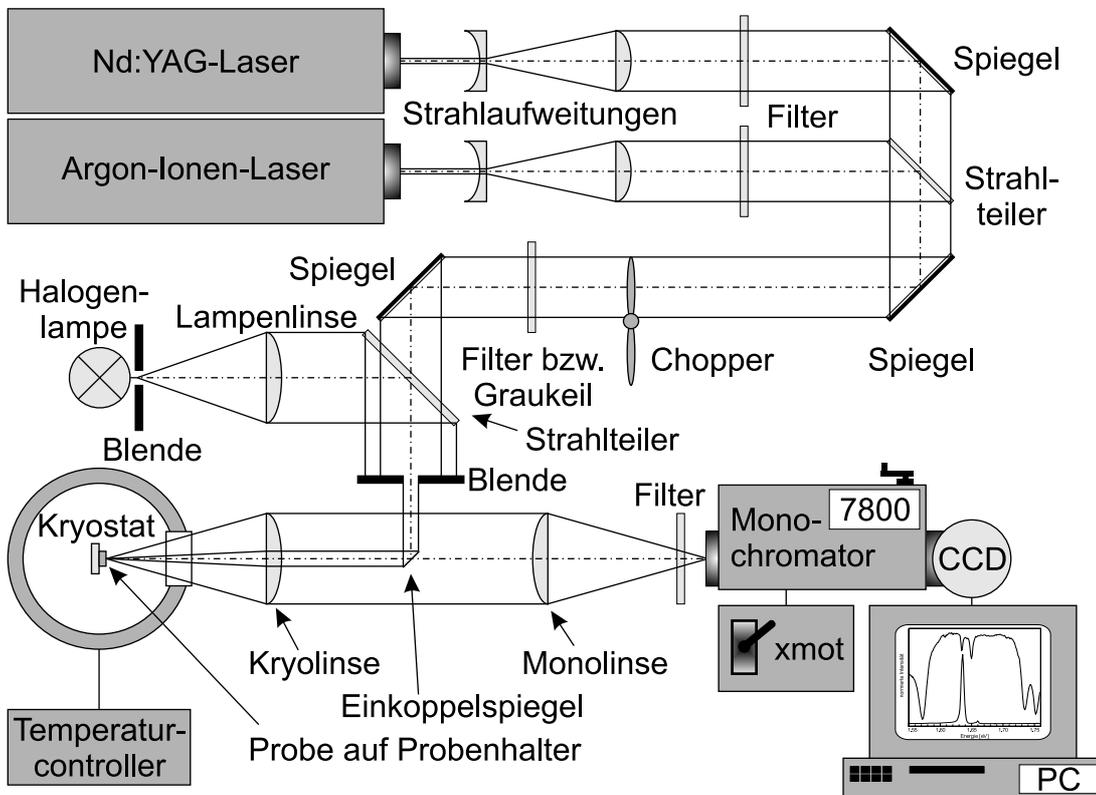


Abbildung 1.12: Schematischer Meßaufbau für Photolumineszenz- und Reflexionsmessungen (Erläuterungen siehe Text).

Um die interessierenden Vorgänge bei Temperaturen zwischen 2,1 K und Raumtemperatur studieren zu können wurden die zu untersuchenden Proben in einem Flüssig-Helium-Bad-Kryostaten gekühlt. Hierbei handelte es sich um einen Kryostaten von der Bauform der von Research Technology Instruments GmbH in Kooperation mit dem Institute of Solid State Physics ('ISSP') der

\* 'CCD' steht für 'Charged Coupled Device'.

Russian Academy of Science vertriebenen optCryo 102 Serie, allerdings noch in der alten Ausstattung mit einem TC-03 Temperaturcontroller des ISSP. Letzterer ermöglichte es, durch Regelung des Dampfdrucks über dem Heliumspiegel beim Abpumpen Temperaturen zwischen 2,1 K und Raumtemperatur einzustellen. (Eine detailliertere Beschreibung findet sich in [61].)

Der eigentliche Strahlengang ist in Abbildung 1.12 schematisch skizziert. Das die Probe anregende Licht wurde über einen kleinen Einkoppelspiegel und die Kryolinse (8 cm Brennweite, Achromat) durch ein Quarzfenster des Kryostaten auf die Probe fokussiert (Laser-Fokussdurchmesser bis herab zu 30  $\mu\text{m}$ ). Dieselbe Linse sammelte das von der Probe kommende Signal und schickte es als Parallelstrahl zur Monolinse, welche es auf den Eintrittsspalt des Monochromators fokussierte.

Zur Anregung der Probe gab es drei grundsätzliche Möglichkeiten:

- **Reflexionsmessung:** Als anregende Lichtquelle diente eine breitbandig emittierende, handelsübliche Halogenlampe (Osram, 12 V). Ihr Licht wurde mittels einer Lochblende (Durchmesser 100  $\mu\text{m}$ ) und der Lampenlinse (Brennweite 12 cm) parallelisiert, danach geeignet zum Einkoppelspiegel umgelenkt.
- **Photolumineszenzmessung mit cw-Laser:** Als anregende Lichtquelle diente ein Argon-Ionen-Laser (Spectra Physics Series 2025-05) im Dauerstrichbetrieb (*'continuous wave'*, kurz: *'cw'*). In der Regel wurde bei den CdTe-basierenden Mikroresonatoren eine Wellenlänge von 514 nm verwendet. Bei den Mikrodiskproben auf ZnSe-Basis wurde in der Regel 488 nm beziehungsweise die ultravioletten Linien des Lasers (351 nm bis 364 nm) gewählt. Im letzteren Fall wurde die Kryolinse durch einen UV-Achromaten ersetzt.
- **Photolumineszenzmessung mit gepulstem Laser:** Als Lichtquelle für Hochdichteanregung diente ein modengekoppelter, gütegeschalteter und frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (*Neodym:Yttrium-Aluminium-Granat-Laser*, Spectra Physics Series 3000). Der Modenkoppler erzeugte mit 82 MHz Pulse von unter 100 ps Länge, welchen durch die Güteschaltung noch einmal mit 2 kHz Pulszüge von etwa 150 ns Dauer aufgeprägt wurden. Dadurch ließen sich bei 532 nm (frequenzverdoppelte 1064 nm) kurze Pulse sehr hoher Leistung zur Anregung der Probe bereitstellen. Diese wurden für alle Messungen im superlinearen Emissionsbereich der CdTe-basierenden Mikroresonatoren dieser Arbeit benötigt.

Um den Fokus auf der Probe zu verbessern — und aus Sicherheitsgründen — wurden die Laserstrahlen nach Verlassen der beiden Laser aufgeweitet (Durchmesser ca. 2 cm). Eine Besonderheit des verwendeten Meßaufbaus war, daß alle

drei anregenden Strahlen (Lampe, Ar- und Nd:YAG-Laser) durch geeignet platzierte Strahlteiler und Spiegel zusammengeführt und parallel auf den Einkoppelspiegel gegeben werden konnten. Dadurch war es möglich *ein und dieselbe Probenstelle* kurz nacheinander mit allen drei Methoden zu vermessen. Der jeweilige Fokus befand sich dabei immer an der gleichen Stelle der Probe.

Zur Verhinderung einer übermäßigen thermischen Belastung, insbesondere durch den Nd:YAG-Laser, konnte der anregende Laserstrahl periodisch mit einem Chopper unterbrochen werden. Zur geeigneten Leistungseinstellung der Laserstrahlen und des Signals standen diverse Neutralfilter beziehungsweise Graukeile zur Verfügung. Durch Bandkantenfilter konnte Streulicht vor dem Eintritt in den Monochromator eliminiert werden.

Die Messung der auf die Probe eingestrahlten Laserleistungen wurde zwischen Einkoppelspiegel und Kryolinse mit einem Fieldmaster von Spectra Physics mit angeschlossenen Meßkopf LM-2 beziehungsweise LM-2UV (gegebenenfalls mit Abschwächer 1:1000) vorgenommen. Das bedeutet, daß die gemessenen Leistungen bei gepulster Anregung keine tatsächlichen Spitzenleistungen der einzelnen Pulse, sondern zeitintegrierte Mittelwerte über ganze Pulszugperioden darstellen.

Modifikationen des beschriebenen experimentellen Aufbaus zur Durchführung spezieller Messungen werden im folgenden Abschnitt näher erläutert.

### 1.3.2 Spezielle Experimente

Der im letzten Abschnitt beschriebene experimentelle Aufbau wurde für den Großteil der in dieser Arbeit beschriebenen Messungen in dieser Form verwendet. Allerdings wurden auch einige Experimente mit modifiziertem Aufbau durchgeführt. Im einzelnen sind dies:

- **Mikro-Reflexionsmessungen:**

Mit der normalerweise verwendeten Kryolinse betrug die Größenordnung des Lampenfokusbereichs rund  $100\ \mu\text{m}$ . Für Reflexionsmessungen an einzelnen Mikroresonatortürmen war eine wesentliche Verbesserung dieses Fokuses erforderlich, um Streulicht von Bereichen neben den Türmen ausreichend zu reduzieren. Dies wurde durch die Verwendung eines LMPLFL 50X Mikroskopobjektivs (Apertur 0,5) der Firma Olympus anstelle der Kryolinse erreicht. Aufgrund des Arbeitsabstands von  $10,6\ \text{mm}$  konnte die Probe aber nicht mehr im Helium-Bad-Kryo montiert werden. Statt dessen wurde sie in einem Helium-Durchfluß-Kryostat Microstat He der Firma Oxford eingebaut. Dieser bestand im wesentlichen aus einem metallischen Probenhalter mit der Probe inmitten einer evakuierten Probenkammer. Der Probenhalter befand sich im thermischen Kontakt mit einem durch den Kryostat gepumpten Heliumstrom. Die Temperatur des Probenhalters wurde also durch die Heliumdurchflußmenge reguliert. Eine Heizvorrichtung in

Probennähe erlaubte die Regelung der Proben­temperatur. Die tiefste er­reichte Proben­temperatur war nominell rund 3,5 K (Anzeige des Tempera­tur­fühlers), also etwas höher als die durch Abpumpen eines Heliumspiegels erreichbare Temperatur von 2,1 K.

Da der Mikrophotolumineszenzstrahlengang sehr empfindlich auf die Positionierung des Mikroskopobjektivs reagierte, wurden die interessierenden Probenpositionen durch Verfahren des Kryostaten mitsamt der Probe angefahren und jeweils nur geringe Feinjustagen an der Objektivposition vorgenommen. Hierzu war eine Lagerung des Kryostaten auf mikrometergenauen, mechanischen xyz-Verschiebetischen erforderlich. Die Probenpositionierung wurde mittels Betrachten der Probenoberfläche durch das Objektiv und die zum Objektiv gehörende Tubuslinse überprüft. Die Größe des Reflexionslampenfokuses von unter 10  $\mu\text{m}$  konnte so visuell bestätigt werden. Zur verlässlichen Streulichtunterdrückung bei der Reflexionsmessung an einzelnen Mikroresonatortürmen war dies unerlässlich.

Insgesamt wurde so durch Ersetzen von Kryostat und Kryolinse ein Mikrophotolumineszenz- beziehungsweise Mikroreflexionsmeßplatz mit den gleichen Anregungsmöglichkeiten wie der Standardaufbau aufgebaut.

- **winkelaufgelöste Messungen:**

Winkelauflösungen der Größenordnung  $\pm 0,4^\circ$  konnten durch Einbringung einer senkrecht zum Strahlengang, parallel zum optischen Tisch verfahrbaren 1 mm Lochblende zwischen Einkoppelspiegel und Monolinse erzielt werden. Damit der Einkoppelspiegel nicht den kleinen Teil des Signals um die optische Achse (entspricht dem Winkel  $0^\circ$ ) herum ausblendete, wurde dabei der eigentliche Einkoppelspiegel durch einen geeigneten Strahlteiler ersetzt. Um einen großen Winkelbereich zugänglich zu machen, wurde die Drehbarkeit des Probenhalters im Kryostat ausgenutzt. Eine Beschreibung dieses Verfahrens findet sich in [62]. Bei den Messungen an Mikrodisks wurden teilweise auch die weiteren Fenster des Kryostaten verwendet. So konnte die Anregung der Probe auch durch ein gegen das Detektionsfenster um rund  $30^\circ$  versetztes Fenster erfolgen.

- **zeitaufgelöste Messungen:**

Zeitaufgelöste Messungen wurden an einem speziellem Aufbau mit Strekkamera vorgenommen. Je nach verwendetem Gitter (300 Striche oder 1200 Striche pro mm) lag die spektrale Auflösung dieser Meßapparatur bei 0,9 meV beziehungsweise 0,4 meV. Die Zeitauflösung erreichte je nach gewählter Einstellung 1,08 ps beziehungsweise 6,67 ps pro CCD-Pixel. Eine umfassende Beschreibung dieses Aufbaus findet sich in [35, 36, 63].

- **Messungen im Magnetfeld:**

Messungen im Magnetfeld wurden an einem speziellen Aufbau mit split-coil

Magnet im Kryostat vorgenommen. Dadurch konnte man die Probe einer Flußdichte von 0 T bis 8 T aussetzen. Eine umfassende Beschreibung dieses Aufbaus findet sich in [35, 39, 64, 34].

# Kapitel 2

## Mikroresonatoren mit eindimensionalem optischem Einschluß

In Abschnitt 1.2 wurden bereits mehrere Konzepte zur Realisation von halbleiterbasierenden Mikroresonatoren angesprochen. Bei der Beurteilung welcher Zugang der günstigste ist spielen einerseits die technologischen Herausforderungen, die mit den jeweiligen Ansätzen verbunden sind, eine Rolle. Zum anderen sind aber auch die materialintrinsischen Eigenschaften von zentrale Bedeutung. Einige entsprechende wichtige Werte sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Möchte man starke Licht-Materie Wechselwirkungen untersuchen, so ist die entscheidende Kenngröße die Rabiaufspaltung oder, um sie auf den entsprechenden Materialparameter zurückzuführen, die Oszillatorstärke des jeweiligen Materials. Je größer diese ist, desto größer ist die Exziton-Photon-Wechselwirkung. So zeigen organische Materialien, wie zum Beispiel Tetra-(2,6-T-Butyl)Phenol-Porphyrin-Zink (4TBPPZn), sehr hohe Rabiaufspaltungen jenseits von 150 meV.

Materialsystem	Oszillatorstärke pro Quantenfilm	Rabiaufspaltung pro Quantenfilm	Q	Quelle
4TBPPZn <sup>(a)</sup>	$2000 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	160 meV	150	[65]
InGaAs <sup>(c)</sup>	$5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	1,7 meV	2300	[66]
CdMgMnTe <sup>(d)</sup>	$32 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	5,3 meV	700	[67]
CdZnSe/SiO <sub>2</sub> /TiO <sub>2</sub> <sup>(b)</sup>	$\propto 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	5,8 meV	650	[25]
CdZnSe/ZnSYF <sub>3</sub> <sup>(a)</sup>	— keine Angabe —	11 meV	210	[68]

<sup>(a)</sup> bei Raumtemperatur, <sup>(b)</sup> bei 50 Kelvin, <sup>(c)</sup> bei 15 Kelvin, <sup>(d)</sup> bei 2 Kelvin

Tabelle 2.1: Oszillatorstärken, Rabiaufspaltungen und Mikroresonatorgüten  $Q$  für einige unterschiedliche Materialsysteme.

Für niederdimensionale Strukturen eignen sich diese Materialien hingegen leider weniger. Hohe exzitonische Linienbreiten (auch durch Einflüsse vibronischer Zustände bedingt) und die schwieriger zu handhabende Technologie (welche schon für nur eindimensionalen photonischen Einschluss in der Regel lediglich Q-Faktoren der Größenordnung 100 bis 200 erlaubt), machen es bei diesen Materialien schwierig starke Kopplung tatsächlich experimentell zu demonstrieren [65].

Industriell bereits etablierte III-V-Materialsysteme, wie zum Beispiel InGaAs, hingegen unterliegen dieser starken Verbreiterung nicht. In Kombination mit den entwickelten ausgefeilten MBE- und Strukturierungstechniken lassen sich Güten bis jenseits einiger 1000 für braggspiegelbasierende Mikroresonatoren realisieren. Allerdings begrenzt die wesentlich geringere Oszillatorstärke die beobachtbaren Rabi-aufspaltungen wiederum auf die Größenordnung von einigen wenigen meV pro eingebautem Quantenfilm. Ein gewissermaßen goldener Mittelweg bietet sich aber durch die Verwendung von II-VI-Halbleitern an. Hier können hervorragende CdMnMgTe-basierende planare Strukturen mit Güten von 600 bis 1000 epitaktisch gewachsen werden. Aufgrund der mehrfach höheren Oszillatorstärke im Verhältnis zu III-V-Halbleitern sind auch ansehnliche Rabi-aufspaltungen zu erwarten. Andere II-VI-Materialkombinationen wie ZnCdMgSe würden auf den ersten Blick theoretisch etwas höhere Brechungsindexunterschieden bei den in Frage kommenden Spiegelmaterialkombinationen bieten (ZnSe / MgS:  $\Delta n \approx 2,71 - 2,10 = 0,61$  bei 510 nm). Dieser höhere Brechungsindexunterschied käme der Resonatorgüte sehr zu Gute. Allerdings sind Materialkombinationen wie ZnCdMgSe wachstumstechnisch wesentlich schwieriger zu handhaben als zum Beispiel CdMnMgTe. Bei gitterangepaßtem Wachstum realistischer ZnCdMgSe-Strukturen auf InP-Substraten (dies stellt zur Zeit immer noch eine sehr hohe epitaktische Herausforderung dar) verschwindet der Brechungsindexvorteil leider beinahe gänzlich (Cd<sub>0,5</sub>Zn<sub>0,5</sub>Se / Zn<sub>0,5</sub>Mg<sub>0,5</sub>Se:  $\Delta n \approx 2,68 - 2,35 = 0,33$  bei 600 nm).

### 2.1 CdTe-basierende Mikroresonatoren

Aus den bereits geschilderten Gründen wurde als Realisationsansatz der Wahl eine CdMgMnTe-Braggspiegel-Mikroresonatorstruktur untersucht. Der schematische Schichtaufbau einer typischen verwendeten Mikroresonator-Konfiguration ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Auf Cd<sub>0,88</sub>Zn<sub>0,12</sub>Te Substrat mit einer Pufferschicht wurde ein zwischen zwei Cd<sub>0,40</sub>Mg<sub>0,60</sub>Te / Cd<sub>0,75</sub>Mn<sub>0,25</sub>Te Braggspiegelstapeln eingeschlossener  $2\lambda$ -Resonator aus Cd<sub>0,40</sub>Mg<sub>0,60</sub>Te definiert. Als optisch aktives Material wurden CdTe-Quantenfilme paarweise an den Orten höchsten elektrischen Feldes im Resonator verteilt. Sie befinden sich also an den Positionen der Bäuche der sich im Resonator ausbildenden stehenden Welle. Die einzelnen Schichtdicken des Mikroresonators wurden für Emissionswellenlängen um 760 nm für tiefe Temperaturen optimiert.

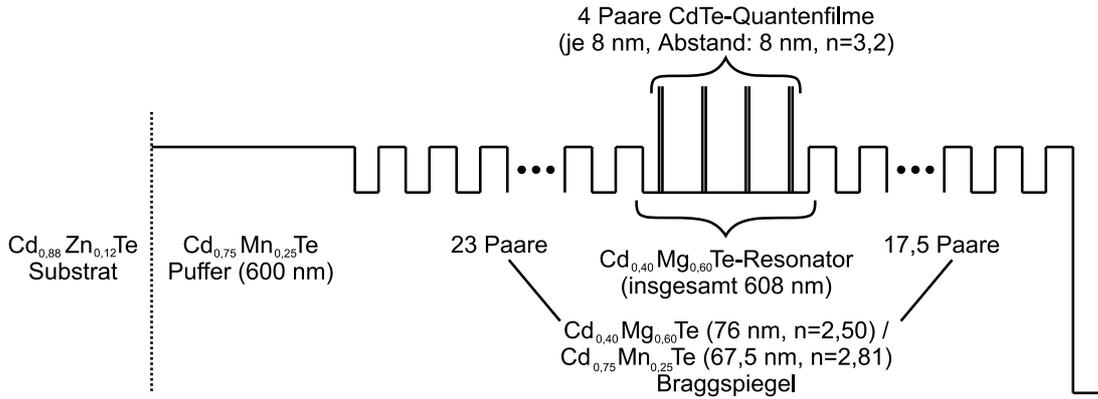


Abbildung 2.1: Schematische Schichtfolge eines CdMgMnTe-Mikroresonators (in vertikale Richtung ist der Brechungsindex nicht maßstabsgetreu aufgetragen)

Details zum Probenwachstum finden sich in [69], Angaben für die relevanten Brechungsindizes in [70]. Geht man davon aus, daß etwa ein Drittel des elektrischen Feldes der Resonatormode in jeden der beiden Braggspiegelstapel eindringt, läßt sich der effektive Brechungsindex als mit den Schichtdicken gewichteter Mittelwert der für die Mode relevanten Brechungsindizes ermitteln. Für tiefe Temperaturen gilt dann:

$$n_{\text{eff}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{76 \text{ nm} \cdot 2,5 + 67,5 \text{ nm} \cdot 2,81}{76 \text{ nm} + 67,5 \text{ nm}} + \frac{1}{3} \cdot \frac{64 \text{ nm} \cdot 3,2 + 544 \text{ nm} \cdot 2,5}{64 \text{ nm} + 544 \text{ nm}} \approx 2,62 \quad (2.1)$$

Die Tieftemperatur-Bandlücken (4 Kelvin) der verwendeten  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  und  $\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}$  Materialien lassen sich nach [70] mittels

$$E_g(x) = 1,606 \text{ eV} + x \cdot 1,592 \text{ eV} \quad (2.2)$$

$$E_g(y) = 1,606 \text{ eV} + y \cdot 1,85 \text{ eV} \quad (2.3)$$

zu 2,00 eV (620 nm) für  $\text{Cd}_{0,75}\text{Mn}_{0,25}\text{Te}$  und 2,72 eV (456 nm) für  $\text{Cd}_{0,40}\text{Mg}_{0,60}\text{Te}$  bestimmen. Für  $\text{Cd}_{0,90}\text{Zn}_{0,10}\text{Te}$  findet man in [71] 1,668 eV (743 nm).

Die wellenlängenabhängigen Brechungsindizes lassen sich am besten in der Form von Sellmeier-Relationen angeben [70]:

$$n^2(\lambda) = \tilde{a} + \frac{\tilde{b}\lambda^2}{\lambda^2 - \tilde{c}} \quad (2.4)$$

Die drei Parameter  $a$ ,  $b$  und  $c$  ergeben sich aus [70]:

$$\begin{aligned} \sqrt{\tilde{a} + \tilde{b}} &= 0,803x^2 - 0,518x + 2,718 & \text{bzw.} & \quad \sqrt{\tilde{a} + \tilde{b}} = 0,504y^2 - 0,827y + 2,718 \\ \tilde{b} &= -4,320x^2 + 2,813x + 0,261 & \text{bzw.} & \quad \tilde{b} = -2,525y^2 + 3,323y + 0,261 \\ \frac{1}{\sqrt{\tilde{c}}} &= 1,465x + 1,361 & \text{bzw.} & \quad \frac{1}{\sqrt{\tilde{c}}} = 2,038y + 1,361 \end{aligned} \quad (2.5)$$

Damit folgt für die Tieftemperatur-Brechungsindizes der verwendeten Materialien bei 760 nm:  $n_{\text{CdMnTe}} = 2,81$  und  $n_{\text{CdMgTe}} = 2,50$ , also ein Brechungsindexsprung von etwa 0,31. Der Brechungsindex der CdTe-Quantenfilme liegt bei rund  $n_{\text{CdTe}} = 3,2$ . Für das  $\text{Cd}_{0,88}\text{Zn}_{0,12}\text{Te}$  Substrat findet man in [72] ungefähr  $n_{\text{CdZnTe}} = 2,98$ .

Um die zugehörigen Materialparameter für höhere Temperaturen zu ermitteln, benötigt man die entsprechenden Temperaturkoeffizienten (vergleiche Abschnitt 1.1.2 und 1.1.3). Die Angaben in der Literatur sind hierzu nicht so zahlreich wie für die temperaturunabhängigen Parameter. In der linearen Näherung für hohe Temperaturen (Gleichung 1.11) beträgt der Temperaturkoeffizient des Brechungsindex  $dn/dT$  von  $\text{Cd}_{0,88}\text{Zn}_{0,12}\text{Te}$   $b = 3,5 \cdot 10^{-4}$  eV/K [72], von CdTe  $b = 0,85 \cdot 10^{-4}$  eV/K und  $b = (0,5 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$  eV/K für  $\text{Cd}_{0,90}\text{Mn}_{0,10}\text{Te}$  [73]. Für die Bandlücken findet man in [71] für  $\text{Cd}_{0,90}\text{Zn}_{0,10}\text{Te}$  die Varshni-Parameter (Gleichung 1.18)  $\Theta = 264$  K und  $a = 0,648$  meV/K und für CdTe  $\Theta = 285$  K und  $a = 0,648$  meV/K, wohingegen [74] für CdTe  $\Theta = 160,1$  K und  $a = (0,461 \pm 0,068)$  meV/K angibt.

## 2.2 Starke Exziton-Photon-Kopplung

Im vorangegangenen Abschnitt wurden molekularstrahlepitaktisch hergestellte CdMnMgTe-Mikroresonatoren vorgestellt. Nun soll darauf eingegangen werden, wie sich die in Abschnitt 1.1.4 besprochene starke Kopplung in diesen Mikroresonatoren äußert. In Abbildung 2.2 sind oben ein Reflexions- und unten ein Photolumineszenzspektrum (Anregung mit Ar-Ionenlaser) dargestellt, welche beide am selben Punkt einer CdMnMgTe-Mikroresonatorprobe gemessen wurden.

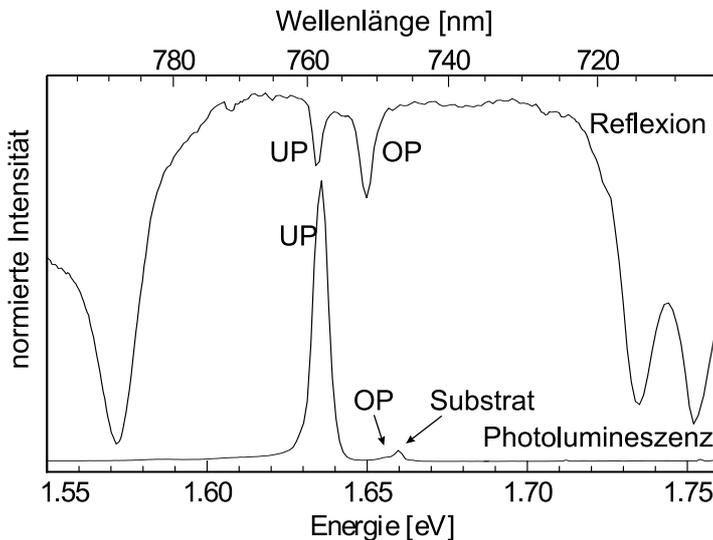


Abbildung 2.2: Reflexions- und Photolumineszenzspektrum eines planaren Mikroresonators bei 2 K

lassen sich dem unteren ('UP') und oberen Polaritonast ('OP') zuordnen. Beide

Das Reflexionsspektrum wird entsprechend Abschnitt 1.1.2 klar vom Stopband der beiden Braggspiegelstapel beherrscht. Anstelle eines einzigen Einbruchs in der hohen Reflektivität des Stopbandes (bei diesen Strukturen deutlich größer 95% [26]) aufgrund des photonischen Defektes, den der eigentliche Resonator darstellt, erkennt man jedoch deutlich zwei Absorptionslinien im Stopband. Die Linien

Linien sind in Intensität und Linienbreite beinahe vergleichbar. Das deutet darauf hin, daß Photon- und Exzitonmode hier annähernd in Resonanz sind.

In Photolumineszenz sieht man ebenfalls deutlich zwei Emissionslinien. Im Gegensatz zur Reflexionsmessung ist hier jedoch die niederenergetische Linie deutlich dominanter. Der Grund für diese Dominanz des unteren Polaritonastes ist, daß Ladungsträger, die höherenergetische Zustände des oberen Polaritonastes besetzen, vor ihrer strahlenden Rekombination nichtstrahlend in energetisch günstigere (weil tiefere) Zustände des unteren Polaritonastes relaxieren. Daher werden die Photolumineszenzspektren in der Regel immer vom UP-Ast bestimmt, während der OP-Zustand fast unsichtbar ist. In der Tat ist die Hauptschulter der hochenergetischen Emissionslinie hier nicht auf den oberen Polaritonast zurückzuführen, sondern schlicht auf die Bandlückenrekombination des  $\text{Cd}_{0,88}\text{Zn}_{0,12}\text{Te}$  Substrats (1,660 eV im Spektrum).

Als Kenngröße des photonischen Systems ergibt sich die Resonatorgüte der Probe aus der Linienbreite des photonischen Astes bei großer Verstimmung zu rund  $Q = 800$ .

Welche tatsächliche Rabi-aufspaltung man aus den gemessenen Polaritonenergien (hier in Reflexion: 1,634 eV und 1,650 eV) ermitteln kann und wie es zu der kleinen Linienverschiebung des unteren Polaritonastes in Photolumineszenz (1,638 eV) gegenüber der Reflexionsmessung kommt, wird in den folgenden Abschnitten betrachtet.

### 2.2.1 Polaritondispersion

In Abschnitt 1.1.4 wurde aufgezeigt, daß energetisch aufeinander abgestimmte Exziton- und Photonzustände zu einem neuen Quasiteilchen, dem 'Cavity-Polariton' koppeln können. Dies äußert sich zunächst in der Ausbildung einer zweiästigen, antikreuzenden  $E(k)$ -Dispersion.

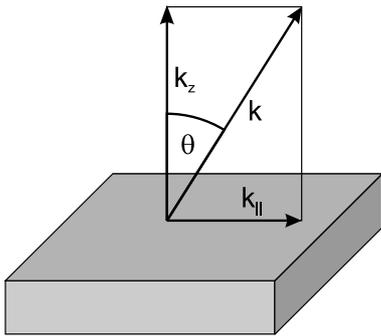


Abbildung 2.3: Zusammenhang zwischen  $k_{||}$  und  $k_z$

Im Photolumineszenzexperiment ist der reziproke Raum durch winkelaufgelöste Messungen zugänglich. Der Wellenvektor in Wachstumsrichtung  $k_z$  ist winkelunabhängig. Ein Detektionswinkel senkrecht zur Probe ( $\theta = 0^\circ$ ) hingegen entspricht einem Lateralanteil des Wellenvektors von  $k_{||} = 0$ . Mit  $E(k) = c\hbar\sqrt{k_z^2 + k_{||}^2}$  kann nun der laterale Wellenvektor  $k_{||}(\theta)$  ermittelt werden:

$$k_{||} = k_z \tan \theta = \frac{E(\theta = 0^\circ)}{\hbar c} \tan \theta \quad (2.6)$$

Ferner muß man das Brechungsgesetz berücksichtigen, da sich der Detektionswinkel vom Winkel im Inneren der Probe, auf welchen sich  $k_{||}$  bezieht, unter-

scheidet:

$$\sin(\theta_{\text{innen}}) = \frac{\sin(\theta_{\text{außen}})}{n} \quad (2.7)$$

Als Brechungsindex kann man allerdings nicht einfach den unmodifizierten Brechungsindex des Resonatormaterials übernehmen, sondern muß berücksichtigen, daß etwa ein Drittel des elektromagnetischen Feldes in den unteren Spiegeln, ein Drittel in den oberen Spiegeln und ein Drittel im eigentlichen Resonator abfällt. Folglich muß man über die Spiegel und den Resonator bei der Bestimmung des Brechungsindex des Mikroresonators als Ganzes entsprechend mitteln. Für die hier betrachteten CdMnMgTe Strukturen hat sich ein effektiver Brechungsindex von 2,62 als geeignet erwiesen.

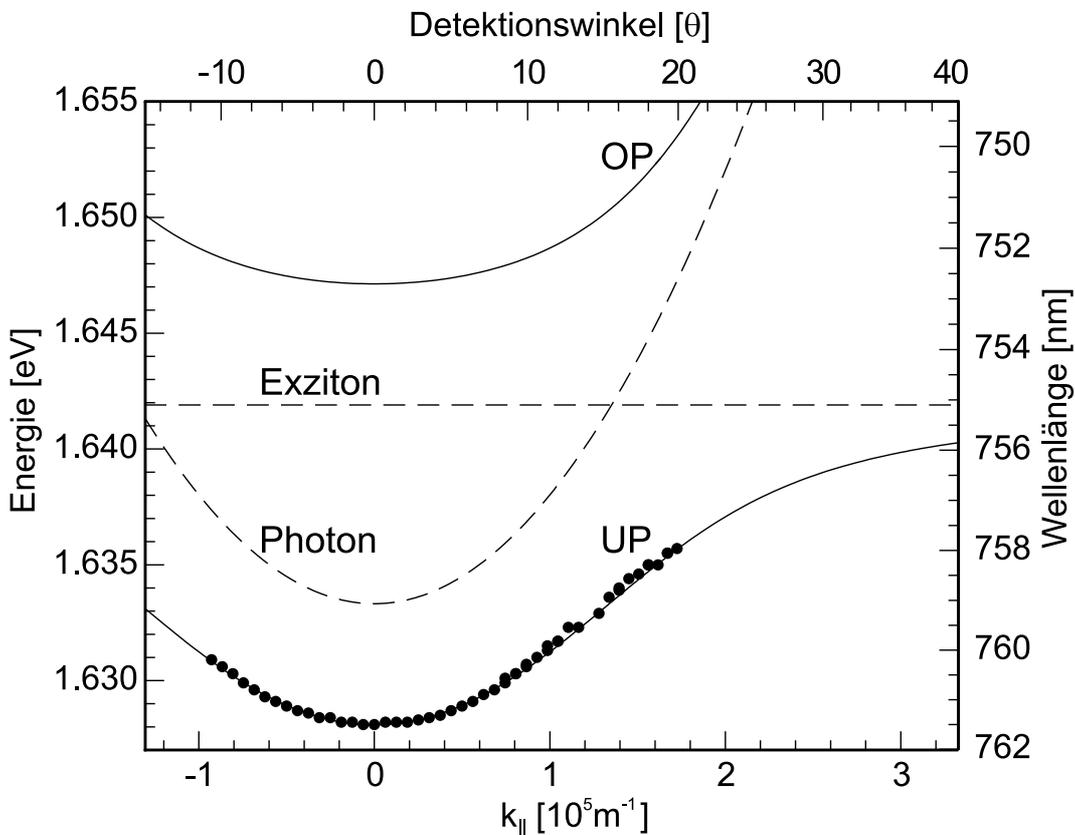


Abbildung 2.4: Polaritondispersion im reziproken Raum (Meßwerte sind mit ausgefüllten Kreisen dargestellt, die ungekoppelten Photon- und Exzitondispersionen gestrichelt, ein Polariton-Fit mit durchgezogenen Linien).

In Abbildung 2.4 ist das Ergebnis einer winkelaufgelösten Messung an einem planaren CdMnMgTe-Mikroresonator dargestellt. Aufgetragen sind die Maxima des jeweiligen Photolumineszenzsignals des unteren Polaritonastes (ermittelt durch Gaußfits) bei einer Anregungsleistung von 1 mW bei 514 nm und einem Fokusbereich von etwa 30  $\mu\text{m}$ . Die einzelnen Spektren wurden bei dem jeweiligen Winkel unter Verwendung einer Lochblende im Detektionsstrahlengang

aufgenommen. Die gemessenen Energien lassen sich gut mit dem in Abschnitt 1.1.4 vorgestellten Matrixformalismus deuten. Mit durchgezogenen Linien ist der Verlauf der entsprechenden Polaritondispersion dargestellt. Als Rabi-aufspaltung ergibt sich hierbei ein Wert von  $\hbar\Omega_{PL} = 17$  meV. Die gestrichelten Linien geben die zugehörigen ungekoppelten Photon- und Exzitondispersionen wieder.

Es ist demnach möglich durch winkelaufgelöste Messungen tatsächlich starke Kopplung anhand der Dispersionsrelation im reziproken Raum zu veranschaulichen. Nun ist es experimentell nicht immer erwünscht zu winkelaufgelösten Messungen greifen zu müssen. Außerdem ist es für etwaige Anwendungen nur schwerlich praktikabel auf diese Weise die Verstimmung und damit die Kopplung zu variieren. Deshalb haben sich noch weitere Möglichkeiten zur Verstimmungsmanipulation etabliert. Dies sind zum einen ein geeignet manipuliertes Probenwachstum und zum anderen meßtechnische Verfahren. Auf beides wird im folgenden eingegangen.

### 2.2.2 Einfluß der Verstimmung

Die Verstimmung der exzitonischen und der photonischen Mode im Mikroresonator wird schon beim molekularstrahlepitaktischen Wachstum festgelegt. Einer bestimmten Dicke des Resonators entspricht (wenn man die entsprechenden Brechungsindizes und das Eindringen in die Spiegel berücksichtigt) eine definierte Photonenergie. Die Quantenfilmdicke beziehungsweise -zusammensetzung legt die Exzitondispersion fest. Nun ist es aber möglich auf ein und derselben Probe *unterschiedliche* Verstimmungen zu realisieren, indem man Resonatordicke und Quantenfilmdicke gezielt variiert.

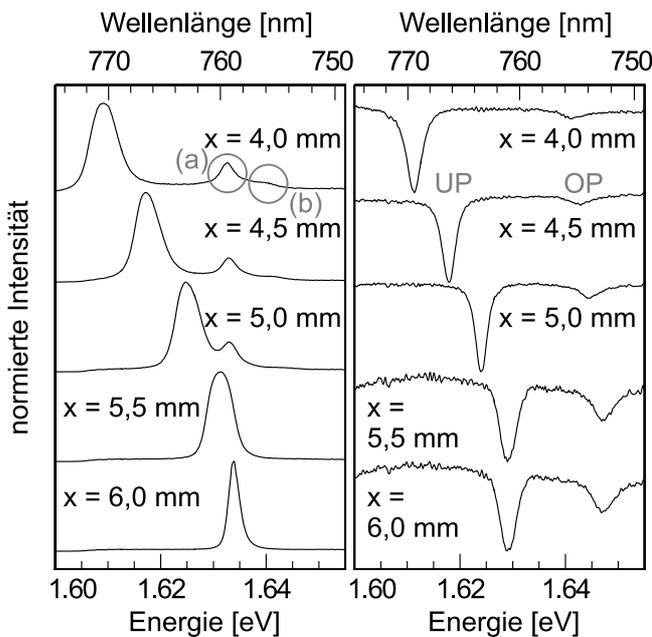


Abbildung 2.5: Reflexions- und Photolumineszenzspektren (bei 2 K) eines planaren Mikroresonators bei verschiedenen Probenpositionen  $x$ . Erkennbar sind die Signale der Polari-tonäste (UP, OP). In Photolumineszenz tritt zusätzlich ein nicht koppelndes gebundenes Exziton (a) neben dem koppelnden freien Exziton beziehungsweise OP (b) auf.

Dies geschieht in der Praxis durch Unterbrechung der standardmäßig aktivierten Substratrotation. Normalerweise werden Inhomogenitäten im Molekularstrahl beziehungsweise dessen Neigung gegen die Probennormale durch diese Substratrotation ausgeglichen. Wenn man beim Wachstum der Spiegel das Substrat rotiert, die Rotation aber während des Resonatorwachstums abschaltet ergibt sich im wesentlichen ein geringfügig keilförmiges Resonatordickenprofil. Ähnliches gilt natürlich in einem gewissen Maße auch für die Quantenfilme im Resonator.

In Abbildung 2.5 sind die Photolumineszenz- (links, Anregung mit Argonionlaser) und Reflexionsspektren (rechts) eines solchen keilförmig gewachsenen Mikroresonators aufgetragen. Die einzelnen Spektren einer jeden Reihe unterscheiden sich in der Position  $x$  entlang des Probenkeils an der sie aufgenommen wurden. In beiden Fällen, Photolumineszenz und Reflexion, sieht man, daß das niederenergetische Signal, welches zum unteren Polaritonast gehört, mit zunehmender  $x$ -Koordinate zunächst blauverschiebt. Ab 5,5 mm wird es schließlich wieder vom oberen Polaritonast in Richtung geringerer Energie abgestoßen. In Reflexion ist dieses Verhalten besonders deutlich. In Photolumineszenz wird die Situation durch das Auftreten *zweier* höherenergetischer Signale etwas verkompliziert. Bei diesen beiden handelt es sich um durch (a) gebundene Exzitonen und (b) freie Exzitonen verursachte Signale. Während dem im Quantenfilm frei beweglichen Exziton die volle Oszillatorstärke zur Kopplung mit dem Resonatorphoton zur Verfügung steht und es deswegen zur Ausbildung zweier Polaritonäste kommt, ist die Oszillatorstärke des gebundenen Exzitonzustands zu gering als daß es zu einer effektiven Kopplung kommen könnte. Warum in Photolumineszenz im Gegensatz zur Reflexion nur der untere Polaritonast deutlich sichtbar ist, wurde bereits zu Beginn des Abschnitts 2.2 diskutiert.

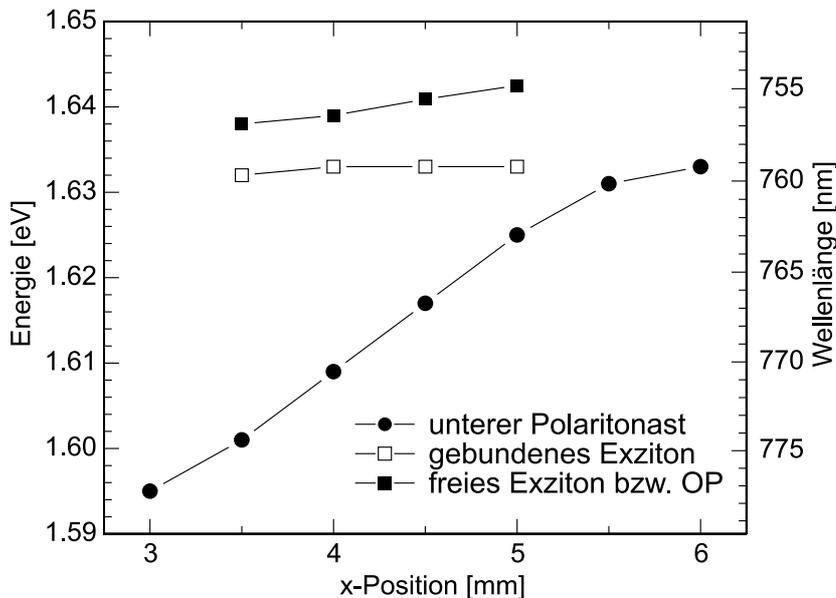


Abbildung 2.6:  
Emissionsenergien  
in Abhängigkeit  
von der Proben-  
position

Die zu geringe Oszillatorstärke des gebundenen Exzitons wird in Abbildung 2.6 offensichtlich. Während das vom freien Exziton verursachte Signal eine einsetzende Abstoßung vom unteren Polaritonast aufweist (welcher auch deutlich antikreuzendes Verhalten der Energien für Probenpositionen ab 5 mm zeigt), bleibt die Emissionsenergie des gebundenen Exzitons nahezu unberührt von allen Einflüssen des Resonatorphotons. Man kann hieraus auch Aussagen über die Stärke der Kopplung, zum Beispiel in Gestalt der Rabiaufspaltung, gewinnen. Die Auftragung der Polaritonenergien gegen die Probenposition stellt nämlich sozusagen eine Polaritondispersion im Ortsraum dar. Demzufolge eignet sie sich auch dazu, die jeweilige Rabiaufspaltung mit einem entsprechenden Fit zu bestimmen. Für die Probe aus Abbildung 2.5 lassen sich Rabiaufspaltungen von etwa 17 meV ermitteln. Es handelt sich hier um eine Probe mit 8 Quantenfilmen. Nach Abschnitt 1.1.4 ist eine höhere Rabiaufspaltung für Proben mit größerer Anzahl an Quantenfilmen zu erwarten. Deshalb ist in Abbildung 2.7 die Situation für eine Probe mit doppelt sovielen (also 16) Quantenfilmen dargestellt. Die beobachtbare Rabiaufspaltung liegt folglich auch mit 28 meV weitaus höher. Gleichung 1.30 läßt grob einen Anstieg um den Faktor  $\sqrt{2}$  erwarten. Der tatsächlich beobachtete Anstieg um 1,6 übersteigt sogar diese Erwartungen und liegt jenseits dessen was mit Proben vergleichbarer Quantenfilmanzahl mit III-V-Materialien realisiert wurde.

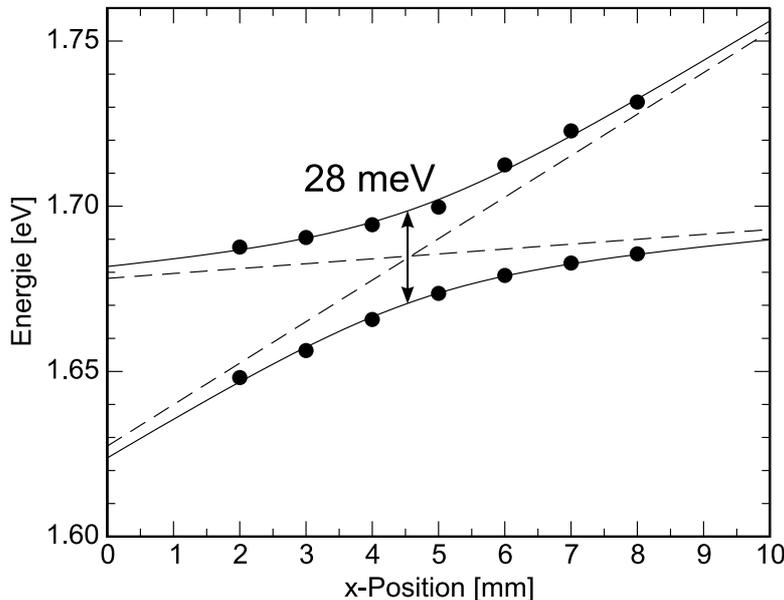


Abbildung 2.7:  
In Reflexion gemessene Polaritonenergien einer Probe mit 16 Quantenfilmen. (Fit mit durchgezogenen Linien und ungekoppelte Moden mit gestrichelten Linien dargestellt)

Die Abhängigkeit der ungekoppelten Photon- und Exzitonmoden, welche durch das keilförmige Wachstum bedingt ist, ergibt sich aus dem Fit mit 1,48 meV/mm für das Exziton und 12,6 meV/mm für das Photon. Letzteres entspricht ungefähr einem Winkel des Keils von  $2,9 \cdot 10^{-4}$  Grad. (Die Probe mit 8 Quantenfilmen weist einen Keil von etwa  $2,5 \cdot 10^{-4}$  Grad auf.)

### 2.2.3 Verstimmungsänderung nach dem Wachstum

Neben den II-VI-typischen großen Oszillatorstärken ist der unproblematisch, weil isoelektronisch, mögliche Einbau von Mangan ein weiterer großer Vorteil des CdTe-Materialsystems. Mangan ermöglicht es aufgrund seiner magnetischen Eigenschaften gezielt durch externe Magnetfelder Zugriff auf die Verstimmung von Exziton- und Photonmode der fertigen Mikroresonatorstruktur zu nehmen. Neben der möglichen Manipulation der Quantenfilmexzitonenergie via dem Zeemaneffekt bietet sich auch der Faradayeffekt zur Feinabstimmung der photonischen Mode an, da hier durch externe magnetische Felder der Brechungsindex manipuliert wird. Eine ähnliche Möglichkeit die Verstimmung ohne Zuhilfenahme eines Probenkeils zu variieren besteht in der Ausnutzung des unterschiedlichen Temperaturverhaltens der Quantenfilmexzitononen und Resonatorphotonen. Die beiden letzten Methoden werden im folgenden näher beschrieben. Für weitere Ansätze, wie das Anlegen hydrostatischen Drucks ( $\propto 0,4$  GPa) an die Probe [75], sei auf die Literatur verwiesen.

#### 2.2.3.1 Feinabstimmung mittels Magnetfelder

In den oben angesprochenen Proben befindet sich Mangan in den Braggspiegeln. Durch externe Magnetfelder sollten also insbesondere die Braggspiegelbrechungsindizes und damit die Photonmodenenenergie beeinflusst werden. Was sich bei Einbringung der Mikroresonatorprobe mit 8 Quantenfilmen in ein Magnetfeld tatsächlich ergibt ist in Abbildung 2.8 dargestellt.

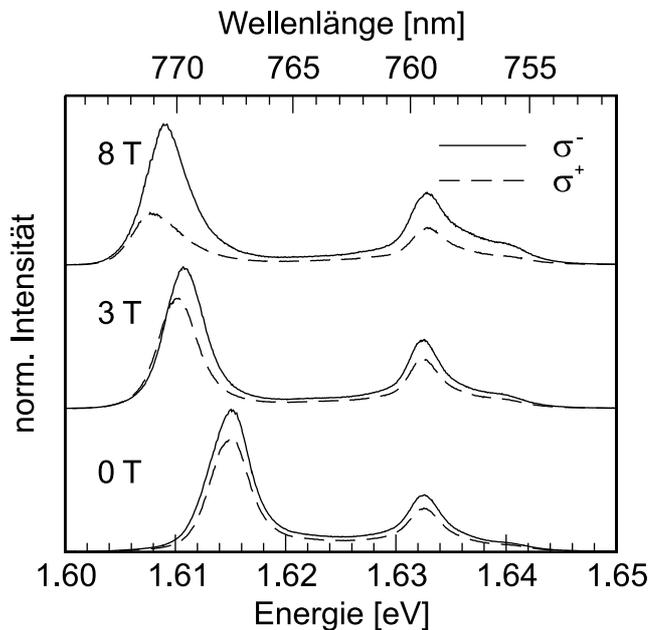


Abbildung 2.8: Polarisationsaufgelöste Photolumineszenz eines planaren Mikroresonators bei verschiedenen Magnetfeldstärken (links jeweils die Photonmode und rechts das gebundenen und das freien Exzitons).

In der Abbildung wurde eine Probenstelle mit großer Verstimmung  $|\delta|$  zwischen Exzitonmode und Photonmode bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken

(in Faradaykonfiguration, das heißt  $\vec{B}$  parallel Wachstumsrichtung der Probe) linear polarisiert angeregt und in Photolumineszenz zirkularpolarisiert vermessen. Man sieht wieder die drei Signale der Photonmode, des gebundenen und des freien Exzitons. Aufgrund der hohen energetischen Verstimmung der Exziton- und Photonmode liegen hier quasi ungekoppelte Moden vor. Die beobachtbaren Linienverschiebungen sind somit gänzlich auf photonische beziehungsweise exzitonische Eigenschaften zurückzuführen. Für die Exzitonmode ergibt sich keine auflösbare Linienaufspaltung. Demzufolge liegt der g-Faktor der Quantenfilmexzitonen bei dieser Probe nahezu bei 0. Durch Einbringung von Mangan im Bereich der Quantenfilme ließe sich dies im Probenwachstum ändern und man könnte bei dermaßen modifizierter Probe eine Zeeman-Aufspaltung beobachten.

Da sich Mangan im Bereich der Spiegel befindet, ist die Situation für die Photonmode jedoch anders. Hier zeigt sich aufgrund des Faradayeffekts eine mit der Magnetfeldstärke zunehmende Aufspaltung in die beiden Zirkularpolarisationen. Die mit ansteigendem magnetischem Feld ebenfalls auftretende absolute Linienverschiebung des gesamten Spektrums beruht allerdings lediglich auf einem leichten Drift der vermessenen Position beim Herauffahren des Magnetfelds, welcher sich nicht gänzlich vermeiden läßt.

Die in Abbildung 2.9 aufgetragene, gut durch eine lineare Abhängigkeit vom Magnetfeld beschreibbare, Aufspaltung der Photonmode in ein zirkularpolarisiertes Dublett ist direkt auf den Faradayeffekt zurückzuführen.

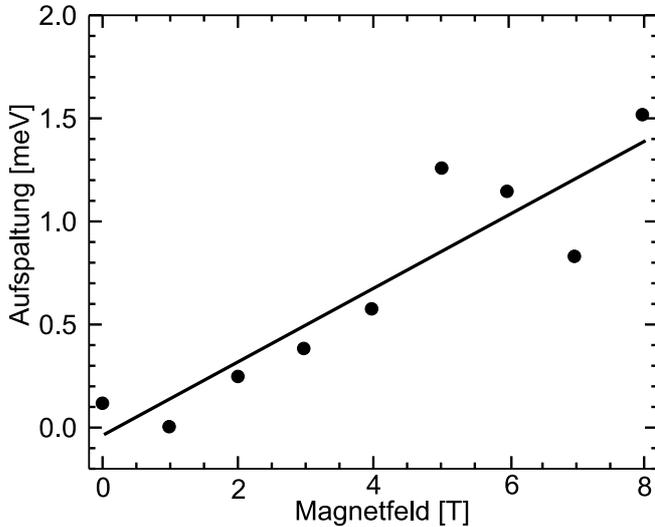


Abbildung 2.9: Magnetfeldabhängige Aufspaltung der Photonmode

Die Faradayaufspaltung des Brechungsindex  $\Delta n$  ist nämlich direkt proportional zur Flußdichte  $B$  des externen Magnetfelds. In der zugehörigen Proportionalitätskonstante treten neben der materialabhängigen (und auch leicht wellenlängenabhängigen) Verdetkonstante  $V$  und der Photonmodenenergie  $E$  lediglich die Lichtgeschwindigkeit und das Plancksche Wirkungsquant auf [67, 76]:

$$\Delta n = \frac{2chV}{E}B \quad (2.8)$$

In Abbildung 2.10 ist das Ergebnis einer Transfermatrixsimulation der Photonmoden in Reflexion für einen um  $\Delta n = 0,014$  variierten CdMnTe Brechungsindex dargestellt. Die hier beobachtete Aufspaltung liegt im Bereich der bei 8 Tesla gemessenen Photonmodenaufspaltung. Für die Verdetkonstante ergibt sich also ein Wert von ungefähr  $V = 760 \text{ T}^{-1}\text{m}^{-1}$ .

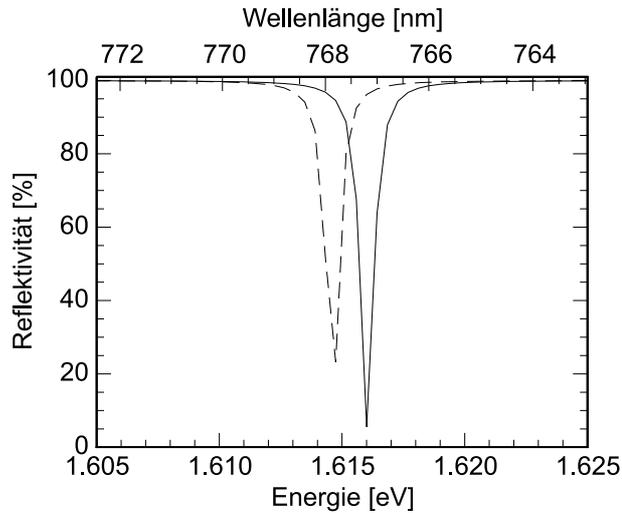


Abbildung 2.10: Transfermatrixsimulation des Reflexionsspektrums für eine Brechungsindexänderung um  $\Delta n = 0,014$

in einem gewissen Umfang eine Veränderung der Proben-temperatur wie im folgenden erläutert wird.

Bei geeigneter Probenkonfiguration lassen sich aber auch Verdet-Konstanten von einigen Tausend realisieren [67, 76]. Damit bietet die gezielte Einbringung von manganhaltigen Materialien eine exzellente Möglichkeit selbst nach dem MBE-Wachstum an ein und der selben Probenposition definiert Einfluß auf die Photon- oder auch Exzitonmode zu nehmen. Dadurch läßt sich die Kopplung beider Moden ohne Zuhilfenahme eines keilförmig gewachsenen Resonators variieren. Anstelle einer Magnetfeldänderung ermöglicht dies auch in

## 2.2.3.2 Verstimmung via Temperaturänderung

Wie bereits mit Gleichung 1.11 und 1.18 aufgezeigt, ist das temperaturabhängige Verhalten von Exzitonmode und Photonmode im allgemeinen recht unterschiedlich. Verhält sich das Exziton ungefähr wie die Bandlücke des entsprechenden Materials, so variiert die Photonmode wie der effektive Brechungsindex der Struktur mit der Temperatur. Beiden Abhängigkeiten liegen unterschiedliche Temperaturkoeffizienten zugrunde. Um diese zu ermitteln, wurden für Abbildung 2.11 temperaturabhängige Messungen an einer Probenposition sehr großer negativer Verstimmung vorgenommen.

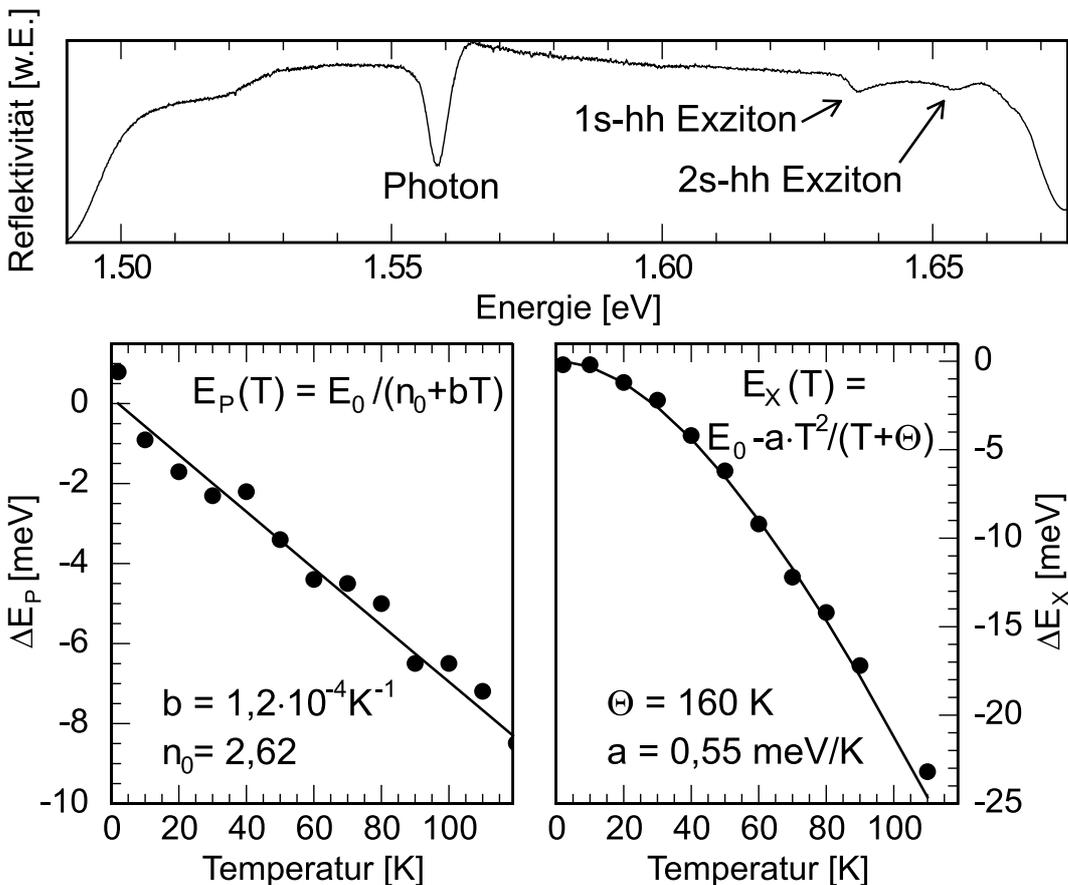


Abbildung 2.11: Temperaturabhängigkeit der Photonmode (links unten) und der Exzitonmode (rechts unten) bei einer Probenposition mit sehr großer negativer Verstimmung (siehe zugehöriges Reflexionsspektrum bei 2 K oben).

Im oberen Teil der Abbildung ist das Reflexionsspektrum bei 2 Kelvin an der vermessenen Probenstelle aufgetragen. Man kann deutlich drei verschiedene Signale bei 1,559 eV, 1,636 eV und 1,654 eV unterscheiden. Das erstere kann klar als Photonmode identifiziert werden. Die anderen beiden gehören zum 1s und 2s Schwerloch-Exziton. Sie liegen beide 18 meV auseinander. André gibt in [69] für ähnliche Proben einen Abstand von 22 meV an. Aus dem Abstand der Photon-

und 1s Exzitonmode von 77 meV ( $\gg \hbar\Omega$ ) kann man ablesen, daß bei diesem Spektrum noch kein nennenswerter Anteil starker Kopplung vorliegt.

Im unteren Teil der Abbildung sind die temperaturabhängigen Verschiebungen der Photonenergie und der Exzitonenergien aufgetragen. Die Exzitonenergie verhält sich in guter Näherung entsprechend einem Varshni-Gesetz mit einer Debye-Temperatur von  $\Theta = 160$  K und einem Koeffizienten von  $a = 0,55$  meV/K. Nähert man den Temperaturverlauf der Photonmode nach Gleichung 1.11 an, so erhält man einen Temperaturkoeffizienten von  $b = 1,2 \cdot 10^{-4}$  K $^{-1}$ . Diese Werte fügen sich gut in die Größen, die für dieses Materialsystem charakteristisch sind [73, 74], ein (siehe Diskussion im Abschnitt 2.1).

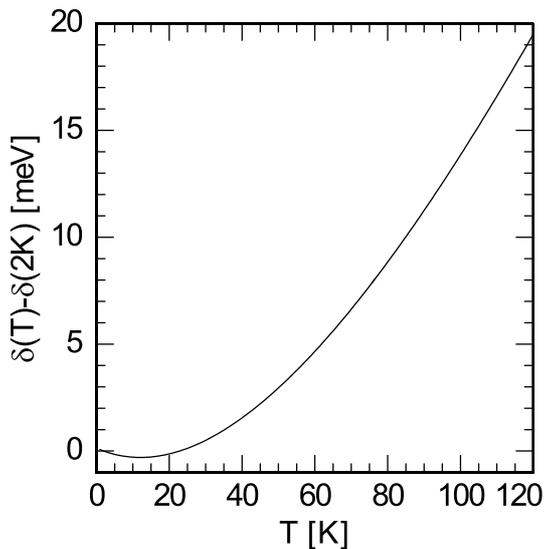


Abbildung 2.12: Zunahme der Verstimmung mit zunehmender Temperatur.

Für eine Nutzung des gemessenen Temperaturverhaltens zur Änderung der Verstimmung  $\delta = E_{\text{Photon}} - E_{\text{Exziton}}$  ist die mehr als doppelt so große Rotverschiebung des Exzitons gegenüber dem Photon mit der Temperatur entscheidend. Die sich daraus ergebende Zunahme der anfänglichen Verstimmung ist in Abbildung 2.12 wiedergegeben. Die hier berechnete Zunahme basiert auf den oben ermittelten Temperaturkoeffizienten und einer Anfangsenergie von 1,633 eV für Photon- und Exzitonmode. Die beiden letzteren spielen aber quantitativ für den Verlauf der Kurve im relevanten Wellenlängenbereich der betrachteten Proben keine signifikante Rolle. Diese Kurve läßt sich deshalb quasi universell für die hier betrachteten Mikroresonatoren auf CdMnMgTe-Basis einsetzen. Bei sehr kleinen Temperaturen nimmt  $\delta$  vorübergehend ein wenig wegen der anfänglichen Krümmung des Exziton-Temperaturverlaufs ab. Außerhalb dieses kleinen Temperaturbereichs nimmt  $\delta$  immer mit der Temperatur zu. Wichtig ist dabei die Feststellung, daß es möglich ist durch Temperaturerhöhung in den Bereich starker Kopplung ( $|\delta| \propto 0$ ) hineinzugelangen, sofern man vorher bei niedrigen Temperaturen im Bereich negativer Verstimmung, das heißt  $E_{\text{Photon}} < E_{\text{Exziton}}$ , war.

Folglich kann man einen antikreuzenden Verlauf der Polaritonmodenenergien nicht nur im reziproken Raum und im Ortsraum (Probenkeil) beobachten, sondern auch in Abhängigkeit von der Proben temperatur. Dies ist in der in Abbildung 2.13 gezeigten Messung geschehen.

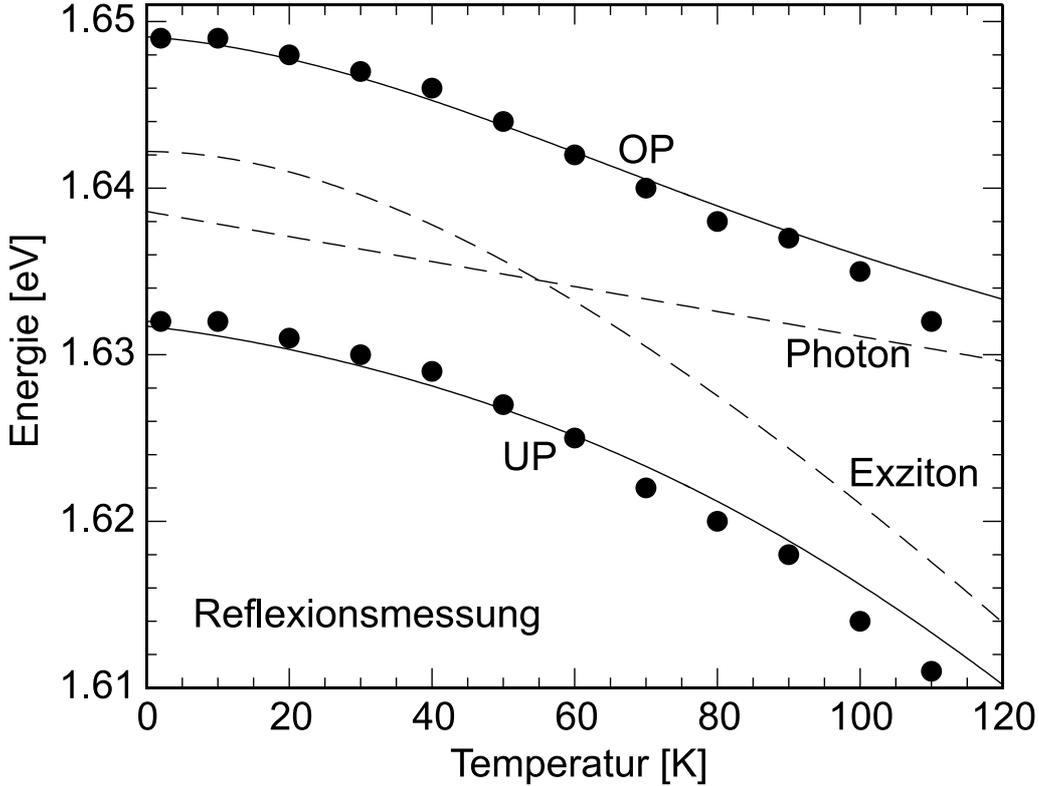


Abbildung 2.13: Antikreuzendes Verhalten der Polaritonenergien (Messwerte: Kreise) in Reflexion mit zunehmender Temperatur. Ein Fit ist mit durchgezogenen Linien dargestellt, die zugehörigen ungekoppelten Modenenergien gestrichelt.

Die gemessenen Polaritonenergien lassen sich sehr gut unter Berücksichtigung der oben ermittelten Temperaturkoeffizienten anfitzen. Lediglich bei hohen Temperaturen ab etwa 100 K ist eine geringfügige Abweichung der Datenpunkte von der durchgezogenen Linie des Fits festzustellen. Dabei muß man aber berücksichtigen, daß im Fit von einer konstanten Rabiaufspaltung von 17 meV ausgegangen wird. Die Rabiaufspaltung selbst ist allerdings eigentlich auch temperaturabhängig. Deshalb wird im folgenden die starke Kopplung bei hohen Temperaturen näher betrachtet.

## 2.2.4 Kopplung bei hohen Temperaturen

Die in Reflexion und Photolumineszenz beobachtbare Rabiaufspaltung hängt nach Gleichung 1.25 und 1.27 vom Kopplungsparameter  $V$  und den Linienbreiten  $\gamma_X$  und  $\gamma_P$  ab. Der Kopplungsparameter  $V$  wird durch den Resonatorbrechungsindex  $n_{\text{eff}} = 2,62$ , die effektive Resonatorlänge  $L = \lambda/n_{\text{eff}} = 290$  nm und die Oszillatorstärke  $f$  festgelegt. Er kann, wie auch die photonische Linienbreite  $\gamma_P = 2,8$  meV (gemessen bei hoher Verstimmung), in guter Näherung als tem-

peraturunabhängig angenommen werden.\* Im Gegensatz dazu gilt dies nicht für die exzitonische Linienbreite mit ihrer starken temperaturbedingten homogenen Linienverbreiterung aufgrund der Wechselwirkung des Exzitons mit akustischen (Index 'AC') und optischen (Index 'LO') Phononen:

$$\gamma_X(T) = \gamma_{\text{inh}} + \gamma_{\text{hom}} = \gamma_{\text{inh}} + \gamma_{AC}T + \frac{\gamma_{LO}}{\exp\left(\frac{E_{LO}}{kT}\right)} \quad (2.9)$$

Für das hier betrachtete CdTe Materialsystem sind die entsprechenden Parameter mit  $\gamma_{AC} = 3,5 \mu\text{eV/K}$ ,  $\gamma_{LO} = 25 \text{ meV}$  und  $E_{LO} = 21 \text{ meV}$  in der Literatur zu finden [74, 77]. Die inhomogene Linienbreite wurde bei hoher Verstimmung ermittelt:  $\gamma_{\text{inh}} = 4,7 \text{ meV}$ .

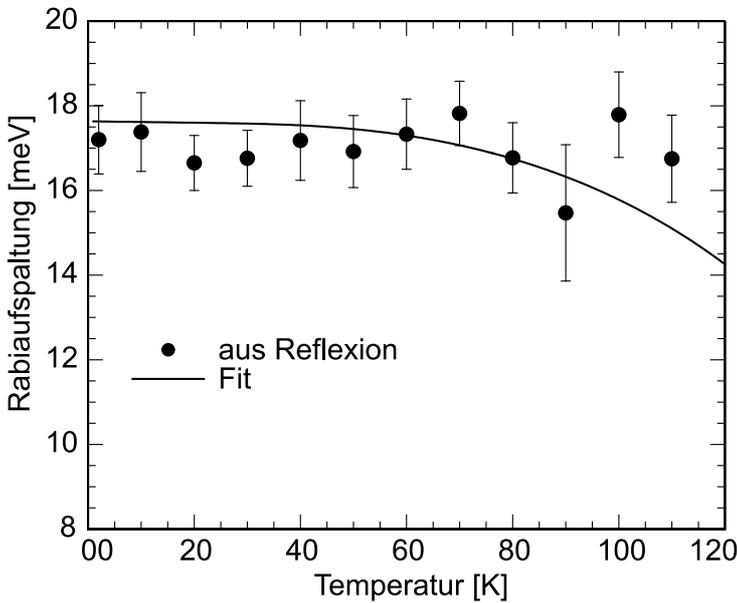


Abbildung 2.14: Temperaturentwicklung der Rabiaufspaltung in Reflexion (ausgefüllte Kreise) und ein entsprechender Fit (im Text erläutert).

Zur experimentellen Bestimmung der temperaturabhängigen Rabiaufspaltung bietet es sich an den Resonatorkeil als Verstimmungsinstrument zu nutzen. Dadurch ist es möglich bei verschiedenen Temperaturen aus dem Antikreuzen der Polaritonenergien in der Auftragung über der Probenposition jeweils die entsprechende Rabiaufspaltung zu ermitteln. Dies wurde für Abbildung 2.14 in Reflexion durchgeführt und die durch Fits bestimmten Aufspaltungen mit gefüllten Kreisen eingetragen. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichungen der Fitergebnisse wieder. Die eingezeichnete Fitkurve wurde mit Gleichung 1.25 ermittelt. Als Kopplungsparameter wurde  $V = 9,3 \text{ meV}$  verwendet. Dies entspricht einer Oszillatorstärke der 8 Quantenfilme von etwa  $2,5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}$  und ist in guter Übereinstimmung mit der von André ermittelten Oszillatorstärke von  $2,3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}$  bei 6 Quantenfilmen [69].

Die durchgezogene Fitkurve kann qualitativ den ermittelten Verlauf (Datenpunkte) gut erklären. Daß bei sehr hohen Temperaturen der zu erwartende Abfall der Rabiaufspaltung im Experiment scheinbar nicht so gut wiedergegeben wird, kann auch daran liegen, daß der Fehlerbalken hier etwas zu gering angesetzt ist.

\*Die Temperaturabhängigkeit der Oszillatorstärke  $f$  wird hier vernachlässigt. Außerdem gilt zwar  $V \propto n^{-1}$ , aber  $dn/dT \propto 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  ist sehr klein.

Immerhin beruht jeder Datenpunkt der Abbildung selbst auf einem Fit einer ganzen Meßserie analog Abbildung 2.7. Dennoch zeigt sich, daß wie erwartet auch bei höheren Temperaturen noch eine deutliche Rabi-aufspaltung in Reflexion zu beobachten ist.

### 2.2.5 Einfluß des Abschirmeffekts

Die im letzten Abschnitt für Reflexion durchgeführte Untersuchung der Kopplung bei höheren Temperaturen kann man natürlich auch für Photolumineszenz durchführen. Hier stößt man aber auf einen auf den ersten Blick zum Reflexionsbefund widersprüchlichen Sachverhalt, wie Abbildung 2.15 zeigt.

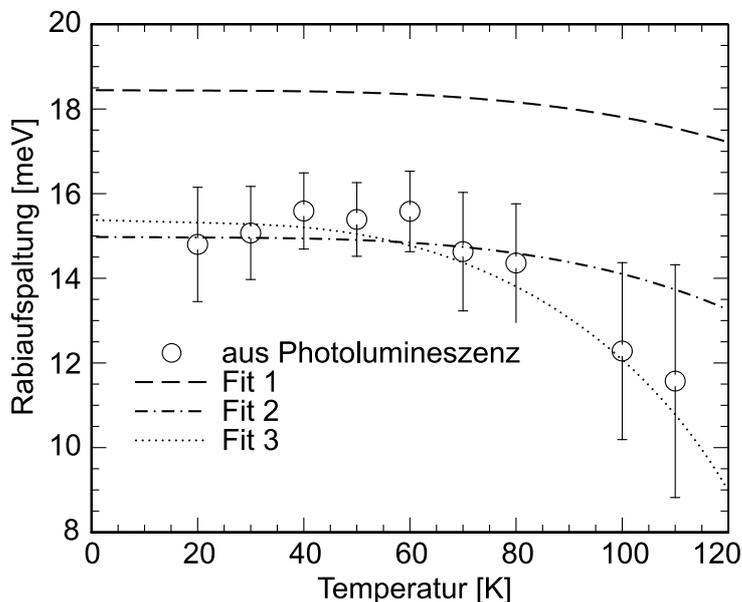


Abbildung 2.15: Temperaturentwicklung der Rabi-aufspaltung in Photolumineszenz (Kreise) und 3 entsprechende Fits (im Text erläutert).

Beschreibung der Aufspaltungen nach Gleichung 1.27 erhält man die Fitkurve 1. Deutlich erkennbar ist die viel zu große Rabi-aufspaltung gegenüber den Meßwerten. Es gibt zwei mögliche Erklärungen zur Beseitigung dieses Widerspruchs, die durch die Fitkurven 2 und 3 illustriert werden:

- **'exciton bleaching'** (Fit 2): Reduktion von  $V$  auf 7,6 meV

Eine Möglichkeit besteht darin, daß die exzitonische Oszillatorstärke durch einen Elektron-Loch-Paar Abschirmungseffekt verringert wird [78]. Dieser auch unter dem Stichwort *exciton bleaching* (die Exzitonpopulation 'bleicht' gewissermaßen im Licht des Lasers aus, daher 'bleaching') bekannte Effekt bedeutet, daß bei der Anregung der Probe mit dem Laser freie Elektron-Loch-Paare im Quantenfilm erzeugt werden, welche die Exzitonen abschirmen können. Dadurch verringert sich die Oszillatorstärke. Entsprechend

Wieder wurde der Probenkeil zur Ermittlung der Rabi-aufspaltung aus dem Antikreuzen der Polaritonäste bei verschiedenen Temperaturen herangezogen. Die Probe wurde hierzu mit dem Nd:YAG-Laser etwas unterhalb der Anregungsschwellendichte zur superlinearen Emission angeregt. Die entsprechenden Fitergebnisse sind in der Abbildung mit Kreisen dargestellt. Verwendet man die gleiche Oszillatorstärke wie in Reflexion zur

wurde für die Fitkurve 2 von einem auf  $V = 7,6$  meV reduziertem Koppelungsparameter ausgegangen. Allerdings schließt Le Si Dang, selbst für die Anregungsdichte, bei der bei seinem Meßsystem superlineare Emission einsetzt, signifikante Oszillatorstärkeverringerungen aufgrund von Abschirmungseffekten aus [26].

- **Exziton-Exziton-Streuung** (Fit 3):  $\gamma_{\text{hom}} \rightarrow \gamma_{\text{hom}} + \gamma_{XX}$   
 Aufgrund der höheren Anregungsdichte in Photolumineszenz gegenüber Reflexion ist nicht nur die erzeugte Elektron-Loch-Population größer, sondern auch die der Exzitonen. In Emission liegen bei hoher Anregung nennenswerte Bevölkerungen der Exziton- beziehungsweise Polaritondispersion vor. Dadurch kann es zu Streuprozessen innerhalb dieser Populationen kommen, die unter anderem eine Exzitonlinienverbreiterung  $\gamma_{XX}$  bewirken können [79]. Diese ist näherungsweise temperaturunabhängig und nur eine Funktion der Anregungsdichte. In Fitkurve 3 wurde also von  $V = 9,3$  meV und  $\gamma_{XX} = 7$  meV ausgegangen. Dieser Wert  $\gamma_{XX}$  ist aber sicher zu groß gegriffen, liegt  $\gamma_{\text{inh}}$  doch bei 4,7 meV. Außerdem ist eine leistungsabhängige Linienverbreiterung einer solchen Größenordnung bei der Exzitonmode bei Probenpositionen hoher Verstimmung nicht zu beobachten.

Insgesamt liegt eher ein Zusammenspielen von beidem, Abschirmeffekt und Streuverbreiterung, vor. In jedem Fall lohnt es sich aber, auf anregungsdichteabhängige Effekte in Photolumineszenz näher einzugehen. Deshalb wird im nächsten Abschnitt der Abschirmeffekt quantitativ abgeschätzt und in den darauffolgenden Abschnitten der Einfluß von Streuprozessen — insbesondere der darauf basierende Effekt nichtlinearer Emission — näher betrachtet.

### 2.2.6 Quantitative Betrachtung des Abschirmeffekts

Im vorangegangenen Abschnitt wurde der Effekt der Abschirmung der Quantenfilmexzitonen durch Elektron-Loch-Paare und daraus folgende Reduktionen der exzitonischen Oszillatorstärke bei höheren Anregungsdichten angesprochen. Dieser Effekt soll an dieser Stelle etwas quantitativer für die vorliegenden Gegebenheiten betrachtet werden.

Üblicherweise verwendet man zur Beschreibung der Reduktion der Oszillatorstärke durch Abschirmeffekte Abschirmfunktionen der Form [78]:

$$f = \frac{N_s}{N_s + N} f_0 \quad (2.10)$$

Dabei ist  $N$  die Elektron-Loch-Paar-Dichte und  $N_s$  eine Sättigungsdichte die Le Si Dang in [26] für die hier vorliegenden Proben mit  $N_s \approx 4,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  angibt. (Im InGaAs-System ist  $N_s$  etwa eine Größenordnung kleiner [78].) Den daraus folgenden Verlauf der exzitonischen Oszillatorstärke bei anwachsender Dichte von Elektron-Loch-Paaren kann man Abbildung 2.16 entnehmen.

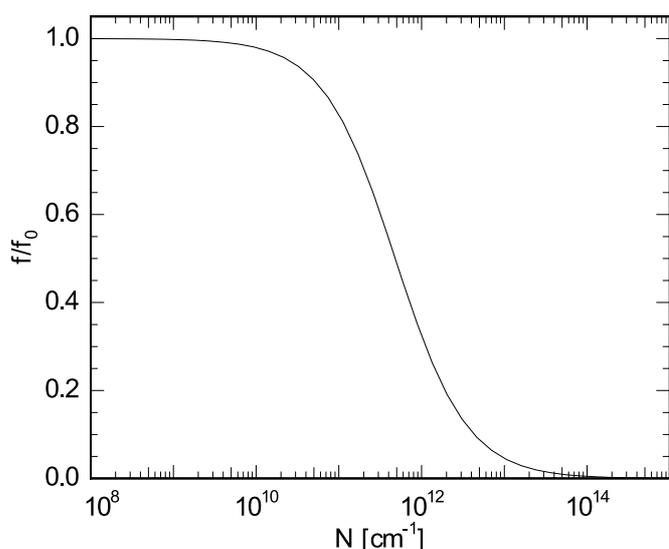


Abbildung 2.16: Reduktion der Oszillatorstärke mit zunehmender Elektron-Loch-Dichte

Zur Beurteilung des 'exziton-bleaching' bei den Experimenten der vorliegenden Arbeit ist eine Abschätzung der Elektron-Loch-Paar-Dichte in Abhängigkeit von der Anreizleistung des Lasers notwendig. Der für Emissionsexperimente hauptsächlich verwendete frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser regt die Probe alle 12 ns mit Pulsen kürzer 100 ps (Modenkopplung) nichtresonant bei einer Wellenlänge von 532 nm an. Des weiteren wird dieser Laser in Güteschaltung mit 250 ns

Pulsen alle 0,5 ms betrieben. Nimmt man jeweils näherungsweise gaußförmige Pulse an ergibt sich das Verhältnis der mittleren tatsächlichen Peakleistung  $I_p$  zur cw-gemessenen Leistung  $I_{cw}$  aus:\*

$$I_{cw} = \frac{250 \text{ ns}}{0,5 \text{ ms}} \cdot 1,1 \cdot \frac{100 \text{ ps}}{12 \text{ ns}} \cdot 1,1 \cdot I_p \implies I_p \approx 0,20 \cdot 10^6 \cdot I_{cw} \quad (2.11)$$

Von der Probe werden bei 532 nm nach Transfermatrixsimulationen etwa 21% des eingestrahnten Lichts reflektiert. Zur Bestimmung wieviel der anregenden Intensität tatsächlich in den Quantenfilmen ankommt, ist aber auch noch die Berücksichtigung der Absorption durch die Spiegel notwendig. Während der Absorptionskoeffizient bei einer Wellenlänge im Infrarot von  $10,25 \mu\text{m}$  lediglich von der Größenordnung  $0,13 \text{ cm}^{-1}$  ist [73] und nur eine vergleichsweise geringe Absorption vorliegt, ist dies bei sichtbarem Licht leider anders. 532 nm entspricht rund 2,33 eV. In diesem Bereich liegt der steile Anstieg einer Absorptionskante der Spiegelmaterialien [80]. Die tatsächliche Absorption der Spiegel ist hier nicht vernünftig abschätzbar. Le Si Dang [26] berücksichtigt dies mit der Annahme, daß nur etwa 3% der verfügbaren Intensität von seinen 16 Quantenfilmen absorbiert wird. Bei den hier in der Regel vorliegenden 8 Quantenfilmen entspricht dies also rund 1,5%. Allerdings wird bei ihm die Probe bei 1,8 eV angeregt, also noch nicht so nah bei der Absorptionskante wie hier. Die hier vorliegende Absorption der Spiegelpaare sollte also eher etwas stärker sein. Ferner werden durch die nichtresonante Anregung vornehmlich Exzitonen hohen Wellenvektors generiert,

\*Hierbei sind die Gaußpulse (maximale Intensität  $I_G$ ) durch Rechtecke gleicher Fläche mit der Breite der Gaußkurvenhalbwidthsbreite angenähert. Dabei ergibt sich der Faktor 1,1, da die Rechteckhöhe  $I_R$  dann  $0,5\sqrt{\pi/\ln(2)} \cdot I_G \approx 1,1 \cdot I_G$  beträgt.

die nicht unbedingt mit der Resonatormode zu Polaritonen koppeln müssen. Sie können auch laut Le Si Dang [26] strahlende Verluste von rund 90% hervorrufen. Bei einer Anregung mit gemessenen  $10 \mu\text{W}$  und einem Fokusbereich von  $25 \mu\text{m}$  steht in den Quantenfilmen je Puls also eine Leistungsdichte von unter

$$\frac{10 \mu\text{W}}{(25 \mu\text{m})^2 \pi} \cdot 0,20 \cdot 10^6 \cdot (1 - 0,21) \cdot 0,015 \cdot (1 - 0,90) \approx 0,12 \cdot 10^3 \text{ Wcm}^{-2} \quad (2.12)$$

beziehungsweise eine Anzahl von weniger als

$$\frac{0,12 \cdot 10^3 \text{ Wcm}^{-2} \cdot 100 \text{ ps}}{2,33 \text{ eV} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ eV/J}} \approx 3,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \quad (2.13)$$

Photonen der Energie 2,33 eV zur Polaritongenerierung zur Verfügung. Bis zum Auftreffen des nächsten Pulses ist die Population schon wieder abgebaut worden. Die exzitronische Lebensdauer liegt bei 140 ps [26]. Es kann sich also eine Polaritonpopulation von maximal etwa  $3,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  aufbauen. Bei dieser Population wird die Oszillatorstärke um etwa 6% reduziert. Statt  $V = 9,3 \text{ meV}$  dürfte dann etwa  $V = 9,0 \text{ meV}$  vorliegen. Dies ist nicht ganz mit dem Wert der Fitkurve 2 in Abbildung 2.15 zu vereinbaren. Allerdings handelt es sich hier nur um eine grobe Abschätzung. Es wird aber in jedem Fall erkennbar, daß der Abschirmeffekt bei den hier behandelten Experimenten eine wichtige Rolle spielt. Dies wird auch bei den im folgenden betrachteten nichtlinearen Emissionsphänomene bei sehr hohen Anregungsdichten zu sehen sein.

## 2.3 Nichtlineare Emission

Der herkömmliche Laserprozeß halbleiterbasierender Strukturen leidet unter dem grundsätzlichen Funktionsprinzip aller Laser: Es ist der Aufbau einer Besetzungsinversion notwendig. Hierzu ist immer eine gewisse Schwellenleistung notwendig, die in das System gepumpt werden muß bevor der nichtlineare Emissionsprozeß einsetzt. Es wäre demnach von Vorteil diese Schwellenleistung möglichst zu reduzieren — am besten sogar auf 0 — oder ganz ohne Besetzungsinversion auszukommen. Ein Mikroresonator, der im Gegensatz zum 'VCSEL' ('*V*ertical *C*avity *S*urface *E*mitting *L*aser') im Regime starker Kopplung betrieben wird, könnte dies. Er stellt eine vollkommen neuartige kohärente Lichtquelle dar und kommt ohne eine Besetzungsinversion im herkömmlichen Sinn aus.

### 2.3.1 Mikroresonatoren im Laserbetrieb

Bei superlinearer Emission herkömmlicher Halbleiterlaser sind in der Regel zwei Größen von Interesse: Schwelle und  $\beta$ -Faktor (siehe Abbildung 2.17):

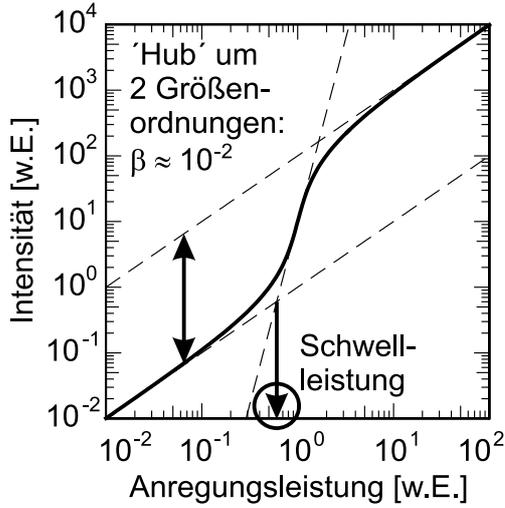


Abbildung 2.17: Veranschaulichung von Schwelle und  $\beta$ -Faktor.

Anregungsleistung dem 'Hub' zwischen den beiden Geraden der anfänglichen spontanen Emission und des Bereichs hoher Anregungsleistungen nach der superlinearen Emission.

Bei herkömmlichen Halbleiterlasern koppelt nur ein geringer Anteil spontaner Emission in Lasermoden ein, da [82]:

- die spontane Emission räumlich isotrop strahlt (Verluste in Richtungen schräg zum Resonator),
- die Linienbreite der spontanen Emission viel breiter als die Linienbreite der Resonatorresonanz ist (Verluste in nichtresonante Moden),
- das aktive Volumen viel größer als die Wellenlänge ist (Verluste in nichtlasernde Resonatormoden).

Bei solchen Lasern liegt der  $\beta$ -Faktor folglich nur in der Größenordnung  $10^{-5}$ . In Mikroresonatoren kann er wesentlich größer werden. Die stimulierte Emission eines lasernden Mikroresonators läßt sich mit entsprechenden Langevin- und Rantengleichungen beschreiben. Der Zusammenhang zwischen der durchschnittlichen Photonenzahl im Resonator  $n_0$  und der auf die Schwellenpumpleistung normierten Pumpleistung  $r$  ist dann (für  $\beta < 1$ ) von der Form [82]:

$$n_0 = n_{sp} \frac{\left( (r+1) - \sqrt{(r+1)^2 - 4(1-\beta)r} \right) / (2(1-\beta))}{\left( 1 - (r+1) - \sqrt{(r+1)^2 - 4(1-\beta)r} \right) / (2(1-\beta))} \quad (2.14)$$

Der Parameter  $n_{sp}$  hängt dabei von der Schwellenpumpleistung  $P_{th}$ , dem  $\beta$ -Faktor und der Photonzerfallsrate  $\xi$  ab:

$$n_{sp} = \frac{\beta}{\xi} P_{th} \quad (2.15)$$

Für die Abhängigkeit der Emissionsintensität von der Anregungsleistung gilt für CdTe-Mikroresonatortürme im Bereich *schwacher Kopplung* (im Laser- oder VCSEL-Betrieb) Gleichung 2.14. Im folgenden soll aber speziell auf die nichtlineare Emission im Bereich *starker Kopplung* eingegangen werden, stellt diese doch einen neuartigen Prozeß zur kohärenten Lichterzeugung dar. Gleichung 2.14 ist deshalb nicht mehr anwendbar. Die qualitative Definition von 'Schwelle' anhand Abbildung 2.17 soll aber weiterhin Verwendung finden.

Zu weiterführenden Diskussionen des Begriffs 'Laser-Schwelle', speziell bei Mikroresonatoren, sei auf die Literatur, z.B. [83], verwiesen.

### 2.3.2 Nichtlineare Streuprozesse

Im Verlauf der letzten Jahre wurden mehrere Mechanismen zur Erzeugung nichtlinearer Emission im Bereich starker Kopplung in Mikroresonatoren entdeckt. Sie alle haben im allgemeinen eines gemeinsam: Sie basieren auf speziellen Eigenschaften der Polaritondispersion beziehungsweise Streuprozessen der Populationen, welche die Polaritondispersion bevölkern. Das hauptsächliche Problem besteht dabei immer darin, die in der Regel bei hohen Impulsen  $k$  durch den anregenden Laser erzeugten Exzitonen beziehungsweise Polaritonen zu strahlend rekombinierenden Polaritonen mit  $k = 0$  zu konvertieren. Ein wesentliches Hindernis dabei stellt zum Beispiel der sogenannte 'Polariton-Flaschenhals' dar. Einige dieser Gesichtspunkte sollen hier vorgestellt werden, bevor die vorliegenden Strukturen im Hinblick auf nichtlineare Emission betrachtet werden.

#### 2.3.2.1 Polariton-Flaschenhals

In Emissionsexperimenten werden bei nichtresonanter Anregung durch den Laserpuls zunächst Elektron-Loch-Paare erzeugt, siehe Abbildung 2.18 [84]. Diese können unter Einbeziehung von optischen ('LO') oder akustischen Phononen ('AC') in die Polaritondispersion (hier 'UP' und 'LP') relaxieren. Eine Relaxation heißer Exzitonen vom exzitonischen Teil des unteren Polaritonastes in Polaritonzustände des photonischen Teils ist mit Hilfe weiterer Streuprozesse an akustischen Phononen möglich. Bei diesen Streuprozessen durchlaufen die Ladungsträger aber drei Bereiche: den Bereich, in dem sie noch 'heißen' Exzitonen entsprechen (thermische Region, 'TR'), den Bereich des sogenannten Polariton-Flaschenhalses ('polariton bottleneck' Region, 'BR') und den Bereich starker Kopplung bei kleinen  $k$  und kleinerer Verstimmung ('strong coupling' Region, 'SCR'). Der Flaschenhalsbereich stellt einen Engpaß der Relaxation von 'TR' nach 'SCR' dar und ergibt sich im wesentlichen durch zwei Aspekte: Zum einen sind die effektiven Rekombinationszeiten photonartiger Polaritonen (in 'SCR') um Größenordnungen kleiner als bei exzitonartigen Polaritonen (in 'TR'). Zum anderen ist die Relaxationszeit unter Einbeziehung akustischer Phononstreuung für photonartige Polaritonen (in 'SCR') wegen der stärker gekrümmten Disper-

sion viel länger als für exzitonartige Polaritonen (in 'TR'). Die Relaxation zu 'SCR' Polaritonen wird also in einem gewissen Umfang unterdrückt [85]. Dabei sind es gerade diese Polaritonen, die strahlend rekombinieren, also die Emission verursachen.

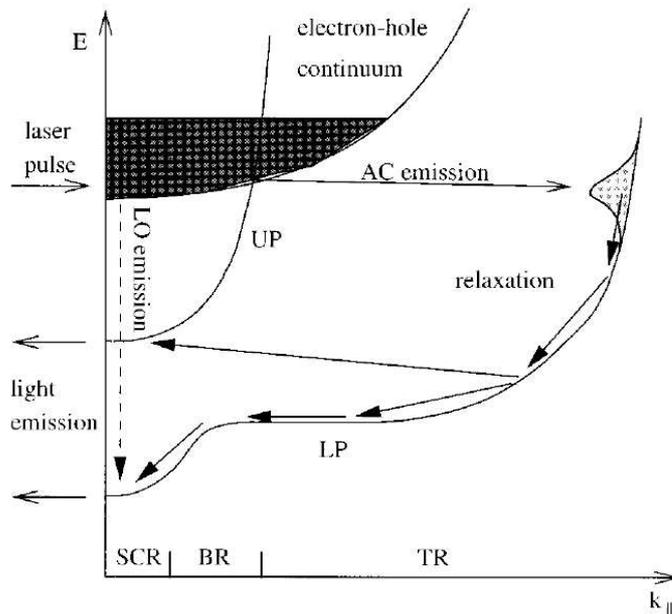


Abbildung 2.18: Polariton-Flaschenhals, Erläuterungen siehe Text. (Bild aus [84])

in einen Zustand des oberen und einen Zustand des unteren Polaritonastes auszunutzen [87]. Hier kommt dann auch der bosonische Charakter von Exziton und Photon ins Spiel, da durch ihn diese Streuprozesse mit zunehmender Besetzung der Endzustände effektiver werden.

Dieses Phänomen basiert im wesentlichen auf Relaxation durch akustische Phononen. Einen Ausweg bietet folglich die Verwendung anderer Streukanäle, die den Flaschenhals umgehen. Eine Möglichkeit besteht in der Bereitstellung freier Ladungsträger als zusätzliche Streukanäle bei gleichzeitig durchgeführter resonanter und nichtresonanter Anregung [86]. Des weiteren ist es denkbar, die Streuung zweier Exzitonon miteinander in einen Exzitonzustand und einen Zustand des unteren Polaritonastes oder in

### 2.3.2.2 Exziton- und Polariton-Boson

Eine wesentliche Eigenschaft von Bosonen ist, daß für sie kein Pauliprinzip wie für Fermionen gilt. Mehrere Bosonen können also den gleichen Zustand besetzen. Mehr noch: Ihre Wahrscheinlichkeit einen Zustand zu besetzen ist größer, je größer die Besetzung dieses Zustands bereits ist. Nun haben Exzitonon, da sie aus zwei Fermionen (Elektron und Loch) bestehen, einen ganzzahligen Spin und sind damit gewissermaßen Bosonen. Dieser Umstand wird im Konzept des *Exziton-Bosons* [8, 88] ausgenutzt. Hier geht man davon aus, daß drei Populationen eine Rolle spielen: die strahlend rekombinierende Exzitonpopulation  $N_0$  bei  $k = 0$ , die des Exzitonreservoirs  $N_k$ , welches durch die Laseranregung bei hohen  $k$  entsteht und die der Phononen  $n_k$  mit gleichem Impuls  $k$ . Damit kann man ein einfaches Ratengleichungssystem aufstellen, wobei  $\Gamma_{ph}$  die Exziton-Phonon-Streurate und  $\tau_{k,0}$  die Zerfallszeiten von  $N_{k,0}$  sind [28]:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}N_0 &= -\frac{N_0}{\tau_0} + \sum_k \Gamma_{ph}(k) [N_k(N_0 + 1)(n_k + 1) - N_0(N_k + 1)n_k] \\ \frac{d}{dt}N_k &= -\frac{N_k}{\tau_k} - \sum_k \Gamma_{ph}(k) [N_k(N_0 + 1)(n_k + 1) - N_0(N_k + 1)n_k]\end{aligned}\quad (2.16)$$

Anstelle der Besetzungsinversion tritt hier eine andere Bedingung, um nichtlineare Emission zu erhalten:

$$N_k > n_k \quad (2.17)$$

Dies ergibt sich aus dem Vergleich der beiden jeweils hinter den Summenzeichen stehenden Terme der Übergänge mit Phononenbeteiligung in der Raten-gleichung. Der jeweils erste Term ( $N_k(N_0 + 1)(n_k + 1)$ ) entspricht dem durch Phononen vermittelten stimulierten Übergang von  $N_k$  nach  $N_0$  und der zweite Term ( $N_0(N_k + 1)n_k$ ) der Absorption von  $N_0$  Exzitonen durch Phononabsorption. Um eine Nettoverstärkung von  $N_0$  zu erhalten, muß folglich der erste Term größer als der zweite sein und damit Gleichung 2.17 gelten.

Es zeigte sich aber, daß Exziton-Boson recht anfällig gegenüber Abschirmeffekten, 'phase-space-filling'\* und Streuprozessen sind und deshalb anscheinend auch noch nicht experimentell realisiert werden konnten [89, 28]. Bei der Analyse des nach Gleichung 2.17 mindestens erforderlichen  $N_k$  stellt man fest, daß dieser Wert proportional zu  $m^{1,5}$  ist, wobei  $m$  die Exzitonmasse angibt [28]. Deshalb bietet es sich an dem Exziton-Boson einen Polariton-Boson vorzuziehen, da das Polariton als Mischzustand zwischen Photon und Exziton zwar noch ein Boson darstellt, aber eine wesentlich kleinere Masse als das Exziton besitzt. Natürlich müssen die oben stehenden Ratengleichungen entsprechend modifiziert werden, aber der zugrundeliegende Effekt bleibt vergleichbar. Auf experimenteller Seite wurden einige Versuche durchgeführt, die bisher allerdings nicht eindeutig die Realisierbarkeit eines solchen Polariton-Bosons verifizieren konnten [90, 91].

### 2.3.2.3 Parametrische Streuprozesse

Eine weitere Möglichkeit der Überwindung des Polariton-Flaschenhalses ergibt sich durch parametrische Streuprozesse [92]. In Abbildung 2.19 ist eine solche Situation schematisch dargestellt. Bei resonanter Anregung am Wendepunkt der Polaritondispersion können zwei Polaritonen des entsprechenden Zustands unter Energie- und Impulserhaltung dergestalt miteinander streuen, daß eines zu  $k = 0$  relaxiert und das andere den Zustand beim zweifachen Wellenvektor einnimmt. Wieder werden die bosonischen Eigenschaften des Systems wichtig, da durch sie

---

\* 'Phase-space-filling', wörtlich übersetzt 'Phasenraumauffüllung', bedeutet soviel wie die Verhinderung von Teilchenübergängen zwischen Zuständen im Phasenraum, weil daran beteiligte Zustände bereits besetzt sind.

die Besetzung des Zustands bei  $k = 0$  den Streuprozeß begünstigt werden. Entsprechende Experimente sind in der Regel komplizierte Pump-Probe-Messungen.

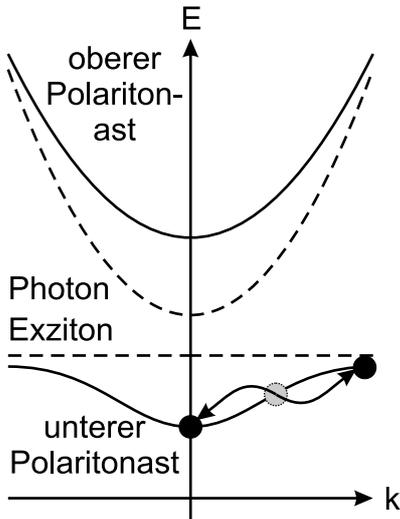


Abbildung 2.19: Parametrischer Streuprozeß

Dabei regen der Probestrahl bei  $k = 0$  und der Pumpstrahl resonant unter einem bestimmten Winkel,\* der dem Dispersionswendepunkt entspricht, an [92, 93]. Somit wird die Energie- und Impulserhaltung beim Streuprozeß ermöglicht (siehe zum Beispiel Abbildung 2.19).

Ein Vorteil wäre demnach die Realisation nichtlinearer Emission unter nichtresonanter Anregung. In den hier untersuchten II-VI-Mikroresonatoren ist dies weitaus einfacher möglich als in III-V-Mikroresonatoren, da die größere Oszillatorstärke den Aufbau größerer Polaronpulationen ohne nennenswerte Reduktion der Kopplungsstärke erlaubt. Eine Überwindung des Polaron-Flaschenhalses ist somit wesentlich einfacher.

### 2.3.3 Kopplung bei hohen Anregungsdichten

Zur Untersuchung nichtlinearer Phänomene in den vorliegenden CdTe-basierenden Mikroresonatoren wurde eine Reihe von anregungsleistungsabhängigen Meßserien bei verschiedenen Positionen entlang des Keils der Probe vorgenommen.

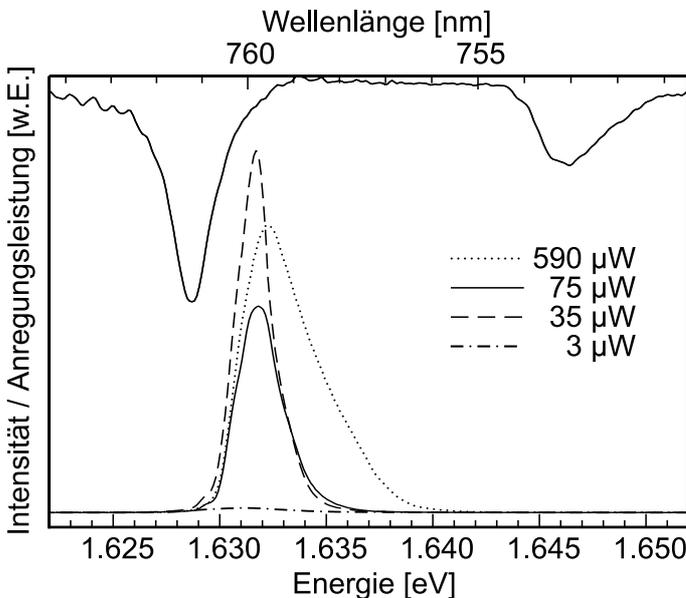


Abbildung 2.20: Einige anregungsdichtenormierte Photolumineszenzspektren (unten) und das entsprechende Reflexionsspektrum (oben).

\*Dieser Winkel wird manchmal auch als 'magischer' oder 'kritischer Winkel' bezeichnet.

Zunächst wird in Abbildung 2.20 eine Probenstelle, die zu einer Verstimmung von etwa  $\delta = -5$  meV bei 2 K gehört, untersucht. Im oberen Bereich der Abbildung ist das Reflexionsspektrum, welches an der gleichen Probenposition gemessen wurde, zum Vergleich eingezeichnet. Man erkennt deutlich, daß die im unteren Bereich der Abbildung aufgetragenen Photolumineszenzspektren eine Emissionsenergie aufweisen, die bis auf eine geringe Blauverschiebung dem unteren Polaritonast entspricht. Auffällig ist, daß die Intensität nicht linear mit der Anregungsleistung anwächst, sonst müßten in der gewählten anregungsleistungsnormierten Darstellung nämlich alle Spektren die gleiche Höhe aufweisen. Im Gegensatz dazu ist ein starker Anstieg von  $3 \mu\text{W}$  über  $35 \mu\text{W}$  nach  $75 \mu\text{W}$  zu verzeichnen, gefolgt von einem Abfall bei  $590 \mu\text{W}$ . Es liegen demnach wechselweise Bereiche mit superlinearem und linearem Intensitätsanstieg vor.

Das Photolumineszenzsignal ist gegenüber Reflexion schon bei geringer Anregungsleistung leicht blauverschoben (hier: 3 meV, in [26]: 2,7 meV). Außerdem weist es eine etwas größere Linienbreite auf, obwohl die Messung in beiden Fällen mit demselben Strahlengang erfolgte. Diese Linienverbreiterung und -verschiebung hat neben Abschirmeffekten und exzitonischen Streuverbreiterungen noch eine weitere Ursache. In Reflexion wird im wesentlichen nur Licht mit  $k_{\parallel} = 0$  eingestrahlt, reflektiert und detektiert, während die in Photolumineszenz erzeugten Photonen auch aus Zuständen mit einem Wellenvektor nahe um  $k_{\parallel} = 0$  stammen können (insbesondere in nichtlinearer Emission [94]), da auch diese besetzt werden. Diese Zustände mit  $|k_{\parallel}| > 0$  haben eine etwas höhere Energie und können dadurch zu einer gewissen Blauverschiebung und Linienverbreiterung beitragen. Allerdings kann nicht ausgeschlossen werden, daß es noch andere Phänomene geben kann, die hier eine Rolle spielen.

Des weiteren tritt mit ansteigender Anregungsleistung eine zusätzliche Blauverschiebung auf. Bei der höchsten Anregungsleistung weist das Spektrum sogar eine deutliche Änderung der Linienform, mit einem schulterartigen Fortsatz in der energetischen Lage des ungekoppelten Exzitons, auf. Die Zunahme der Blauverschiebung als auch das Auftauchen des Signals bei der ungekoppelten Exzitonenergie sind auf die dann abnehmende Oszillatorstärke zurückzuführen. Mit zunehmender Leistung reduziert sich die Oszillatorstärke durch den Abschirmeffekt (Abschnitt 2.2.6) [26], da hier vergleichsweise hohe Anregungsdichten vorliegen (Anregung mit frequenzverdoppeltem gütegeschaltetem modengekoppeltem Nd:YAG-Lasersystem). Diese Effekte werden im folgenden genauer besprochen.

### 2.3.3.1 Nichtlineare Emission im Bereich starker Kopplung

Deutlicher werden die vorliegenden Effekte nichtlinearer Emission in der direkten Auftragung der Intensität über der Anregungsleistung in Abbildung 2.21.

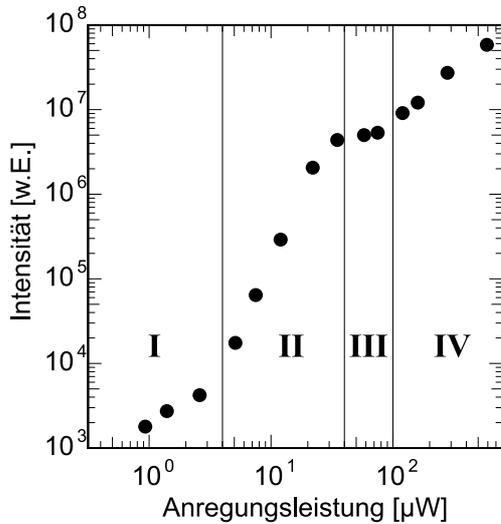


Abbildung 2.21: Intensität bei verschiedenen Anregungsleistungen

Plasma-Lasing setzt ein. Der Mikroresonator geht zunehmend in den normalen Halbleiterlaser- beziehungsweise VCSEL-Betrieb über. Starke Kopplung geht in schwache Kopplung über.

Demnach ist es möglich in Bereich (II) den Polariton-Flaschenhals zu überwinden und superlineare Emission durch starke Exziton-Photon-Kopplung zu realisieren, bevor in Bereich (III) die Kopplung nennenswert durch zu hohe Anregungsdichten gestört wird. Dies ist im verwendeten II-VI-Halbleitersystem sogar unter Verwendung nichtresonanter Anregung ohne weiteres möglich. Bei der Frage nach dem konkreten Ursprung dieser superlinearen Emission sind jedenfalls nichtlineare Emission aufgrund einer Besetzungsinversion eines Elektron-Loch-Plasmas oder lokalisierter Exzitonen auszuschließen, da zum Beispiel die Anregungsschwelle für nichtlineare Emission unabhängig von der Anzahl der Quantenfilme ist. Die Anzahl lokalisierter Zustände insgesamt ist proportional zur Quantenfilmanzahl. Würde eine Besetzungsinversion lokalisierter Exzitonzustände die superlineare Emission verursachen, müßte die Anregungsschwelle nichtlinearer Emission folglich von der Anzahl der lokalisierten Zustände — also der Quantenfilmanzahl — abhängen [95, 96]. Einflüsse der Endzustandsstimulierung des Boson-Mechanismus hingegen sind zumindest für Verstimmungen bei denen der untere Polaritonast ( $k = 0$ ) eine optische Phononenergie (21,4 meV) unterhalb des Exziton-Reservoirs liegt nachgewiesen [96]. Außerhalb dieses kleinen Verstimmungsbereichs dominieren aber andere Vorgänge.

Basierend auf Pump-Probe-Experimenten schlägt Huang Exziton-Exziton- und Exziton-Phonon-Streuvorgänge vor [97]. Dies ist in in Abbildung 2.22 skizziert. Die Polaritondispersion ist mit durchgezogenen Linien eingezeichnet, die ungekoppelten Moden sind mit gestrichelten Linien eingezeichnet. Streuvorgänge sind mit Pfeilen angedeutet. Die Streuung von Exzitonen an akustischen Phononen und an anderen Exzitonen kann im notwendigen Umfang Energie und Impuls umverteilen.

Sie vermag es, die Blockade des Flaschenhalses letztlich doch zu überwinden und zu superlinearer Emission zu führen. Dies trifft auch für die vorliegenden Proben zu. Dabei können einerseits Polaritonen durch geeignete Streuung in den Bereich von  $k = 0$  gestreut werden und andererseits die hohen Populationen von Polaritonen im Flaschenhalsbereich sogar zu Stimulationsvorgängen im Rahmen des Boser-Konzepts (siehe Abschnitt 2.3.2.2) führen. In Abschnitt 2.3.5 zeigt sich, welche Exziton-Streuvorgänge hier wohl die wichtigsten sind.

Über die betrachteten nichtlinearen Prozesse hinaus wurden in Proben des hier vorliegenden Aufbaus noch andere nachgewiesen, wie zum Beispiel die erwähnten parametrischen Verstärkungsvorgänge [98] bei resonanter Anregung (Vier-Wellen-Mischen). Sie spielen hier aber eine untergeordnete Rolle.

### 2.3.3.2 Linienverschiebung und Abschirmeffekt

Um in den Bereich nichtlinearer Emission, insbesondere bei höheren Temperaturen, vorzustößen, bedarf es relativ hoher Anregungsdichten. Es hat sich schon in Abschnitt 2.2.5 gezeigt, daß damit Abschirmeffekte relevant werden. Der Abschirmeffekt im Sinne des exciton-bleachings hängt dabei von der Anregungsleistung ab und modifiziert die Oszillatorstärke  $f$  beziehungsweise den Kopplungsparameter  $V$ . Temperaturanstiege beeinflussen die exzitonische Linienbreite, welche auch in die Gleichung für die Rabiaufspaltung (Gleichung 1.27) eingeht.

Um den Abschirmeffekt losgelöst von anderen Effekten betrachten zu können, bedarf es also eines grob genäherten Ausdrucks zur Beschreibung der Rabiaufspaltung, der unabhängig von der exzitonischen Linienbreite ist. Gleichung 1.27 kann man auch schreiben als:

$$\hbar\Omega_{PL} = 2V \sqrt{\sqrt{4 - \left(\frac{\gamma_P - \gamma_X}{V}\right)^2} \sqrt{1 + \frac{\gamma_P\gamma_X}{V^2}} - \left(1 + \frac{\gamma_P\gamma_X}{V^2}\right)} \quad (2.18)$$

Da  $\gamma_P$  und  $\gamma_X$  bei den hier betrachteten Strukturen ungefähr vergleichbare Größen haben\* und beide kleiner als  $V$  sind, ist in grober Näherung die Rabiaufspaltung  $\hbar\Omega$  proportional zu  $V$  beziehungsweise zur Wurzel der Oszillatorstärke. Damit

\*Dies gilt, aufgrund niedriger Temperaturen und vernachlässigbarer Streuvorgänge, solange  $\gamma_X$  nicht wesentlich anwächst.

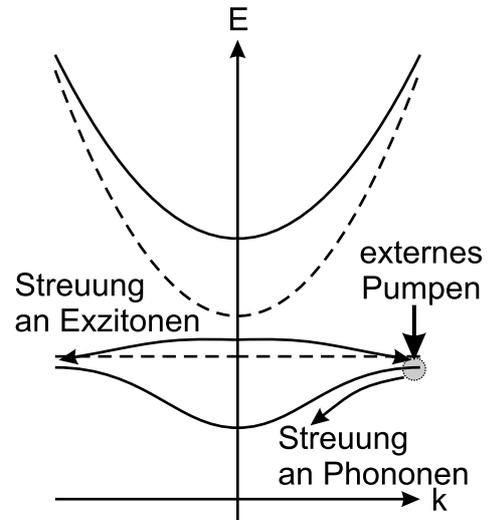


Abbildung 2.22: Exziton-Polaritonlaser nach [97].

können Auswirkungen des Abschirmeffekts auf die Rabiaufspaltung nach Abschnitt 2.2.6 grob abgeschätzt werden. (Wobei Gleichung 1.27 aber streng genommen nur für spontane und nicht für superlineare Emission hergeleitet wurde. Eine geeignetere theoretische Beschreibung unter Einbeziehung nichtlinearer Emission existiert aber bislang noch nicht.)

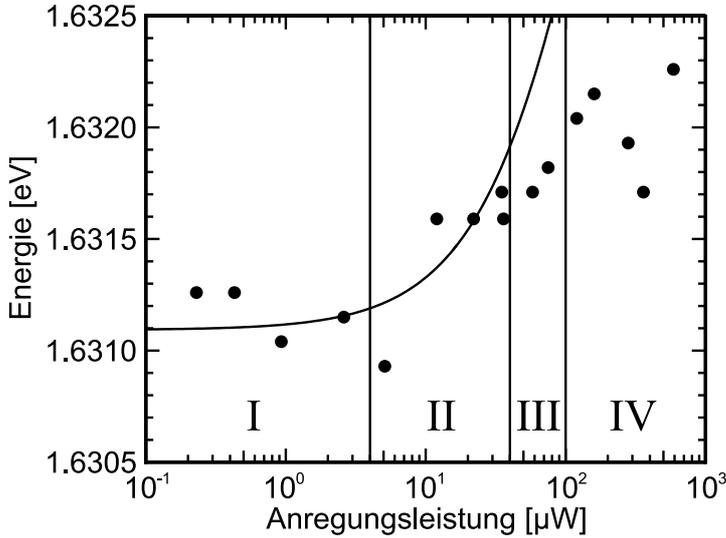


Abbildung 2.23: Emissionsenergie bei verschiedenen Anregungsleistungen und Abschirmeffekt

In Abbildung 2.23 ist die Emissionsenergie in Abhängigkeit von der Anregungsleistung für die Meßserie aus Abbildung 2.20 aufgetragen. Die Bereiche I bis IV aus Abbildung 2.21 sind ebenfalls gekennzeichnet. Außerdem ist eine Fitkurve (durchgezogene Linie) eingetragen, welche auf einer Abschätzung des Abschirmeffekts nach Abschnitt 2.2.6 und dem ein-

fachen Ansatz  $\hbar\Omega_{PL} \propto \sqrt{f}$  beruht. Im Bereich spontaner Emission (I) sind Auswirkungen des Abschirmeffekts so gut wie nicht vorhanden. Mit einsetzender nichtlinearer Emission (II) ist sein Einfluß auch noch sehr gering, führt er doch lediglich zu einer Reduktion der effektiv beobachtbaren Rabiaufspaltung um weniger als 1,5%. Erst als auch eine deutliche Linienverschiebung und -verbreiterung im Spektrum sichtbar wird und man im Sättigungsbereich (III) anlangt, erreicht die Reduktion der Rabiaufspaltung aufgrund des Abschirmeffekts nennenswerte Größen. Der Übergang zum ungekoppelten System beziehungsweise dem VCSEL-Betrieb ist fließend, obwohl auch noch im Bereich (IV) für kleinere Anregungsleistungen Reste starker Kopplung vorliegen.

### 2.3.3.3 Abschirmeffekt und Exzitonlinienverbreiterung

Um die Kombination von temperaturabhängigen Exzitonlinienverbreiterungen mit anregungsleistungsabhängigen Abschirmeffekten zu untersuchen, wurden bei verschiedenen Anregungsleistungen temperaturabhängig die Emissionsenergien der beiden Polaritonäste gemessen. Die entsprechenden Ergebnisse sind im linken Teil von Abbildung 2.24 mit ausgefüllten Kreisen dargestellt. Die gestrichelten Linien geben den Verlauf der ungekoppelten Exziton- und Photonmode an. Die Meßwerte wurden unter Berücksichtigung der Abschätzung für den Abschirmeffekt und der temperaturbedingten Linienverbreiterung der Exzitonmode ange-

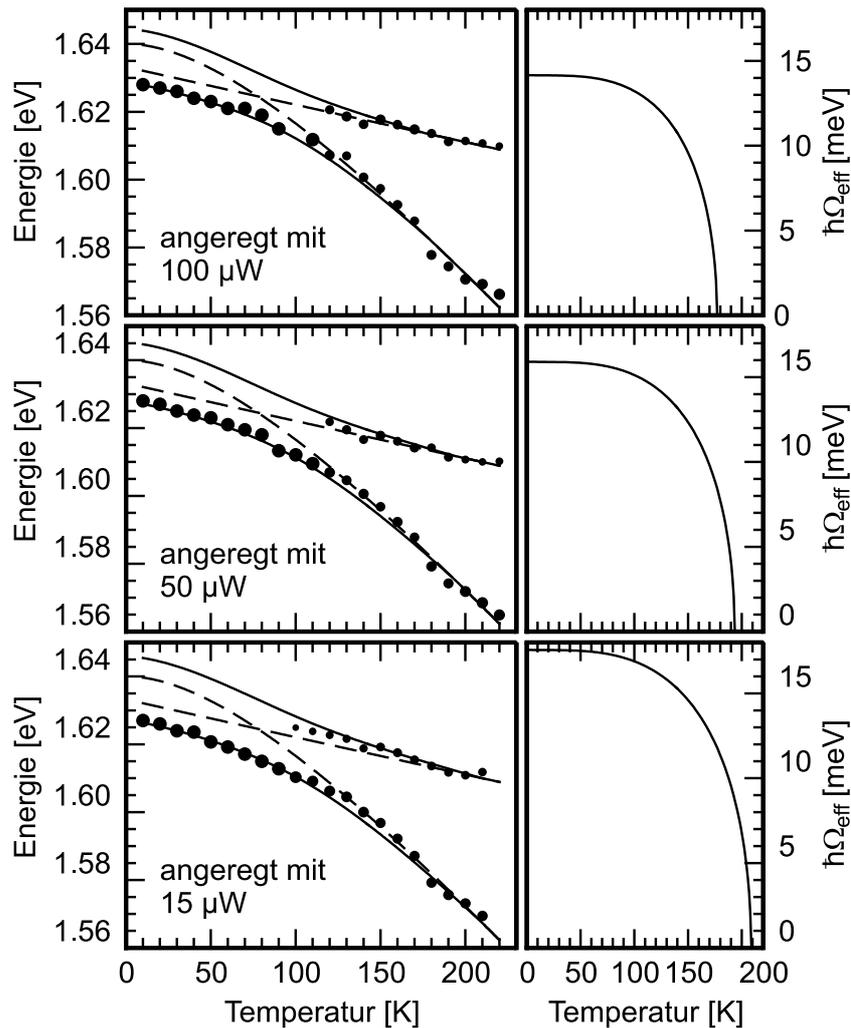


Abbildung 2.24: UP- und OP-Emissionsenergien bei verschiedenen Temperaturen und Anregungsleistungen (links) und zugehörige Rabiaufspaltungen (rechts).

fittet (durchgezogene Linien links). Im rechten Teil der Abbildung sind die sich unter Einfluß beider Effekte ergebenden Rabiaufspaltungen in Abhängigkeit der Temperatur aufgetragen. Man sieht, daß sich die beobachteten Emissionsenergien gut mit einer mit der Anregungsleistung und der Temperatur abnehmenden Rabiaufspaltung erklären lassen.

Zur Beschreibung der beobachteten Verringerungen der Rabiaufspaltung scheinen Abschirmeffekt und temperaturbedingte Exzitonlinienverbreiterung auszureichen. Eine darüber hinausgehende Berücksichtigung von Exziton-Exziton-Streuung oder ähnlichem scheint nicht erforderlich.

Ein weiterer interessanter Effekt deutet sich an, wenn man berücksichtigt, daß die Größe der Datenpunkte in Abbildung 2.24 für die Intensität des jeweiligen Emissionssignals steht. Der obere Polaritonast wird erst wirklich sichtbar wenn er

photonisch wird. Möglicherweise deutet dies auf eine geringfügige Bevorzugung des jeweiligen photonischen Astes in (nichtlinearer) Emission oder auf eine thermische Aktivierung des oberen Polaritonastes beziehungsweise der Photonmode hin. Allerdings muß man bei allen Interpretationen von Abbildung 2.24 vorsichtig sein. Zum einen liegt bei diesen Meßreihen bei 2 K bei 15  $\mu\text{W}$  noch keine, bei 100  $\mu\text{W}$  aber sehr wohl nichtlineare Emission vor. Zum anderen ist die Schwelle für nichtlineare Emission selbst auch temperatur- beziehungsweise verstimmungsabhängig (siehe Abschnitt 2.3.5). In Abbildung 2.24 wird folglich nicht zwischen spontaner und nichtlinearer Emission differenziert.\* Um dennoch die Rolle der Verstimmungsänderung und die Frage der bevorzugten Emission aus dem photonischen Ast beziehungsweise der thermischen Aktivierung zu klären, wird im folgenden näher auf diese beiden Fragestellungen eingegangen.

### 2.3.4 Emissionsintensität und Temperatur

Zur Klärung der Frage, ob die Emission aus dem photonischen Ast bevorzugt wird, oder ob bei den beobachteten Intensitätszunahmen des oberen Polaritonastes nach Durchfahren der Resonanz bei höheren Temperaturen in Abschnitt 2.3.3.3 ein rein thermischer Effekt vorliegt, wurde mit einer moderaten Anreizleistung von 10  $\mu\text{W}$  \*\* für verschiedene Verstimmungen das Intensitätsverhältnis der beiden Polaritonäste zueinander ermittelt.

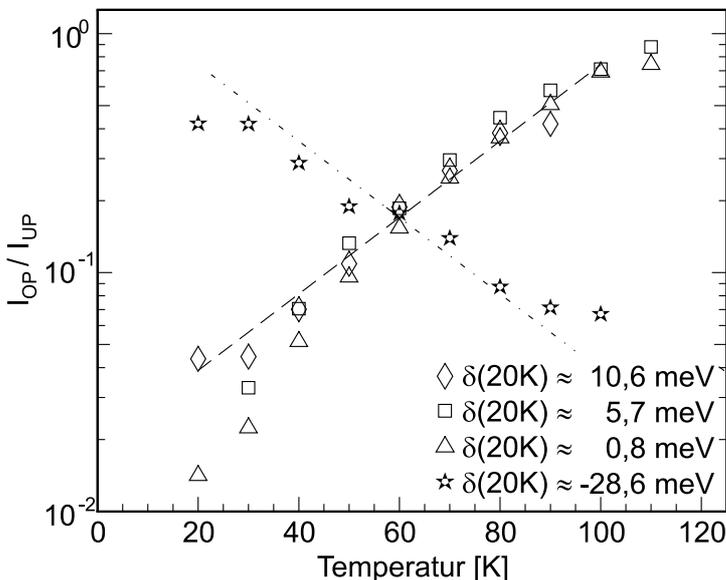


Abbildung 2.25: Verhältnis der Emissionsintensitäten beider Polaritonäste mit zunehmender Temperatur

In Abbildung 2.25 ist das Verhältnis der Intensität des oberen Polaritonastes  $I_{OP}$  und des unteren Polaritonastes  $I_{UP}$  bei verschiedenen Probenpositionen über der Temperatur aufgetragen. Im vorliegenden Temperaturbereich ändert sich die Verstimmung um etwa  $\Delta\delta \approx +15$  meV (siehe Abbildung 2.12). Das heißt anfängliche positive Verstimmungen wachsen um rund 15 meV an und eine anfängliche Verstimmung von -28 meV

\* Anhand der zugehörigen einzelnen Spektren läßt sich aber sagen, daß nichtlineare Emission bei 100  $\mu\text{W}$  von 2 K bis mindestens 100 K und bei 15  $\mu\text{W}$  bis mindestens 40 K vorliegt.

\*\* das heißt noch im Bereich linearer Emission

erreicht noch keine positiven Werte. Damit bleibt der vorherrschende photonische beziehungsweise exzitonische Charakter der Polaritonäste innerhalb jeder Meßreihe erhalten. Es verschiebt sich lediglich deren genaue Gewichtung. In der Abbildung werden mehrere Probenpositionen mit unterschiedlichen anfänglichen Verstimmungen zwischen 0 und 11 meV betrachtet. Alle zeigen ein vergleichbares Temperaturverhalten bezüglich des Intensitätsverhältnisses. Dies ist mit einer gestrichelten Gerade in der logarithmischen Auftragung der Abbildung angedeutet. Der für Probenpositionen mit  $\delta > 0$  beobachtbare Anstieg ist unabhängig von der Probenposition beziehungsweise Verstimmung, also tatsächlich nur temperaturbedingt.

Das Temperaturverhalten ändert sich drastisch, wenn man zu negativer Anfangsverstimmung übergeht. Hier liegt kein Anstieg, sondern ein Abfall vor. Mit einer punktiert-gestrichelten Linie ist in Abbildung 2.25 ein Abfall eingezeichnet, der eine negative Steigung besitzt, die den gleichen Betrag hat wie die positive Steigung der gestrichelten Gerade für Probenpositionen mit  $\delta(20K) > 0$ . Der Grund für den Vorzeichenwechsel der Steigung ist, daß bei negativer Verstimmung die beiden Polaritonäste gerade vertauschten Charakter gegenüber positiver Verstimmung haben. Der untere Polaritonast ist für  $\delta < 0$  photonisch und der obere exzitonisch. Für  $\delta > 0$  ist es genau umgekehrt (siehe Abbildung 1.4). Damit lassen sich die Beobachtungen in Abbildung 2.25 so deuten, daß der jeweilige photonische Polaritonast ziemlich unabhängig von der Verstimmung mit zunehmender Temperatur relativ zum exzitonischen Ast stärker emittiert.

Ähnliche Beobachtungen hat auch Wainstain im AlGaAs-Materialsystem gemacht [99, 100], wobei er aber Unterschiede für unterschiedliche Verstimmungen findet. Die bei größeren positiven Verstimmungen bei ihm zu beobachtende Zunahme der photonischen gegenüber der exzitonischen Mode mit der Temperatur führt er darauf zurück, daß man beide Moden für  $\delta > 0$  als im thermischen Gleichgewicht betrachten kann. Hierbei ergibt sich das Besetzungsverhältnis über  $\exp[-\delta(T)/kT]$ .<sup>\*</sup> Die notwendigen Umverteilungsprozesse laufen über Phononwechselwirkungen ab. Daß sich bei ihm für größere negative Verstimmungen keine wesentliche Änderung des Intensitätsverhältnisses einstellt, begründet er mit der mangelnden Ankopplung von photonischen Polaritonzuständen mit Phononen. Dies kann in dem hier vorliegenden CdTe-basierenden Strukturen natürlich anders sein, da II-VI-Materialien eine hohe Phononankopplung aufweisen [77]. Zwar sollten rein photonische Zustände nicht an Phononen ankoppeln, aber Polaritonen an sich beinhalten immer einen photonischen und exzitonischen Mischcharakter.

---

<sup>\*</sup>Eine logarithmische Auftragung des Intensitätsverhältnisses über  $1/T$  statt über  $T$  in Abbildung 2.25 würde wegen der  $\exp[-\delta(T)/kT]$  Abhängigkeit zwar auf den ersten Blick sinnvoller erscheinen, wäre aber doch eher irreführend, da in der Abbildung alle Datenpunkte unterschiedlichen  $\delta(T)$  entsprechen. Ein Datenpunkt-Symbol gehört hier jeweils nur zu einer Serie an einem festen Punkt auf der Probe, also zu einem festen  $\delta(20K)$ , nicht zu einem festen  $\delta$  für alle  $T$ . Da man  $\delta(T)$  (siehe Abbildung 2.12) im betrachteten Temperaturbereich gut  $\propto T^2$  annähern kann, wurde in Abbildung 2.25 eine Auftragung gegen  $T$  vorgenommen.

Es ist also möglich, daß im hier vorliegenden Materialsystem erst bei sehr großen negativen Verstimmungen der zu einer effektiven Thermalisierung notwendige exzitonische Anteil am Polaritonenzustand unterschritten wird.

Daß bei positiver Verstimmung in Abbildung 2.25 eine Zunahme des Emissionsanteils des oberen Polaritonastes erfolgt, läßt sich also durch das thermische Gleichgewicht analog den Beobachtungen von Wainstain erklären. Bei positiver Verstimmung ist der obere Polaritonast photonisch, der untere exzitonisch. Der untere Ast wird bei tiefen Temperaturen stärker besetzt, allein schon, weil durch den anregenden Laserpuls Exzitonen, und damit primär exzitonische Polaritonen, erzeugt werden. Der untere Polaritonast kann wegen seines exzitonischen Charakters gut an Phononen ankoppeln. Mit zunehmender Temperatur gleicht sich die Besetzung beider Äste also immer mehr an. Die Emission kommt zunehmend auch aus dem oberen Ast.

Das Verhalten bei negativer Verstimmung ergibt sich anscheinend hingegen daraus, daß der obere, hier exzitonische, Polaritonast viel effektiver an Phononen ankoppelt als der untere, hier photonische, Ast [100]. Die Emission aus dem unteren Polaritonast ist energetisch günstiger. Bei tiefen Temperaturen relaxiert ein großer Teil der erzeugten Population des oberen Astes vor der strahlenden Rekombination via Phononenstreuung in den unteren Polaritonast. Bei höheren Temperaturen wird diese phonongestützte Relaxation noch viel effektiver. Die Intensität des oberen Polaritonastes nimmt ab, da der untere Ast wesentlich schwächer an Phononen ankoppelt.

Möglicherweise spielen bei diesen dynamischen Prozessen noch weitere Streuprozesse eine Rolle, wie Exziton-Exziton-Streuung im Umfeld des exzitonischen Polaritonastes. Im allgemeinen nehmen exzitonische Streuprozesse aber mit der Temperatur zu und fügen sich entsprechend in die skizzierte Erklärung der Beobachtungen in Abbildung 2.25 ein.

### 2.3.5 Schwelleistung und Verstimmung

Wie in Abschnitt 2.3.3.3 bereits festgestellt wurde, ist die Schwelle für nichtlineare Emission temperatur- beziehungsweise verstimmungsabhängig. Dabei führen Temperaturänderungen zu einer Änderung der Verstimmung und damit ist die Temperaturabhängigkeit der Schwelle teilweise auch wieder auf die Verstimmungsabhängigkeit zurückzuführen. Deshalb wird hier die Verstimmungsabhängigkeit näher betrachtet. Hinsichtlich der reinen Temperaturabhängigkeit findet Boëuf eine exponentielle Zunahme der Schwellenleistung mit der Temperatur mit einer charakteristischen Temperatur von 45 K und einem Plateau ab 150 K [101]. Bei einer Temperatursteigerung um 100 K steigt also die Schwelle um weniger als eine Größenordnung an.

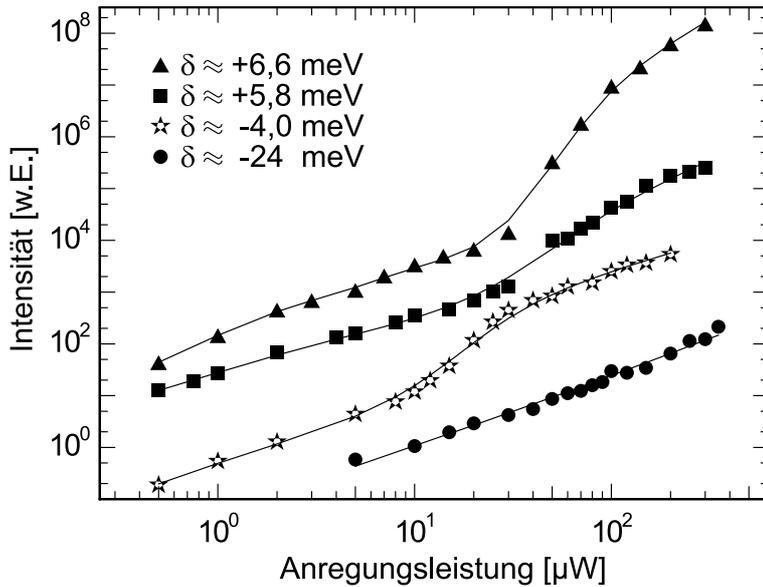


Abbildung 2.26: Leistungsserien bei verschiedenen  $\delta$

Bei der am stärksten negativen Verstimmung ist überhaupt kein Übergang zu superlinearer Emission feststellbar. Die entsprechende Anregungsschwelle ist höher als die betrachteten Anregungsleistungen. Bei den beiden Serien mit mittlerer Verstimmung liegt die Schwelle im betrachteten Bereich. Für die betragsmäßig größere Verstimmung  $\delta \approx +5,8$  meV ist sie größer als für  $\delta \approx -4,0$  meV. Dieser Anstieg der Schwelle mit  $|\delta|$  setzt sich bei  $\delta \approx +6,6$  meV fort.

In Abbildung 2.26 sind die spektral integrierten Intensitäten des unteren Polaritonastes für verschiedene Verstimmungen  $\delta$  über der Anregungsleistung aufgetragen. Für eine übersichtliche Darstellung sind die Kurven in der Abbildung vertikal gegeneinander verschoben worden. Verfolgt man die einzelnen Leistungsserien von der geringsten bis zur höchsten Verstimmung,

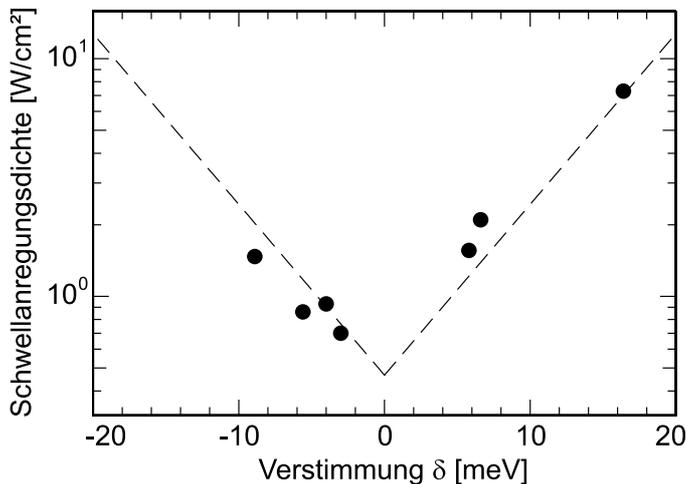


Abbildung 2.27: Schwellen nichtlinearer Emission bei verschiedenen Verstimmungen

Die Datenpunkte sind mit ausgefüllten Kreisen markiert. Zusätzlich sind außerdem gestrichelte Linien eingezeichnet, die zur Veranschaulichung der ungefähr linearen Abhängigkeit des Logarithmus der Schwellenanregungsleistungsdichte von der Verstimmung dienen. Der Anstieg der Schwellenleistungsdichte beträgt etwa eine Größenordnung pro 8 meV absolutem Verstimmungsanstieg. Boëuf berichtet

In Abbildung 2.27 ist die Schwellenleistungsdichte, also die Anregungsleistungsdichte, oberhalb der eine Abweichung vom Verhalten linearer Emission auftritt, in Abhängigkeit von der Verstimmung  $\delta$  für einige Leistungsserien aufgetragen. Die Datenpunkte sind mit ausgefüllten Kreisen markiert. Zusätzlich sind außerdem gestrichelte Linien eingezeichnet, die zur Veranschaulichung der ungefähr linearen

in [102] von einem vergleichbaren Verhalten. Bei ihm steigt die Schwellanregungsleistung etwa alle 12 meV um eine Größenordnung. Ab einem gewissen positiven Verstimmungswert um 20 meV erhält er keine superlineare Emission mehr und bei  $\delta \approx -15,7$  meV (eine optische Phononenergie über dem  $k_{\parallel} = 0$  Zustand) tritt sehr scharf eine Schwellanregungsleistungsveringerung basierend auf der dort sehr effektiven Phononstreuung auf.

Diese Verstimmungsabhängigkeit stützt die Annahme von Streuprozessen von Exzitonen untereinander als eine wichtige Grundlage der beobachteten nichtlinearen Emission. Für Phonon-Streuprozesse alleine ließe sie sich nicht so einfach begründen. Im Exziton-Exziton-Streubild bietet sich jedoch folgende Erklärung an: Bei sehr kleiner Verstimmung  $\delta$  liegt das durch den anregenden Laserpuls generierte Exziton-Reservoir energetisch in der Mitte zwischen dem oberen und dem unteren Polaritonast. Dadurch können die dortigen Exzitonen ( $X_{1,2}$ ) unter Energie- und Impulserhaltung miteinander in Zustände des oberen und unteren Polaritonastes (OP, UP) streuen [96]:

$$X_1(E_X, k_{\parallel}) + X_2(E_X, -k_{\parallel}) \rightarrow \text{OP}(E_X + \hbar\Omega/2, 0) + \text{UP}(E_X - \hbar\Omega/2, 0) \quad (2.19)$$

Bei nicht verschwindender Verstimmung liegen die Endzustände der Streuprozesse entsprechend nicht beide auf der Polaritondispersion. Diesen Prozeß ( $X_1 + X_2 \rightarrow \text{UP} + X$  analog [103]) bezeichnet man nach den Endzuständen oft auch eher als 'Exziton-Polariton-Streuvorgang'.

Die Referenz [103] entnommene Abbildung 2.28 verdeutlicht diesen Prozeß anhand der Dispersionen des unteren Polaritonastes und des Exzitons. Der Nullpunkt der Energieskala wurde in dieser Darstellung bei der Energie des Exzitons bei  $k_{\parallel}=0$  gewählt. Energien wurden hier mit  $\epsilon$  symbolisiert.

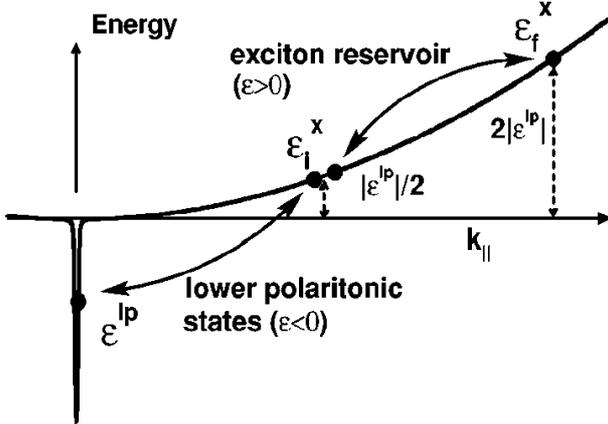


Abbildung 2.28: Streuung zweier Reservoir-Exzitonen in einen Zustand des unteren Polaritonastes und ein höherenergetisches Reservoir-Exziton (Abbildung aus [103])

Zwei Exzitonen des durch den anregenden Laser erzeugten Exzitonreservoirs streuen miteinander so, daß ein Exziton sehr großen Wellenvektors und hoher Energie erzeugt wird und ein entsprechender Zustand des unteren Polaritonastes unter Energie- und Impulserhaltung besetzt wird. Insbesondere für die in dieser Arbeit vorliegenden CdTe-basierenden Mikroresonatoren passen die experimentellen Ergebnisse am besten zu Streuvorgängen der Gestalt wie sie in Abbildung 2.28 skizziert sind [104].

Nichtlineare Emission aufgrund Streuung zweier Exzitonen miteinander dürfte aber zu einer quadratischen Abhängigkeit der emittierten Intensität von der

Anregungsleistung führen. Beispielsweise in Abbildung 2.21 zeigt sich jedoch eine Steigung von etwa 2,8 in der doppeltlogarithmischen Darstellung. Dies deutet darauf hin, daß neben der reinen Exziton-Exziton-Streuung tatsächlich noch Phononenstreuung eine Rolle spielt, wie von Huang [97] berichtet, siehe Abbildung 2.22.

# Kapitel 3

## Turmstrukturen mit dreidimensionalem photonischem Einschluß

In den bisherigen Kapiteln wurden unstrukturierte CdTe-basierende Mikroresonatoren mit eindimensionalem photonischem Einschluß vorgestellt. Es wurden Effekte starker Licht-Materie-Kopplung ebenso demonstriert wie hierauf basierende superlineare Emissionsphänomene. Letztere sind insbesondere für zukünftige 'laserähnliche' Bauelemente interessant.

Realisationen von herkömmlichen Halbleiterlasern mit einem ähnlichen Aufbau, also mit den eigentlichen planaren Resonator umgebenden Braggspiegeln, gibt es in Form von VCSEL schon länger. Diese werden allerdings üblicherweise nicht im Bereich starker Kopplung betrieben, allein schon weil kommerzielle Systeme auf III-V-Halbleitern mit entsprechend viel geringerer Kopplungsstärke basieren.

Dank geeigneter Strukturierungsprozesse kann außerdem mittlerweile auch ein dreidimensionaler photonischer Einschluß definiert werden. Dabei kommt es aufgrund des Purcelleffekts [105] in Systemen mit dreidimensionalem photonischem Einschluß auf Ausdehnungen, die der eingeschlossenen Wellenlänge nahe kommen, zu einer Zunahme der spontanen Emissionsrate um den Faktor:

$$F = \frac{3Q\lambda^3}{4\pi n^3 V} \quad (3.1)$$

In diesen '*Purcell-Faktor*' gehen neben der Wellenlänge  $\lambda$  nur die Resonatorgüte  $Q$ , der Brechungsindex  $n$  und das effektive Volumen  $V$ , welches die elektrische Mode im Resonator ausfüllt, ein. Es handelt sich also wirklich um einen rein resonatorgeometrischen Effekt beziehungsweise um einen Effekt, der auf die veränderte photonische Zustandsdichte zurückzuführen ist. Zudem stellt spontane Emission in nichtlasernde Moden die größte Verlustquelle für Laserbauteile dar. Bei dreidimensionalem photonischem Einschluß auf hinreichend kleinem Raum wird jedoch

die Anzahl der Moden pro Frequenzintervall sehr klein (veränderte Zustandsdichte), so daß sich der größte Teil der Emission über eine lasernde Mode vollzieht. Dadurch verkleinert sich folglich ebenfalls die für die Laserschwelle notwendige Anregungsleistung [106].

Effekte starker Kopplung in III-V-basierenden Mikroresonatoren mit dreidimensionalem photonischem Einschluß wurden bereits erforscht, allerdings hauptsächlich im Bereich spontaner Emission [19, 45]. Erst in letzter Zeit findet nichtlineare Emission hier Beachtung [18]. Allerdings handelt es sich dabei um parametrische Streuvorgänge die resonante Anregung voraussetzen. Für eventuelle spätere Anwendungen mit nichtresonanter elektrischer Anregung ist dies nicht von Vorteil.

### 3.1 Präparation von Turmstrukturen

Bevor nichtlineare Emissionsphänomene an photonischen Punktstrukturen auf CdTe-Basis untersucht werden können, müssen derartige Strukturen erst einmal hergestellt werden. Mittels eines geeigneten Ätzprozesses werden lateral Türme auf der Probe strukturiert, die den dreidimensionalen Resonator bilden. Damit ergeben sich einige Anforderungen an die Prozeßabfolge:

- schädigungsarmer Prozeß (Spiegel und Quantenfilme sollen intakt bleiben)
- Strukturweiten im Mikrometerbereich (Strukturen mit der Wellenlänge vergleichbaren Ausdehnungen)
- hohe Ätztiefe (durch obere Spiegel und Resonator hindurch)
- glatte und senkrechte Ätzflanken (geringe Verluste)

Wie diese Anforderungen mit dem zur Verfügung stehenden System zum *'Reaktiven Ionenätzen'* (*reactive ion etching*, kurz: RIE) erfüllt werden können wird im folgenden aufgezeigt.

#### 3.1.1 Maskierung

Um die erforderliche hohe Ätztiefe von über  $2\ \mu\text{m}$  gewährleisten zu können, bedarf es einer recht stabilen Maske. Das heißt die Maske muß während der gesamten notwendigen Ätzdauer dem Ätzvorgang standhalten. Im Rahmen dieser Arbeit wurden im wesentlichen zwei Maskierungsstrategien entwickelt, zum einen Metallmasken und zum anderen Masken aus optischem Negativlack.

##### 3.1.1.1 Metallmasken

Bei der Entwicklung geeigneter Metallmasken für die laterale Strukturierung wurden die Materialien Titan, Nickel und Chrom eingesetzt. Außerdem wurde mit

Siliziumdioxid eine Oxidmaske entwickelt. Die Metalle wurden auf die jeweilige Probe aufgedampft. Siliziumdioxid hingegen wurde aufgesputtert. Die Prozeßfolge bis zur fertigen Mikroresonatorprobe ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Zunächst wird die Oberfläche der anfangs noch unstrukturierten Probe (1) mit  $1\ \mu\text{m}$  PMMA\* belackt (2). In den jetzt folgenden zwei Schritten wird das gewünschte Muster mit Elektronenstrahlen (100 keV) in den Lack geschrieben (3). Bei der anschließenden Entwicklung des Positivlacks (4) wird dieses Muster

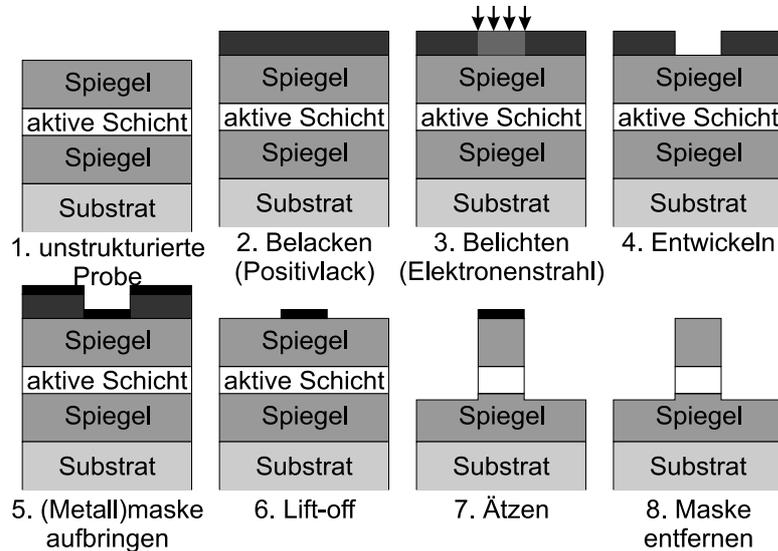


Abbildung 3.1: Strukturierungsprozeß mit Metallmasken

einer Isopropol-Methylisobutylketon-Lösung (Mischverhältnis 3:1) herausgelöst. Diejenigen Bereiche, die später im Halbleiter nicht geätzt werden sollen, sind vom Lack nicht bedeckt (daher Positivlack). Nun kann die gewünschte Maske aufgebracht werden (5). Der noch stehengebliebene Lack mit der überschüssigen Maske wird danach in  $80^\circ\text{C}$  warmen Pyrrolidon im Ultraschallbad (30% Intensität) abgelöst (6). Es verbleibt also nur die Maske im gewünschten und mit den Elektronenstrahlen geschriebenen Muster direkt auf dem Halbleiter, der nun geätzt wird (7). Da die verwendeten Metalle in den für das Ätzen notwendigen Dicken lichtundurchlässig sind, muß in einem letzten Schritt vor der spektroskopischen Analyse der Strukturen die Maske wieder entfernt werden. Hier hat es sich gezeigt, daß es am besten ist, als untersten Maskenbestandteil eine dünne Schicht Titan zu verwenden, da Titan sich mit einprozentiger Flußsäure gut wieder entfernen läßt. Die Flußsäure greift dabei den II-VI-Halbleiter nicht merkbar an. Eine Alternative zum flußsäurelöslichen Titan besteht in der Verwendung von wasserlöslichem Bariumfluorid ( $\text{BaF}_2$ ) oder dem punktgenauen Ätzen bis die Maske gerade abgetragen ist.

Neben der materialbedingten Haltbarkeit im zu verwendenden Trockenätzprozeß spielt für das Maskendesign noch ein weiterer Faktor eine entscheidende Rolle. Wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist, kann es leicht zu Haftungsproblemen des Maskenmaterials auf dem Halbleiter kommen, welche in gewölbten Masken

\*Polymethylmethacrylat, kurz: PMMA, ist im täglichen Leben als Acryl- oder Plexiglas bekannt. In der Halbleiterstrukturierung wird es als elektronenstrahlempfindlicher Positivlack eingesetzt.

nicht sehr großer Haltbarkeit resultieren.

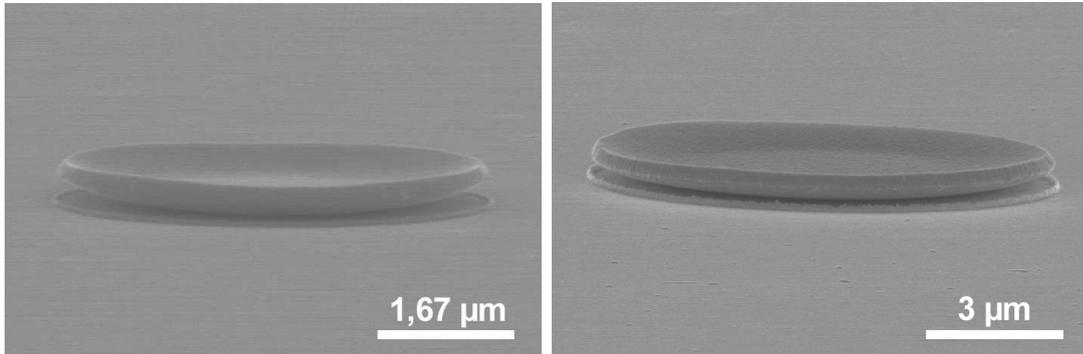


Abbildung 3.2: Problem der Maskenwölbung,  
links: Metallmaske aus 50 nm Titan und 300 nm Nickel auf GaAs  
rechts: Metallmaske aus 50 nm Bariumfluorid und 300 nm Nickel auf GaAs

Neben der Verwendung reiner Nickel- oder Chrommasken wurden deshalb auch Kombinationssysteme erprobt: Chrom-Nickelmasken (kurz: CrNi-Maske) der Schichtfolge Chrom/Nickel/Chrom/Nickel, wobei jeweils die doppelte Schichtdicke Nickel gegenüber der Chromschichtdicke verwendet wurde (z.B. 18 nm Cr / 36 nm Ni / 18 nm Cr / 36 nm Ni). CrNi-Masken (bis 300 nm) ohne Titan und Siliziumdioxidmasken (380 nm) haften gut auf den zu Testzwecken verwendeten GaAs-Proben, ebenso 200 nm Siliziumdioxid auf einer 200 nm dicken TiCrNi-Maske. Bei Verwendung von Titan halten CrNi-Masken nur bis etwa 270 nm. Auf  $\text{Cd}_{0,7}\text{Mg}_{0,3}\text{Te}$  sieht die Maskenhaftung wiederum etwas anders aus. TiCrNi-Masken haften bis 160 nm gut, 300 nm dicke NiCr-Masken schlecht. Eine Verbesserung der Haftung ergibt sich für aufgesputterte Cr-Masken, welche bis 300 nm Dicke gut haften.

Der zweite entscheidende Punkt im Maskendesign ist die Beständigkeit gegenüber dem Ätzprozeß selbst. In Abbildung 3.3 ist die mittels Dektak gemessene Ätztiefe gegen die Ätzdauer für einen typischen Ätzvorgang aufgetragen (Ar /  $\text{BCl}_3$

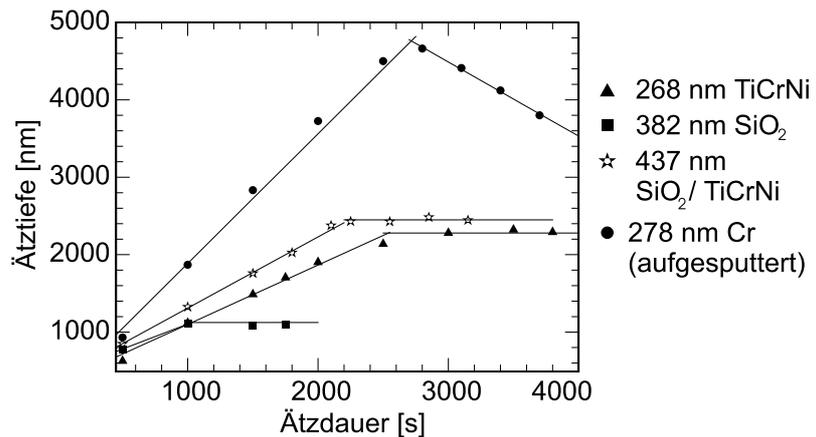


Abbildung 3.3: Maskenerosion mit der Ätzdauer  
Die Ätztiefe ist dabei die Differenz der Probenhöhe im noch maskierten Bereich zum maskenfrei belassenen Bereich. Das heißt sobald in dieser Auftragung

kein weiterer Anstieg der Ätztiefe zu beobachten ist, kann davon ausgegangen werden, daß die Maske vollständig abgetragen wurde. Aus dem Zeitpunkt der vollständigen Abtragung der Maske und der verwendeten Maskendicke läßt sich die Ätzrate der jeweiligen Maskenkombination ermitteln. Um durch den oberen Braggspiegelstapel und den Resonator hindurchätzen zu können, ist eine Ätztiefe von über  $3,2 \mu\text{m}$  erforderlich. Dies entspräche etwa 2100 Sekunden Ätzzeit (siehe Abschnitt 3.1.2). Zum Durchätzen der oberen Spiegel alleine ( $2,5 \mu\text{m}$ ) benötigt man rund 1700 Sekunden. Aus den ermittelten Ätzraten der Masken kann mit dieser Zeit die notwendige Maskendicke für die jeweilige Ätztiefe im Halbleiter bestimmt werden. Es ergibt sich also die in Tabelle 3.1 aufgelistete Situation.

Maske	Ätzrate	nötige Dicke für		Haftung bis ca.	erreichbare Ätztiefe
		$3,2 \mu\text{m}$	$2,5 \mu\text{m}$		
TiNiCr	0,106 nm/s	223 nm	180 nm	160 nm	$\sim 2,5 \mu\text{m}$
SiO <sub>2</sub>	0,39 nm/s	828 nm	670 nm	400 nm	$< 2,5 \mu\text{m}$
Cr	0,10 nm/s	210 nm	170 nm	300 nm	$> 3,5 \mu\text{m}$

Tabelle 3.1: Haftung und erreichbare Ätztiefen für verschiedene Masken

Wegen der starken Maskenerosion ist eine Maske mit Siliziumdioxid nicht praktikabel. Eine TiCrNi-Maske hingegen erlaubt es den oberen Braggspiegelstapel durchzuätzen. Daß dies ausreicht um dreidimensionale optische Einschlüsse beobachten zu können, wird später noch demonstriert. Insgesamt scheint die Chrommaske die Maske der Wahl zu sein, sind mit ihr doch Ätztiefen bis weit in den unteren Braggspiegelstapel hinein realisierbar. Abbildung 3.4 zeigt eine solche Chrommaske. Die Haftung der Maske ist ausgezeichnet, ihre Beständigkeit gegenüber dem Ätzprozeß wie oben beschrieben auch. Allerdings ist in der Abbildung ein unschöner Effekt erkennbar, der sich bei diesen Masken anscheinend nicht ganz vermeiden läßt: Die Maskendicke ist nicht über ihre gesamte Fläche homogen und am Rand ist eine Art 'Krone' erkennbar. Letztere ist das Ergebnis der verstärkten Chromanlagerung an den Lackrand während des Sputterns. Dieser Effekt ist leider nicht zu vermeiden. Beim Ätzen wirkt sich dies sehr ungünstig aus.

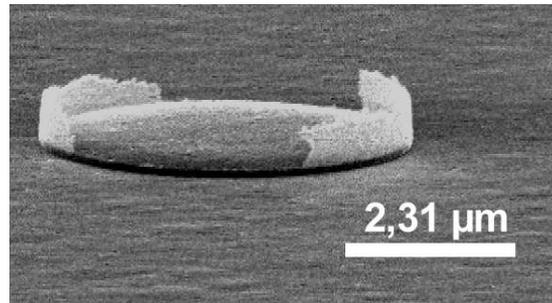


Abbildung 3.4: Chrommaske (240 nm)

Zum einen wird eine hohe Ätztiefe von über  $3,2 \mu\text{m}$  nur bei großen Strukturen erreicht. Bei Türmen mit Kantenlängen kleiner  $7 \mu\text{m}$  degradiert die Maske so vorzeitig, daß diese Ätztiefe nicht mehr erreicht werden kann.

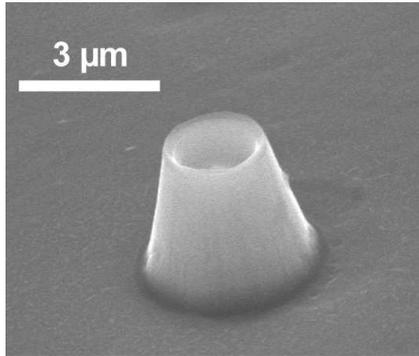


Abbildung 3.5: Auswirkungen der Chrommaskendegradation den Masken-Lift-off notwendige

Zum anderen führt diese Degradation auch zu einem ungleichmäßigen Ätzen der Turmoberseiten, wie Abbildung 3.5 zeigt. In der Turmmittle degradiert die Maske schneller als am Rand, deshalb ist in der Mitte die Ätztiefe größer. Möchte man diesen unschönen Effekt vermeiden, aber dennoch Ätztiefen erreichen, die sich mit einer TiNiCr-Maske nicht realisieren lassen, so muß man auf eine gänzlich andere Maske zurückgreifen. Eine Möglichkeit hierfür bieten die im nächsten Abschnitt vorgestellten Negativlackmasken, bei denen Metalle bis auf das für Titan überhaupt nicht zum Einsatz kommen.

### 3.1.1.2 Negativlackmaske

Um hohe Ätztiefen erzielen zu können, wurde ein weiteres Maskendesign entwickelt. Anstelle einer Chrommaske oder einer TiNiCr-Kombination wurde der optische Negativlack AR-U-4030 (mit einer dünnen Schicht Titan zur Ermöglichung der Maskenabnahme nach beendeter Prozessierung) verwendet. Die Prozeßfolge ist in Abbildung 3.6 skizziert.

Auf die unstrukturierte Probe wird zunächst flächig 50 nm Titan aufgedampft (1), danach 1 µm optischer Negativlack AR-U-4030 aufgebracht (2). Mittels optischer Belichtung mit ultraviolettem Licht wird nun das gewünschte Muster in den Lack hinein geschrieben (3). Nach der Entwicklung (4) bleibt das Muster im Lack stehen (Negativlack). Beim folgenden Ätzschritt (5) wirkt es als Ätzmaske. Die Maske wird zum Abschluß (6) mit zehnprozentiger Flußsäure abgenommen. Im Gegensatz zum Metallmaskenprozeß ist dieser Schritt etwas diffiziler. Einprozentige Flußsäure reicht nicht aus und ein Absprühen der fertigen Strukturen mit Stickstoffgas führt zum Abbrechen der tiefgeätzten ( $>3,5\mu\text{m}$ ) Türme. Beim Lackablösen ist auch darauf zu achten, daß das Probensubstrat beim Eintauchen in die Flußsäure

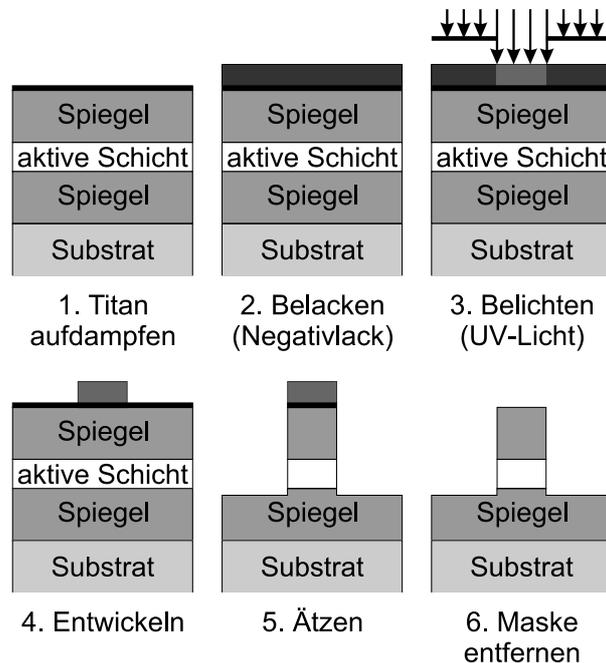


Abbildung 3.6: Strukturierungsprozeß mit Negativlackmasken

stets nach oben zeigt, damit der Lack beim Loslösen nach unten von der Probe weg fällt. Zwar ist der Lack zu einem gewissen Grad transparent und stört deshalb in der optischen Analyse nicht sehr, aber bei Bestrahlung mit dem Laser beginnt er auf der Probe zu schmelzen und dadurch die Messung zu verfälschen.

Trotz der etwas erschwerten Maskenabnahme stellt dieser Prozeß eine Verbesserung des Metallmaskenprozesses hinsichtlich der erreichbaren Ätztiefen im Halbleiter dar. Die Negativlackmaske läßt ohne weiteres Ätzzeiten bis über 5500 Sekunden zu. Es gelang Ätztiefen bis  $3,7 \mu\text{m}$  im Mikroresonatormaterial zu realisieren. In Abbildung 3.7 ist eine elektronenmikroskopische Aufnahme eines Turms zu sehen, der mit dem Negativlackprozeß auf einer Mikroresonatorprobe hergestellt wurde. Die Ätztiefe liegt über  $3,2 \mu\text{m}$  — der eigentliche Resonator wurde also gänzlich durchgeätzt. Im oberen Bereich des Turmes ist die noch vorhandene Negativlackmaske in dunklerer Farbe erkennbar. Es treten keine Haftungsprobleme auf und die Maske selbst ist wesentlich beständiger gegenüber dem Ätzprozeß als die untersuchten Metallmasken.

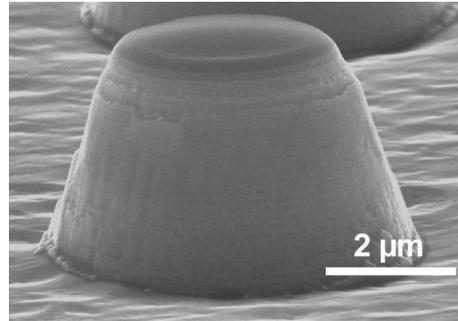


Abbildung 3.7: geätzter Mikroresonator mit Negativlackmaske

Wie der eigentliche Ätzprozeß gestaltet werden muß, um optimale Ergebnisse hinsichtlich Steilheit der Ätzflanken und Reduktion der Ätzdauer und Ätzschäden zu erzielen, wird im folgenden erläutert.

### 3.1.2 Trockenätzprozeß

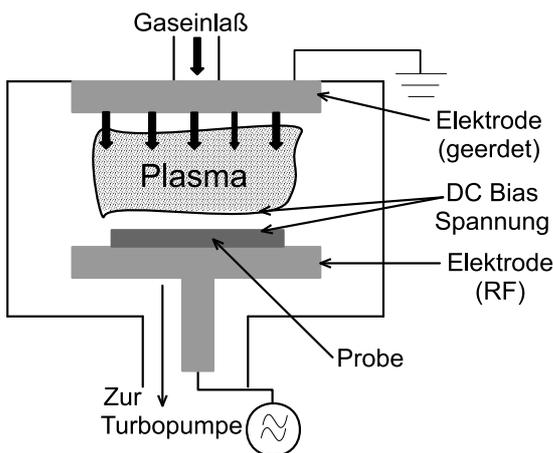


Abbildung 3.8: schematische Darstellung der Reaktive-Ionen-Ätzanlage

Zur Durchführung des eigentlichen Ätzvorgangs stand ein Parallelplattenreaktor der Firma Leybold zum reaktiven Ionenätzen zur Verfügung. Dessen Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.8 dargestellt. Über ein Schleusensystem wird die Probe in das Vakuum ( $1 \cdot 10^{-7}$  mbar) der Ätzkammer (eine von insgesamt vier Kammern) eingebracht. Sie liegt dann auf einem Siliziumtransportwafer auf einer wassergekühlten Elektrode ( $20^\circ\text{C}$ ) auf. Diese untere Elektrode ist von der übrigen Kammer elektrisch isoliert. Zwischen ihr und der geerdeten oberen Elektrode wird während des Ätzprozesses eine Hochfrequenzwechselfeldspannung

(13,56 MHz) mit bis zu 1000 W frei wählbaren Leistungen angelegt. Durch diese Hochfrequenzspannung werden die durch den Gaseinlaß im Bereich der oberen Elektrode einströmenden Gasmoleküle ionisiert und es entsteht ein Plasma. Dieses lädt sich positiv auf, da die Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse schnell über die Kammerwände beziehungsweise die geerdete obere Elektrode abfließen. Es baut sich also die sogenannte *'Biasspannung'* zwischen dem Plasma und der unteren Elektrode auf (Größenordnung hier: 300 V bis 980 V). Diese Biasspannung beschleunigt die Ionen im Plasma in Richtung Probe und trägt dort Material ab (physikalische Ätzkomponente durch Sputtern). Bei Hinzufügen geeigneter Gase wie dem halogenhaltigen Bortrichlorid ( $\text{BCl}_3$ ) kommt noch eine chemische Ätzkomponente hinzu. Die Zusammensetzung des Ätzgasgemischs regelt also den Anteil des 'chemischen' und 'physikalischen' Ätzens und damit hauptsächlich die Ätzflankensteilheit. 'Physikalisches Ätzen' trägt Material von oben her ab. Es bilden sich eher nach oben verjüngte Ätzprofile aus. 'Chemisches Ätzen' ätzt mehr isotrop. Es kommt eher zum Unterätzen, also nach unten verjüngten Ätzprofilen. Weitere einstellbare Parameter sind die hauptsächlich die Ätzrate beeinflussende Ätzleistung (Hochfrequenzleistung) und der Prozeßdruck in der Kammer (hier auf  $3 \cdot 10^{-2}$  mbar gehalten). Für weitergehende Details zur verwendeten Ätzanlage siehe [107].

Als Ätzgase standen in einer (nur für II-VI-Halbleiterprozesse reservierten) Ätzkammer Argon und Bortrichlorid und in einer anderen Kammer Methan und Wasserstoff im Wechsel mit Sauerstoff zur Verfügung. Es konnten also zwei grundlegend unterschiedliche Ätzprozesse erprobt werden. Die Ergebnisse werden im folgenden beschrieben.

### 3.1.2.1 Ar/ $\text{BCl}_3$ -Ätzprozeß

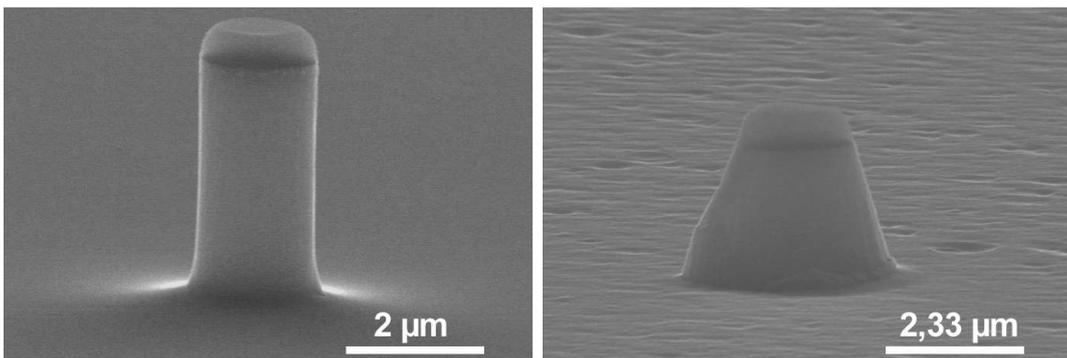


Abbildung 3.9: Ätzresultate bei  $\text{Ar}/\text{BCl}_3 = 20 \text{ sccm} / 25 \text{ sccm}$ , 200 W (Negativlackmaske); links: reine CdTe-Probe, rechts: Mikroresonatorprobe (mit Mg)

Beim Argon/Bortrichlorid-Prozeß stellen Argon die physikalische und Bortrichlorid, durch freie Chlorradikale im Plasma, die chemische Ätzgaskomponente zur Verfügung. Wie bereits erwähnt stellen Gasmischverhältnis und Hochfre-

quenzleistung die wichtigsten, den Prozeß bestimmenden, Parameter dar. Dementsprechend wurden mehrere Testserien geätzt, wobei diese Parameter systematisch verändert wurden. Wie man in Abbildung 3.9 sieht, ist es dabei entscheidend tatsächlich Proben mit hohem Magnesiumgehalt zu verwenden. Im linken Teilbild ist ein bei  $\text{Ar} / \text{BCl}_3 = 20 \text{ sccm} / 25 \text{ sccm}$  und 200 W geätzter reiner CdTe-Turm mit Negativlackmaske zu sehen. Im rechten Teilbild ist ein mit denselben Parametern geätzter Mikroresonatorturm abgebildet. Aufgrund des hohen Magnesiumgehaltes der zweiten Probe ergeben sich andere Seitenflanken und auch die Ätzrate des Materials ist mit 67,5 nm/min niedriger als in reinem CdTe mit 85 nm/min. Zur Beurteilung des Ätzprozesses wurden die Testserien also mit Proben mit hohem Anteil des anscheinend sehr harten und stabilen Magnesiums durchgeführt: 805 nm  $\text{Cd}_{0,64}\text{Mg}_{0,30}\text{Mn}_{0,06}\text{Te}$ .

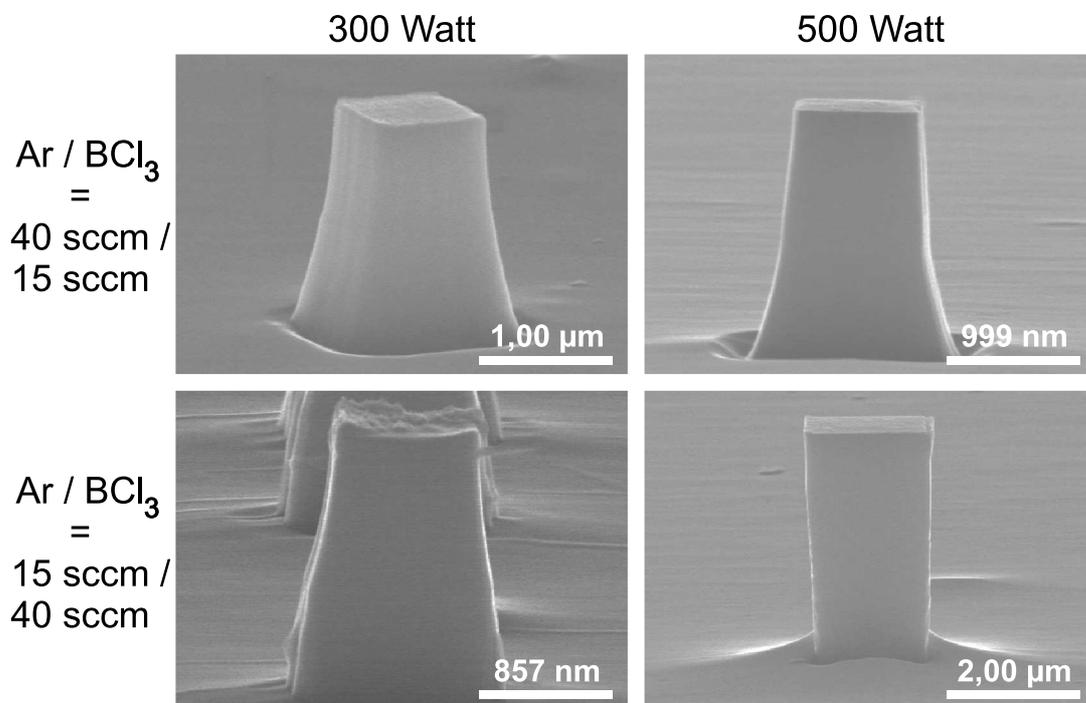


Abbildung 3.10: Einfluß von Gasgemisch und Leistung auf das Ätzprofil

In einer ersten Testserie wurde bei gleichbleibendem Gasgemisch ( $\text{Ar} / \text{BCl}_3 = 40 \text{ sccm} / 15 \text{ sccm}$ ) die Leistung variiert. Wie man an den obersten beiden Bildern der Abbildung erkennt, hat dies auf das Ätzprofil nur geringen Einfluß. Es liegt hauptsächlich ein physikalisches Ätzen aufgrund des hohen Argonanteils vor, wie auch aus den daraus resultierenden Ätzgräben am Fuß der Türme und den eher nach oben hin verjüngten Profilen ersichtlich ist.

Bei einer zweiten Ätzserie wurde deshalb das Mischungsverhältnis der Ätzgase umgedreht:  $\text{Ar} / \text{BCl}_3 = 15 \text{ sccm} / 40 \text{ sccm}$ . Zwei Ergebnisse sind in den unteren beiden Bildern von Abbildung 3.10 dargestellt. Dementsprechend erhöht sich der chemische Ätzanteil, die Ätzgräben verschwinden und bei 500 W ist schon ein

leichtes Unterätzen erkennbar. Der chemische Ätzanteil steigt also auch mit der Leistung an, da eine hohe Leistung die thermische und auch die durch Argonionenbeschuß hervorgerufene Erzeugung freier Chlorradikale begünstigt.

Die Außenflächenrauigkeit der hier gezeigten Türme ist annehmbar. In den elektronenmikroskopischen Aufnahmen erkennbare Unebenheiten auf dem Substrat beziehungsweise dem Boden der geätzten Proben sind kein Ergebnis des Ätzvorgangs sondern MBE-bedingt und schon vor der Prozessierung auf der unstrukturierten Probe zu finden.

Anhand der beschriebenen Ätzserien scheinen das Flußverhältnis  $\text{Ar} / \text{BCl}_3 = 15 \text{ sccm} / 40 \text{ sccm}$  und eine relativ hohe Ätzleistung um 500 W zur Turmprozessierung am besten geeignet. Allerdings besteht bei so hohen Ätzleistungen das Problem, daß die Quantenausbeute der Probe signifikant sinkt, anscheinend weil es zu Schädigungen der Proben kommt. Es muß also

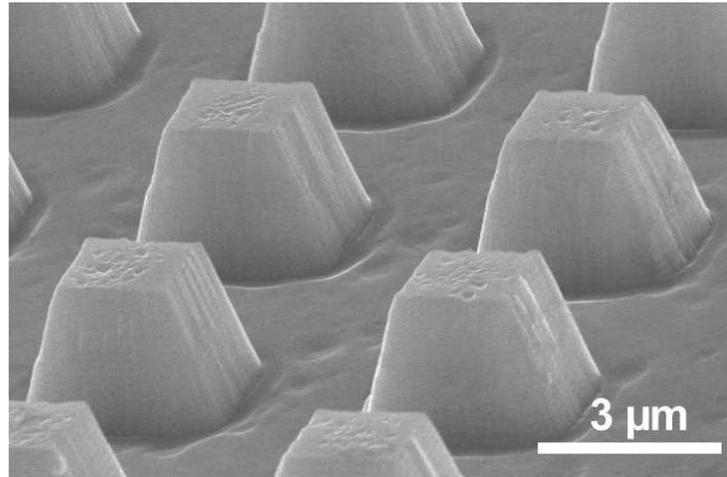


Abbildung 3.11: Ätzergebnis bei Verwendung einer TiNiCr-Maske,  $\text{Ar}/\text{BCl}_3 = 15/40$  und 300 W

neben der Berücksichtigung eines guten Ätzprofils auch ein Kompromiß zwischen niedriger Leistung und ausreichender Ätzrate und damit niedriger Ätzdauer gefunden werden, um eine nur geringfügige Schädigung zu gewährleisten.

Für drei Probenkonfigurationen (mit hauptsächlich variiertem Magnesiumgehalt) ist die Abhängigkeit der Ätzrate von der jeweiligen Ätzleistung für einige relevante Ätzprozesse in Abbildung 3.12 exemplarisch aufgetragen. An-

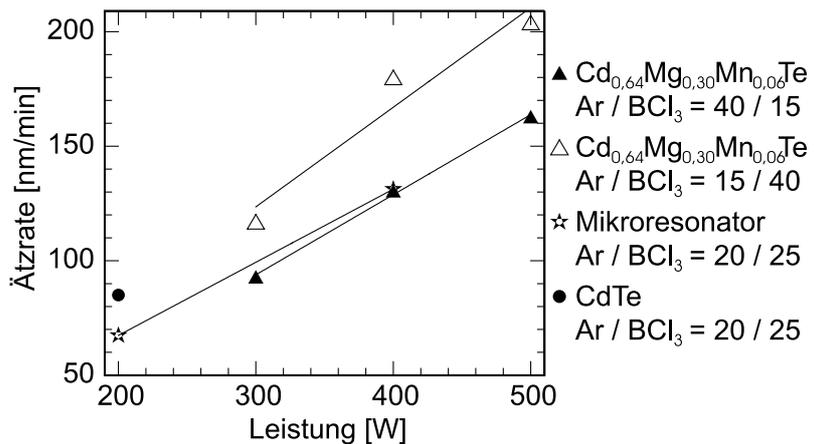


Abbildung 3.12: Ätzraten für verschiedene Ätzparametern stark magnesiumhaltigen, magnesiumarmen und magnesiumfreien Proben. Bei den Mikroresonatorproben

mit 60% Magnesiumgehalt scheint die Ätzrate bei den jeweiligen Leistungen eher kleiner zu sein. Der Prozeß mit dem höherem Bortrichloridanteil weist bei gleicher Leistung eine höhere Ätzrate gegenüber dem mit höherem Argonanteil auf. Man sollte also eher mehr Bortrichlorid als Argon im Gasgemisch verwenden, um dadurch kürzere Ätzdauern und geringere Schädigungen zu erreichen.

Schließlich muß bei der Wahl der tatsächlich zu verwendenden Ätzparameter noch ein weiterer Aspekt berücksichtigt werden: Bei zu hohen Ätzleistungen zieht sich eine Negativlackmaske während des Ätzens etwas zusammen, was zu raueren Oberflächen im Ätzergebnis führt.

Insgesamt haben sich folgende Prozeßparameter als günstig erwiesen:

- TiNiCr-Maske (52 nm Ti / 18 nm Cr / 36 nm Ni / 18 nm Cr / 36 nm Ni):  
Ar / BCl<sub>3</sub> = 15 sccm / 40 sccm, 300 W (z.B. Abbildung 3.11)
- Negativlack-Maske (1 µm AR-U-4030):  
Ar / BCl<sub>3</sub> = 20 sccm / 25 sccm, 200 W (z.B. Abbildung 3.9 rechts)

Zur Angabe der lateralen Strukturweite hat sich als am besten geeigneter 'Turmdurchmesser' ein Mittelwert zwischen dem an der Turmoberkante und dem am Turmfußpunkt mittels Elektronenmikroskop ermittelten Wert herausgestellt. Diese tatsächlich erzielten Turmdurchmesser betragen bei Türmen kleiner 10 µm etwa das 1,1 fache des nominellen Maskendurchmessers.

#### 3.1.2.2 CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>-Ätzprozeß

Der zweite näher untersuchte Ätzprozeß unterscheidet sich vom bereits diskutierten durch die Verwendung anderer Ätzgase: Methan und Wasserstoff. Dieses Gasgemisch wurde in der Literatur bereits eine Zeit lang als universelles reaktives Ionenätzgemisch für II-VI-Halbleiter diskutiert. Das beste Gasgemisch wird mit etwa CH<sub>4</sub> / H<sub>2</sub> = 5 sccm / 40 sccm angegeben (CdTe-Ätzrate: 72 nm/min) [108]. Ein wichtiger Unterschied zum Ar/BCl<sub>3</sub>-Prozeß ist die auf das Methan zurückzuführende Bildung von langen Polymerketten während des Ätzens. Diese führen zu einer fortschreitenden Verschmutzung der Ätzkammer und, schlimmer noch, lagern sich auch auf der zu ätzenden Probe selbst ab. Deshalb muß regelmäßig während des Ätzens ein Veraschungszyklus zur Probenreinigung durchgeführt werden. Bei den vorliegenden Proben hat sich das zyklische Einschieben eines 300 Sekunden langen Ar / O<sub>2</sub> = 5 sccm / 50 sccm Veraschungsschrittes bei 250 W nach 200 Sekunden CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub> -Ätzen als am besten geeignet erwiesen. Die Polymerisation setzt aber dennoch eine Obergrenze für den Methananteil im Ätzgasgemisch. Schon bei CH<sub>4</sub> / H<sub>2</sub> = 10 sccm / 30 sccm treten unbeherrschbar viele Polymere auf. Die Ätzrate geht praktisch gegen 0. Allerdings ätzt auch der Veraschungsschritt den Halbleiter leicht an. Bei CdTe liegt die Rate bei etwa 1,9 nm/min. Reduziert man den Methananteil, sinkt tendentiell auch die Ätzrate.

Ferner ist die Ätzrate trotz eingeschobener Veraschungsschritte nicht während des ganzen Ätzvorgangs konstant. Zur Illustration dieser Effekte ist in Abbildung 3.13 die Ätzrate in Abhängigkeit von der Ätzdauer ( $\text{CH}_4/\text{H}_2$ -Ätzdauer, ohne Veraschungsschritt) für  $\text{CH}_4 / \text{H}_2 = 5 \text{ sccm} / 45 \text{ sccm}$  (Hintergrunddruck  $40 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ ) aufgetragen. Die ausgefüllten Symbole sind die an einem  $\lambda$ -Mikroresonator (12,5 obere beziehungsweise 21 untere Spiegelpaare, jeweils  $75,6 \text{ nm Cd}_{0,4}\text{Mg}_{0,6}\text{Te}$  und  $67 \text{ nm Cd}_{0,75}\text{Mn}_{0,25}\text{Te}$ ; Resonator:  $238 \text{ nm Cd}_{0,4}\text{Mg}_{0,6}\text{Te}$  mit vier  $9 \text{ nm}$  dicken  $\text{CdMnTe}$ -Quantenfilmen) ermittelten Werte. Die unausgefüllten stehen für reines  $\text{CdTe}$ .

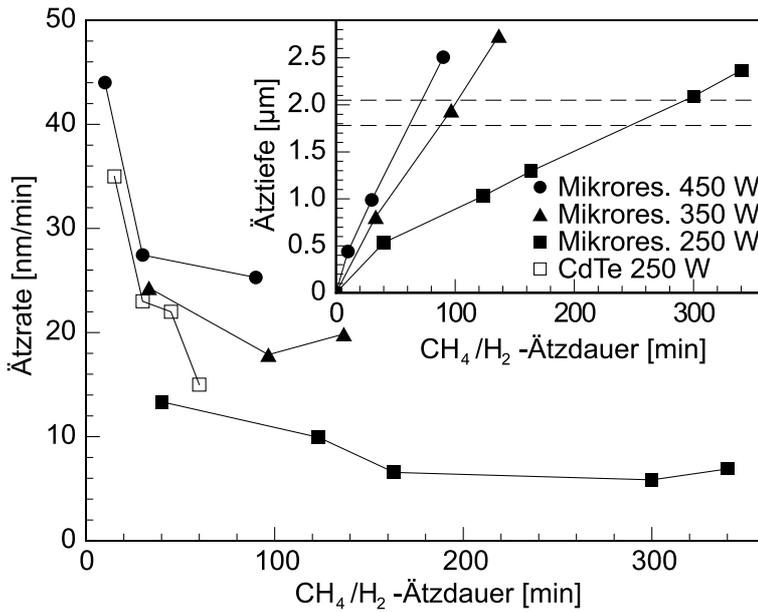


Abbildung 3.13: Ätzraten für  $\text{CH}_4/\text{H}_2=5/45$

Die Ätzrate ist wie erwartet für höhere Leistungen bei gleicher Ätzdauer größer. Sie nimmt aber insgesamt mit der Ätzdauer ab — und zwar auch bei der reinen  $\text{CdTe}$ -Probe. Im Inset ist die Ätztiefe gegen die Ätzzeit aufgetragen. Mit gestrichelten Linien sind die Tiefen markiert bei denen der obere Spiegelstapel und der Resonator durchgeätzt wurden. Deutlich sieht man,

daß die Abnahme der Ätzrate nicht mit dem Erreichen einer Ätztiefe innerhalb des Resonators oder der unteren Spiegel korreliert.

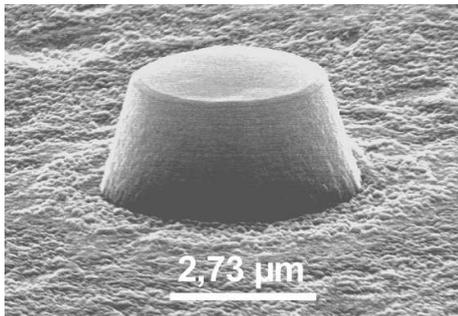


Abbildung 3.14: Bei  $450 \text{ W}$  mit  $\text{CH}_4/\text{H}_2=5/45$  geätzter Mikrowattresonatorturm.

Ein Beispielturm, geätzt mit  $\text{CH}_4 / \text{H}_2 = 5 \text{ sccm} / 45 \text{ sccm}$  bei  $450 \text{ W}$ , ist in Abbildung 3.14 elektronenmikroskopisch abgebildet. Ätzwinkel und Seitenflächenrauigkeit sind zwar nicht viel besser als beim Argon-Bortrichlorid-Prozeß, aber auch nicht wesentlich schlechter. Zur Beurteilung ist also das Ergebnis der spektroskopischen Analyse entscheidend. Hier sieht man sich leider sehr schnell mit einem weiteren Problem konfrontiert, welches sich aus den notwendigen sehr hohen Ätzzeiten ergibt. Außerdem kommen

nach jeweils 200 Sekunden Ätzen noch 300 Sekunden Veraschen und mindestens

100 Sekunden Probenabkühlzeit hinzu. Damit werden aus den 300 Minuten reiner Ätzzeit (90 Ätzzyklen) schnell 15 Stunden Aufenthalt der Probe in der Ätzkammer. Das dürfte nicht förderlich für die Probe beziehungsweise für die in ihr enthaltenen Quantenfilme sein.

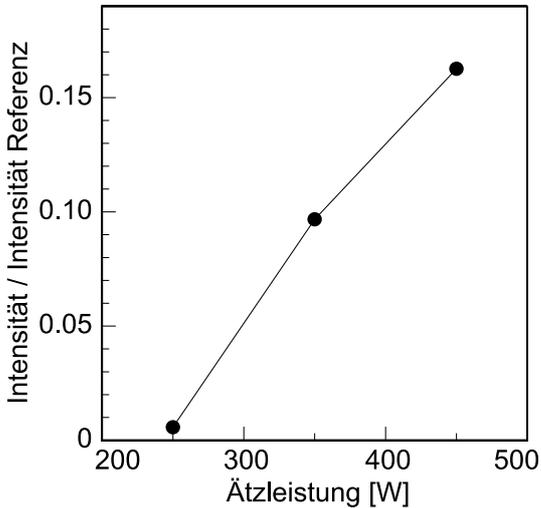


Abbildung 3.15: integrierte Intensität des Photolumineszenzsignals für verschiedene Ätzleistungen (in Einheiten der Intensität der ungeätzten Probe)

die Ätzgaszusammensetzung variiert. In CdTe-Ätztestreihen hat sich zum Beispiel gezeigt, daß die Ätzrate bei gleicher Leistung für  $\text{CH}_4 / \text{H}_2 = 5 \text{ sccm} / 40 \text{ sccm}$  genauso hoch ist wie für  $\text{CH}_4 / \text{H}_2 = 5 \text{ sccm} / 50 \text{ sccm}$ . Stärkere Änderungen des Mischungsverhältnisses sind aufgrund der Polymerbildung praktisch nicht durchführbar. Eine drastische Änderung des Gemisches wie zum Beispiel auf  $\text{CH}_4/\text{H}_2 = 30 \text{ sccm} / 10 \text{ sccm}$  bringt den Ätzvorgang aufgrund der starken Polymerbildung sogar völlig zum Erliegen.

Es scheint demnach nicht möglich unter den vorliegenden Bedingungen einen hinreichend schädigungsarmen Methan-Wasserstoff-Ätzprozeß für die gegebenen Mikroresonatorproben zu finden. Der Argon-Bortrichlorid-Prozeß hat sich also als der bessere herausgestellt und wurde deshalb allein zur lateralen Strukturierung der hier im weiteren betrachteten CdTe-basierenden Mikroresonatoren verwendet.

## 3.2 Dreidimensionaler photonischer Einschluß

Ziel der Prozeßentwicklung zur lateralen Strukturierung war die Definition dreidimensionalen photonischen Einschlusses. Aufgrund dieses dreidimensionalen Einschlusses sollte es dann möglich sein Effekte starker Kopplung zwischen zweidimensionalen exzitonischen (Quantenfilm) und nulldimensionalen photonischen (Photonischer Punkt) Zuständen zu studieren. Es ist also der Nachweis echten

dreidimensionalen photonischen Einschusses und starker Kopplung erforderlich. Dies ist Gegenstand der folgenden Abschnitte.

### 3.2.1 Starke Kopplung in Reflexion

Um an einzelnen Mikroresonatortürmen Reflexionsmessungen durchzuführen, bedarf es eines größeren Aufwandes als bei planaren Strukturen. Zum einen ist das Signal von Türmen entsprechend ihrer geringeren Fläche wesentlich kleiner. Zum anderen reflektiert die strukturierte Probe auch neben den Türmchen noch relativ viel Licht (Streulicht, Restreflexion durch die nicht geätzten untersten Spiegelpaare). Nun ist der Fokusbereich bei Reflexionsmessungen mit normalen Fernfeldlinsen vergleichsweise groß. Das bedeutet, das Verhältnis des echten Signals zum Störsignal ist denkbar schlecht. Man muß also zu wesentlich kleineren Fokusbereichen übergehen, am besten in der Größenordnung der Turmquerschnitte. Für eine Probe mit durchgeätztem Resonator wurde dies mittels eines Mikroskopobjektivs erreicht [109].

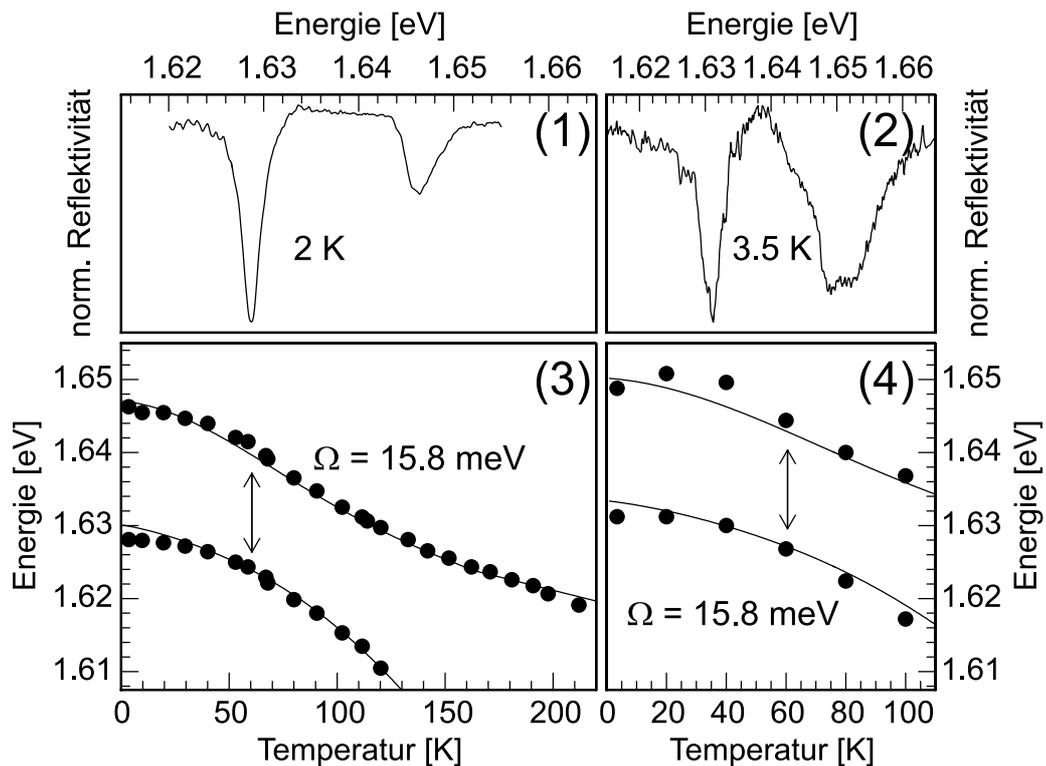


Abbildung 3.16: Reflexionsmessungen für die unstrukturierte Probe (1) und einen Mikroresonatorturm (Radius  $3,8 \mu\text{m}$ ) (2). Die ermittelten Polaritonenergien sind für die planare Probe (3) und den Turm (4) gegen die Temperatur aufgetragen (Fit: durchgezogene Linie).

In Abbildung 3.16 sind die entsprechenden Ergebnisse (rechts) im Vergleich zu den zugehörigen Daten der unstrukturierten Probe (links) dargestellt. Im oberen

Bereich sieht man jeweils ein Reflexionsspektrum der unstrukturierten Probe (1) und eines Turmes (2) mit Radius  $3,8 \mu\text{m}$ . Beide Spektren wurden bei der tiefsten jeweils erreichbaren Temperatur aufgenommen, das linke im Helium-Badkryostat bei 2 K mit der üblichen Fernfeldlinse, das rechte im Helium-Durchflußkryostat bei 3,5 K mit dem Mikroskopobjektiv. Bei beiden Spektren, sowohl dem der unstrukturierten als auch dem der strukturierten Probe sieht man deutlich zwei Signale im ansonsten hochreflektierenden Stoppband. Die Temperaturabhängigkeiten (3) und (4) sind in beiden Fällen ebenfalls vergleichbar polaritonartig und keineswegs rein photonisch beziehungsweise exzitonisch. Es ist eine Rabi aufspaltung von etwa 15,8 meV zu beobachten. In den strukturierten Turmmikroresonatoren liegt also in Reflexion eine ebenso starke Licht-Materie-Kopplung wie in der unstrukturierten Probe vor.

Interessanterweise ist das beim Turmmikroresonator zu beobachtende Spektrum bis auf eine etwas größere Linienbreite und eine etwas andere Energie aufgrund der nicht ganz identischen Probenposition nahezu gleich dem Spektrum der unstrukturierten Probe — obwohl doch der dreidimensionale Einschluß in lateral eingeschlossenen Moden, also einem ganzen Modenspektrum resultieren sollte. Hier aber ist nur ein photonischer und ein exzitonischer Polaritonast zu sehen, keine Vielzahl photonischer Polaritonäste. Der Grund dafür ist, daß die einzelnen lateralen Modenanteile hier nicht spektral aufgelöst werden können, da ihre Linienbreiten dafür zu groß sind. Die Linienbreite der photonischen Mode im Reflexionsexperiment an der planaren Probe ist von der Größenordnung 2,5 meV. Der zu erwartende Modenabstand bei dem vorliegenden Turm ist kleiner. Der Ätzworgang sollte zudem eher die Resonatorgüte verschlechtern, was die Trennung lateraler Moden in Reflexion noch mehr erschwert. Die etwas breiteren Linien im Reflexionsspektrum könnten beim Turm also bereits eine Andeutung dreidimensionalen photonischen Einschlusses, das heißt eine Überlagerung verschiedener diskreter Moden, sein. Im Photolumineszenzexperiment kann die Situation sich jedoch ändern, wie im folgenden beschrieben wird.

### 3.2.2 Spontane Emission in photonischen Punkten

Wie bei der unstrukturierten Probe bereits gesehen, muß man in Emission bei den vorliegenden Mikroresonatorproben zwischen zwei Regimen unterscheiden: spontane Emission und superlineare Emission. Im letzten Abschnitt wurde festgestellt, daß auch im Turmmikroresonator, zumindest in Reflexion, starke Kopplung vorliegt, die vergleichbar zur Kopplung in der unstrukturierten Probe ist. Deshalb wird hier zunächst auf die spontane Emission bei Anregung mit dem Argon-Ionen-Laser eingegangen. Hierfür wurde eine Mikroresonatorprobe (10,5 Spiegelpaare oben, 23 unten, 3  $\lambda$ -Resonator mit 24 CdTe-Quantenfilmen,  $\lambda$ -Resonator) mit durchgeätztem Resonator mit  $10 \mu\text{W}$  angeregt. Die ermittelten Emissionsenergien (Einflüsse des Probenkeils wurden herauskorrigiert) der Photonmode in spontaner Emission (Bereich schwacher Kopplung) sind in Abbildung 3.17 gegen den

Turmdurchmesser  $L$  aufgetragen.

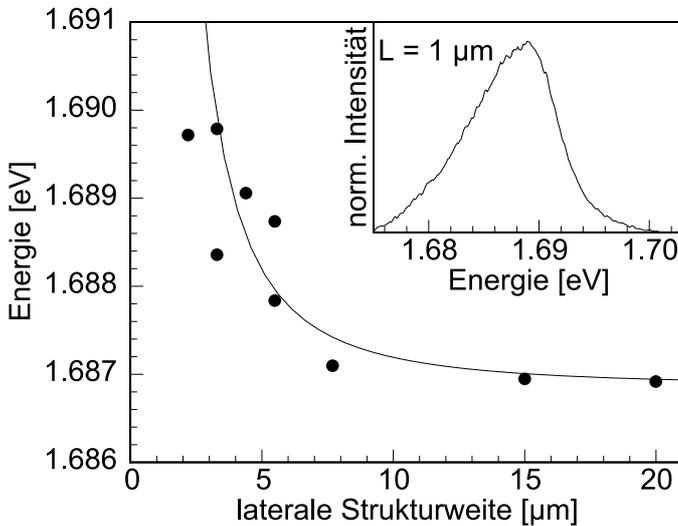


Abbildung 3.17: Spontane Emission: Einschlußbedingte Blauverschiebung der Emissionsenergie

von 2,62 ermitteln, den die Photonmode 'spürt'. Ein entsprechender Fit für  $\lambda=735$  nm ist mit einer durchgezogenen Linie in der Abbildung dargestellt. Größere Abweichungen und Schwankungen ergeben sich experimentell erst bei kleinen Türmen. Aber selbst von  $1 \mu\text{m}$  Türmen ist noch ein deutliches Emissionssignal zu erkennen, wie das kleine Teilbild oben rechts zeigt, auch wenn hier aufgrund des schlechten Q-Faktors die Linienbreite vergleichsweise hoch ist.

Eine Aufspaltung in mehrere laterale Moden ist aber auch hier, in spontaner Emission, noch nicht zu bemerken. Die hier bei dem Spektrum im Inset beobachtbare Güte der Photonmode liegt aber auch im Bereich von 200. Bei anderen Proben (mit 17,5 Braggspiegelpaaren oben und 23 unten) gelang es zwar Güten von 300 bis 350 bei Türmchen zu realisieren, aber auch dort ist eine Aufspaltung in mehrere laterale Moden nicht zu beobachten. Dies ändert sich allerdings im Bereich superlinearer Emission, da hier die Linienbreiten wesentlich schmaler sind, wie bereits bei unstrukturierten Proben gezeigt wurde.

### 3.2.3 Höhere laterale Moden in nichtlinearer Emission

Nachdem starke Kopplung in Turmmikroresonatoren, zumindest in Reflexion, bereits demonstriert wurde, sollte auch nichtlineare Emission bei geeigneter Anregung mit dem Nd:YAG realisierbar sein. Die zu erwartenden schmaleren Linienbreiten sollten eine Trennung der lateralen Modenstruktur ermöglichen. Ein runder Turm vom Radius  $3,8 \mu\text{m}$  (Verstimmung etwa  $-6$  meV) mit völlig durchgeätztem Resonator wurde deshalb mit mehreren unterschiedlichen Leistungen durch den Nd:YAG-Laser angeregt. Als Ausgangsprobe für den Turm diente dabei ein planarer  $2\lambda$ -Mikroresonator mit 17,5 Braggspiegelpaaren oben und 23 un-

ten und 8 Quantenfilmen. Drei entsprechende Turmspektren sind auf der linken Seite von Abbildung 3.18 aufgetragen.

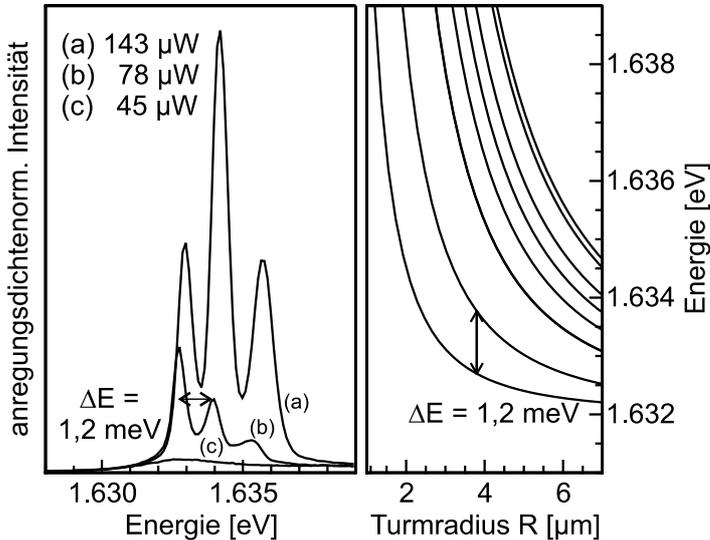


Abbildung 3.18: Superlineare Emission bei Hochdichteanregung: links drei Spektren, rechts berechnete Modenenergien in Abhängigkeit der Turmgröße

noch anwachsen. Es liegt also tatsächlich nichtlineare Emission vor, die es auch ermöglicht, einzelne laterale Moden aufzulösen.

Im linken Teilbild ist mit einem Pfeil der nach Gleichung 1.47 zu erwartenden Abstand 1,2 meV zwischen der Grundmode und der ersten angeregten Mode markiert. Dieser theoretische Abstand paßt gut zu den Spektren. Die zugehörige Rechnung ist für die Emissionsenergien der acht niederenergetischsten Moden in Abhängigkeit vom Turmradius auf der rechten Seite der Abbildung dargestellt. Auch hier ist mit einem Pfeil der schon im linken Teilbild eingezeichnete theoretische Modenabstand markiert. Grundlage der Rechnung ist, wie im letzten Abschnitt, ein effektiver Brechungsindex von ebenfalls 2,62, der sich durch eine entsprechende Mittelung unter Berücksichtigung der Spiegeleindringtiefe ergibt.

Die Rechnung reproduziert ungefähr die Lage und den Abstand der beiden niederenergetischsten Moden. Eine vollkommene Übereinstimmung ist schon allein deswegen nicht zu erwarten, weil hier eine nicht allzu große Verstimmung und damit ein gewisser Polaritoncharakter der Moden vorliegt, also Abweichungen von einem rein photonischen Verhalten sogar zu erwarten sind. Bevor auf Details des nichtlinearen Charakters der Emission und die Frage nach der Kopplungsstärke in Emission bei Türmen in den nächsten Abschnitten eingegangen wird, wird also im folgenden zunächst noch wirklich rein photonischer dreidimensionaler Einschluss bei einer Probe mit großer Verstimmung demonstriert werden. Dabei soll außerdem ein weiterer interessanter Gesichtspunkt aufgezeigt werden: Zur Definition eines guten dreidimensionalen photonischen Einschlusses ist es nämlich nicht

Bei der kleinsten Anregungsleistung (c) ist noch keine signifikante Aufspaltung in mehrere lateral eingeschlossene Moden erkennbar. Bei den beiden größeren Anregungsleistungen (a) und (b) hingegen sind deutlich drei einzelne Moden zu sehen. Zudem steigt die Intensität der Spektren überproportional mit der Anregungsleistung an, da die Auftragung der Intensität anregungsleistungsnormiert vorgenommen wurde und die Spektren den-

erforderlich den ganzen Resonator durchzuätzen. Es reicht vollkommen aus, nur den oberen Braggspiegelstapel durchzuätzen [110], was wesentlich schonender für die im Resonator eingebetteten Quantenfilme ist.

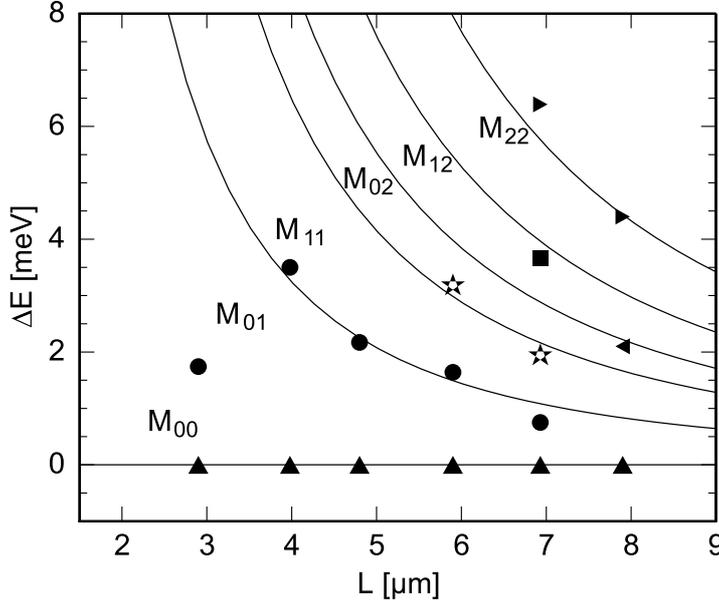


Abbildung 3.19: Zunahme des Abstands höherer lateraler Moden von der Fundamentalmode  $M_{00}$ . Zur Verdeutlichung des zunehmenden Modenabstands mit abnehmender Strukturweite ist in Abbildung 3.19 die Differenz der Emissionsenergien zur Energie der Grundmode  $M_{00}$  aufgetragen (dabei sind Meßwerte mit Symbolen und die Rechnung mit durchgezogenen Linien dargestellt):

$$\Delta E(M_{m_x m_y}) = E(M_{m_x m_y}) - E(M_{00}) \quad (3.2)$$

Die Indizes der Modenbezeichnung geben die lateralen Quantenzahlen  $m_x$  und  $m_y$  an:  $M_{m_x m_y}$ . Die durchgezogenen Linien entsprechen den nach Gleichung 1.46 berechneten Werten. Erst bei Türmen mit Kantenlängen ab  $3 \mu\text{m}$  und darunter treten signifikante Abweichungen von dem für rein photonische Moden erwarteten Verhalten auf. Dies bedeutet, daß selbst bei Mikroresonatortürmen, bei denen nur der obere Braggspiegelstapel mit dem entwickelten Verfahren durchgeätzt wurde, nahezu perfekter dreidimensionaler photonischer Einschluß bis zu diesen kleinen Volumina erzeugt werden konnte. Erst ab  $3 \mu\text{m}$  Kantenlänge läßt der Einschluß etwas nach. Das Photonfeld dringt zunehmend auch in den Raum außerhalb des Resonators ein. Dies entspricht einem größeren effektiven Einschlußvolumen und einem kleinerem Modenabstand.

Der Verzicht auf das Resonatordurchätzen ist der für die Quantenfilme im Resonator schonendere Weg. Tendenziell ist deshalb auch die Quantenausbeute bei nicht durchgeätztem Resonator höher. So erhält man bei der Probe aus Abbildung 3.19 'schöne' mehrmodige Spektren bis herab zu Turmdurchmessern von

2  $\mu\text{m}$ . Bei der Probe aus Abbildung 3.18 liegt dieser Bereich bei um etwa 2 bis 3  $\mu\text{m}$  größeren Turmdurchmessern.

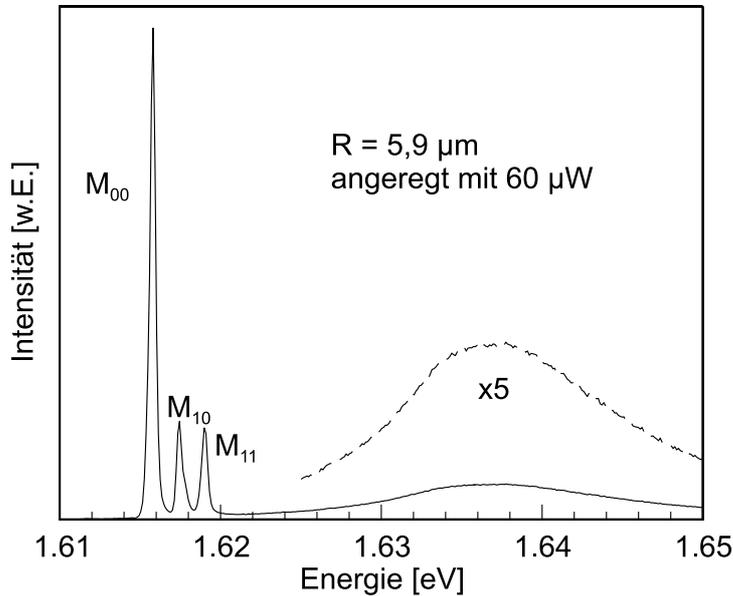


Abbildung 3.20: Photolumineszenzspektrum des  $R = 5,9 \mu\text{m}$  Turmes aus Abbildung 3.19.

gehört. Zur Verdeutlichung ist dieser Teil des Spektrums auch noch einmal gestrichelt mit fünffach vergrößerter Intensitätsskala aufgetragen. Die inhomogene Linienbreite der planaren Probe liegt bei etwa 5 meV. Die starke Verbreiterung auf rund 14 meV beim Turmspektrum ist auf die Hochdichteanregung mit dem Nd:YAG-Laser und auf die schädigenden Einwirkungen des Ätzens zurückzuführen. Bei Niederdichteanregung mit dem Ar-Ionenlaser ist das Exzitonmodensignal der Türme leider zu schwach, um den tatsächlichen Anteil von Anregungsdichte und Schädigungen durch den Ätzprozeß an der Linienverbreiterung abzuschätzen. Schäden werden beim Ätzen durch die thermische Belastung, und teilweise auch durch eine Umverteilung der Verspannungen in der Probe generiert. Beides wird durch das Beenden des Ätzvorgangs nach dem oberen Braggspiegelstapel minimiert.\*

Zur Betrachtung von Effekten wie nichtlinearer Emission und starker Kopplung ist der durchgeätzte Resonator der 'sauberere' Ansatz, da man hier keine Delokalisation des elektrischen Feldes in der Resonatorebene in Betracht ziehen muß. Interessanterweise stimmen in Abbildung 3.18 (durchgeätzter Resonator) die berechnete Modenlage und der -abstand nicht vollständig mit dem Experiment überein. Hierbei handelt es sich jedoch nicht um Unzulänglichkeiten im Experiment oder der Strukturierung, sondern eventuell schon um erste Anzei-

\*Die größere Linienbreite des exzitonischen oberen Polaritonastes gegenüber der des photonischen unteren Polaritonastes in Abbildung 3.16 ist eventuell auch teilweise auf die Schädigung durch das Ätzen zurückzuführen.

chen von Effekten starker Kopplung. Der Einfluß der Verstimmung, nichtlineare Emission und starke Kopplung in Turmmikrorersonatoren ist Gegenstand der folgenden Abschnitte.

# Kapitel 4

## Nichtlineare Emission in photonischen Punkten

Wie bereits gezeigt ist es in CdTe-basierenden Mikroresonatoren möglich, ausgeprägte Licht-Materie-Kopplung und darauf beruhende superlineare Emission zu beobachten. Nachdem ein brauchbarer Ansatz zur Erzeugung dreidimensionalen photonischen Einschlusses in diesem System demonstriert wurde, soll nun in diesem Abschnitt auf nichtlineare Emission und starke Kopplung in Turmmikroresonatoren mit dreidimensionalem photonischem Einschluß eingegangen werden. Dabei sind die Untersuchungen, soweit nicht anders erwähnt, an Proben mit vollständig durchgeätztem Resonator vorgenommen worden.

### 4.1 Schwelleistung

Erste Anzeichen für superlineare Emission bei Turmmikroresonatoren wurden bereits in Abbildung 3.18 aufgezeigt. Dies soll im folgenden konkretisiert werden.

#### 4.1.1 Einfluß der Verstimmung

In Abschnitt 2.3.5 wurde bereits der Einfluß der Verstimmung auf die nichtlineare Emission der unstrukturierten Probe betrachtet. Die dort gefundene  $|\delta|$ -Abhängigkeit der Schwelleistungen deutete auf Exziton-Exziton- und Exziton-Phonon-Streuung als Ursache für die superlineare Emission hin. Entsprechende Untersuchungen wurden auch für Turmmikroresonatoren durchgeführt [111]. Betrachtet man die einzelnen Moden eines Turmmikroresonators, so lassen sich dabei im Rahmen der experimentellen Genauigkeit bei fester Verstimmung und Temperatur keine signifikanten Unterschiede in Schwelle und nichtlinearem Anstieg der Emission ausmachen. In Abbildung 4.1 sind deshalb für drei Türme mit gleichem Durchmesser, aber unterschiedlicher Verstimmung, die spektral über alle Moden integrierten Emissionsintensitäten über der Anregungsleistung aufge-

tragen. Da alle drei Meßreihen bei demselben Fokaldurchmesser (etwa  $35 \mu\text{m}$ ) nacheinander durchgeführt wurden, entspricht diese Auftragung einer Auftragung der Intensität über der Anregungsdichte. Die durchgezogenen Linien sollen zur Führung des Auges dienen.

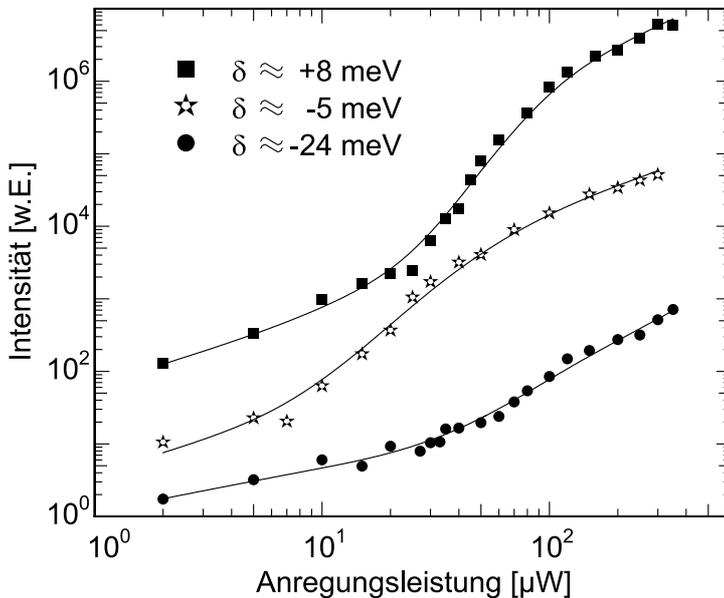


Abbildung 4.1: Spektral integrierte Intensität von  $R = 3,8 \mu\text{m}$  Türmen in Abhängigkeit von der Anregungsdichte bei 2 K für verschiedene Verstimmungen  $\delta$ .

unstrukturierten Probe — das  $|\delta|$ -abhängige Verhalten wird also reproduziert. Für die vergleichsweise hohe negative Verstimmung von  $-24 \text{ meV}$  hingegen ist beim Turm ein superlinearer Anstieg ab einigen zehn  $\mu\text{W}$ , bei der unstrukturierten Probe allerdings selbst bei einigen hundert  $\mu\text{W}$  noch nicht zu verzeichnen. Ursache für dieses Verhalten dürfte sein, daß bei der hier doch recht hohen Verstimmung der Anteil starker Kopplungseffekte gering ist. Rein photonische Merkmale sind deshalb dominant. In Abschnitt 2.3.1 wurde beschrieben, wie Mikroresonatoren mit dreidimensionalem photonischem Einschluß zur Erhöhung des  $\beta$ -Faktors und Senkung der Schwelle beitragen können. Dies könnte eventuell zu dem vorliegenden Unterschied zwischen dem Verhalten der unstrukturierten Probe und dem Turmmikroresonator bei starker Verstimmung führen. Allerdings reichen die hier vorliegenden Daten zu einer endgültigen Beurteilung dieser Frage nicht aus.

#### 4.1.2 Einfluß der Temperatur

Aus anwendungsorientierter Sicht ist natürlich nichtlineares Verhalten bei höheren Temperaturen als 2 Kelvin interessant. Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, geht mit einer größer werdenden Verstimmung  $\delta$  auch eine größer

Im Vergleich zum ursprünglich unstrukturierten Mikroresonator (Abbildung 2.26) erkennt man einiges an grundlegenden Gemeinsamkeiten. So ist zum Beispiel bei den Türmen die Schwellanregungsleistung ebenfalls für die betragsmäßig geringste Verstimmung  $|\delta|$  am kleinsten. Für die beiden relativ moderaten Verstimmungen von  $+8 \text{ meV}$  und  $-5 \text{ meV}$  liegen die Schwellanregungsdichten der Türme ungefähr im Bereich der Werte der

werdende Schwellanregungsdichte einher. Mit Erhöhung der Temperatur ändert sich auch die Verstimmung (siehe Abbildung 2.12) und zwar von 2 nach 90 K um etwa +11 meV. Das heißt eine anfängliche Verstimmung von  $\delta(2K) = -5$  meV wird zu etwa  $\delta(90K) = +6$  meV. Demenstprechend sollte die Schwellanregungsleistung von etwa  $10 \mu\text{W}$  auf maximal etwa  $20 \mu\text{W}$  ansteigen.\* In Abbildung 4.2 ist die sich tatsächlich ergebende Situation anhand eines einzigen Turmes mit einer Verstimmung von -5 meV bei 2 K dargestellt [109]. Der Fokusbereich beträgt hier auch wieder rund  $35 \mu\text{m}$ . Im Inset in der Mitte sieht man zunächst die spektral integrierte Intensität der Emission des Turmes in Abhängigkeit von der Anregungsleistung für verschiedene Temperaturen.

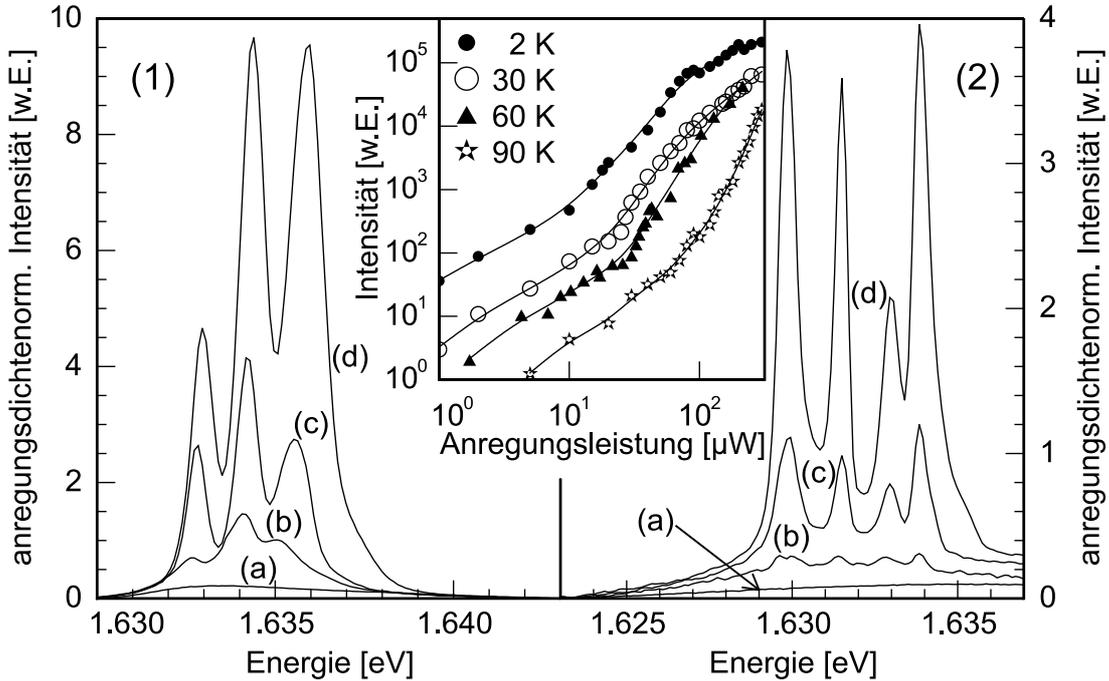


Abbildung 4.2: Anregungsdichtenormierte Photolumineszenzspektren eines  $R = 3,8 \mu\text{m}$  Turmes ( $\delta(2K) = -5$  meV) für verschiedene Anregungsleistungen.

(1) 2 K: (1a)  $5 \mu\text{W}$  (1b)  $18 \mu\text{W}$  (1c)  $40 \mu\text{W}$  (1d)  $60 \mu\text{W}$

(2) 90 K: (2a)  $80 \mu\text{W}$  (2b)  $130 \mu\text{W}$  (2c)  $160 \mu\text{W}$  (2d)  $200 \mu\text{W}$

Inset: spektral integrierte Intensität in Abhängigkeit von der Anregungsleistung

Auch bei Temperaturen der Größenordnung von 90 K ist hier ein superlinearer Emissionsanstieg klar erkennbar. Man sieht aber auch deutlich, daß bei 90 K eine viel höhere Schwellanregungsleistung (rund  $100 \mu\text{W}$ ) erforderlich ist als sich dies durch eine bloße Verstimmungsänderung, wie diskutiert, erklären ließe.

Wie bereits im Rahmen der unstrukturierten Mikroresonatorproben festgestellt wurde, ist die Exziton-Photon-Kopplungsstärke temperaturabhängig. Bei 90 K ist sie schon merklich reduziert, erst recht bei höheren Anregungsleistun-

\*Siehe Abbildung 4.1: Die Anregungsschwelle bei  $\delta = +8$  meV beträgt etwa  $20 \mu\text{W}$ . Die Anregungsschwelle bei  $\delta = +6$  meV sollte etwas geringer sein.

gen, wie sie für nichtlineare Emission erforderlich sind. Aus dem Zusammenspiel von höherer Temperatur und Anregungsleistung resultiert folglich ein zunehmend eher laserartiges, also nicht mehr starker Kopplung entsprechendes, Verhalten in der hier bei 90 K vorliegenden superlinearen Emission. Die starke Kopplung wird aufgebrochen. Dies alleine kann schon zu einer erhöhten Schwellanregungsleistung führen. Hinzu kommt, daß Halbleiterlaser generell mit zunehmender Temperatur eine steigende Schwellanregungsdichte aufweisen, da zum Beispiel die Verstärkung in der aktiven Schicht temperaturabhängig ist (speziell für II-VI-Laser siehe z.B. [81]).

Daß es beim Übergang von 2 K auf 90 K zu einer eklatanten Änderung der Kopplungsstärke kommt, wird auch an den Photolumineszenzspektren selbst sichtbar. Im linken Teil (1) der Abbildung 4.2 sind einige Spektren bei verschiedenen Anregungsleistungen bei 2 K und im rechten Teil (2) bei 90 K abgebildet. Durch die anregungsdichtenormierte Auftragung sieht man wieder deutlich den superlinearen Anstieg der Emissionsintensität. Die Intensität bei 90 K bleibt aber selbst für wesentlich höhere Anregungsleistungen hinter der bei 2 K zurück. So liegt bei (2c) zwar die vierfache Anregungsleistung von (1c) vor. Es wird jedoch nur etwa ein Viertel der anregungsleistungsnormierten Intensität erreicht. Noch deutlicher wird die veränderte Kopplungsstärke aber bei dem Vergleich der Emissionsenergien der einzelnen Moden. Bei 2 K ist eine leichte Blauverschiebung der Emissionsenergien der einzelnen Moden mit zunehmender Anregungsleistung zu verzeichnen, während diese für 90 K nicht mehr wahrnehmbar ist. Die Linienverschiebungen bei 2 K sind, wie im nächsten Abschnitt gezeigt werden wird, auf eine anregungsleistungsbedingte Abnahme der Exziton-Photon-Kopplung zurückzuführen. Es ist also anscheinend bei 90 K im Gegensatz zu 2 K keine Auswirkung des Abschirmeffekts mehr zu beobachten. Dies deutet auf eine wesentlich reduzierte Kopplungsstärke bei 90 K hin. Es bleibt demnach zu untersuchen, wie sich die Kopplungsstärke bei Türmen mit der Temperatur und Anregungsleistung entwickelt. Dies wird in den folgenden Abschnitten Gegenstand der Betrachtung sein.

## 4.2 Starke Kopplung und nichtlineare Emission

In den letzten Abschnitten wurde deutlich, daß die Charakteristika superlinearer Emission aus den vorliegenden Mikroresonatortürmen eng mit starker Licht-Materie-Kopplung verbunden sind. Im folgenden wird diese Licht-Materie-Wechselwirkung näher diskutiert werden.

### 4.2.1 Linienverschiebungen und Kopplungsstärke

Bei der Behandlung der unstrukturierten Mikroresonatorprobe haben sich zwei Effekte als wesentlich herausgestellt: exzitonische Linienverbreiterung und Ab-

schirmeffekt. Für höhere Temperaturen ist bei Türmen, im Gegensatz zu tiefen Temperaturen, keine signifikante anregungsdichteabhängige Linienverschiebung mehr zu beobachten (wie bereits in Abbildung 4.2 gezeigt wurde). Daß die Linienverschiebung bei tiefen Temperaturen aber tatsächlich auf starke Kopplung zurückzuführen ist, wird anhand der in Abbildung 4.3 gezeigten anregungsdichteabhängigen Photolumineszenzspektren offensichtlich [111]. Hier sind für zwei verschiedene Verstimmungen jeweils vier Spektren bei verschiedenen Anregungsdichten dargestellt. Für die linke Seite der Abbildung (1) wurde ein Turm bei einer Verstimmung von  $-24$  meV, für die rechte Seite (2) ein anderer Turm bei einer Verstimmung von  $-5$  meV gewählt. Dadurch ist bei Turm (1) von einer geringen, bei Turm (2) aber von einer starken Exziton-Photon-Kopplung auszugehen.

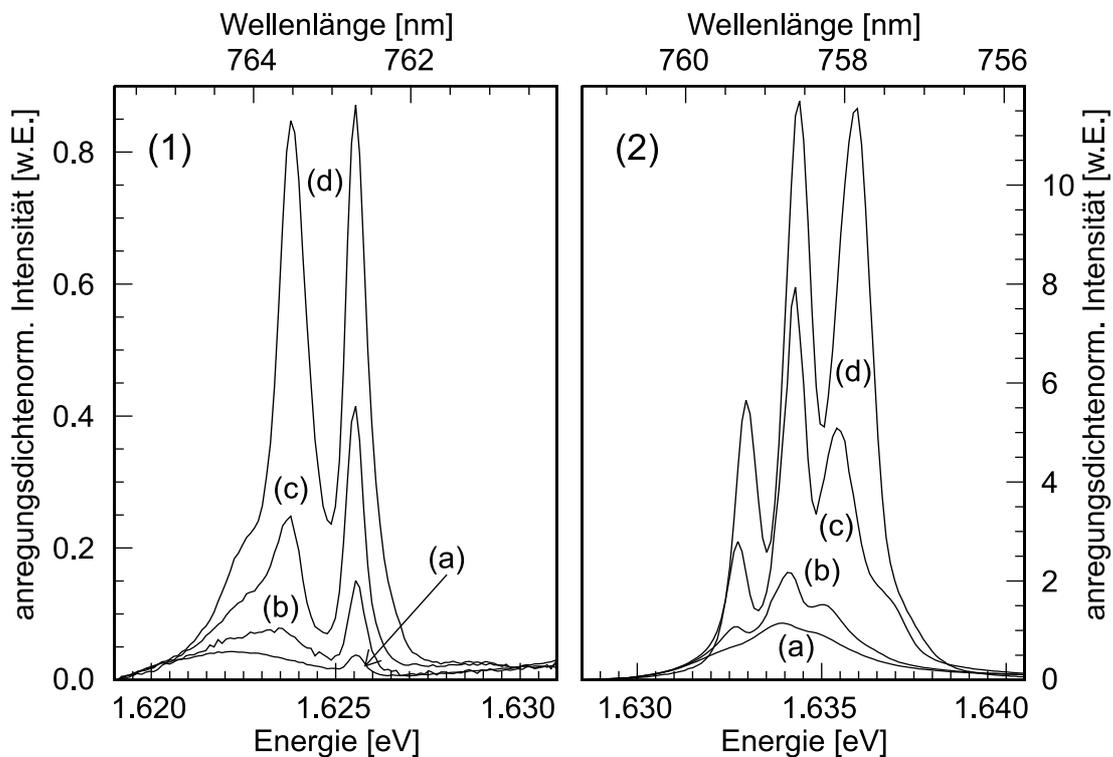


Abbildung 4.3: Anregungsdichtenormierte Photolumineszenzspektren für zwei Türme mit  $R = 3,8 \mu\text{m}$  für verschiedene Anregungsdichten,  
 (1)  $\delta = -24$  meV: (1a)  $30 \mu\text{W}$  (1b)  $40 \mu\text{W}$  (1c)  $60 \mu\text{W}$  (1d)  $80 \mu\text{W}$   
 (2)  $\delta = -5$  meV: (2a)  $15 \mu\text{W}$  (2b)  $18 \mu\text{W}$  (2c)  $30 \mu\text{W}$  (2d)  $60 \mu\text{W}$

Zur Verdeutlichung des superlinearen Charakters der Emission wurde wieder eine anregungsleistungsnormierte Auftragung der Intensität gewählt. Bei moderater Verstimmung (2) ist bezogen auf die Anregungsdichte eine wesentlich höhere Intensität zu verzeichnen als bei starker Verstimmung (1). Dies liegt zum einen an der bei (1) gegen (2) erhöhten Anregungsschwelle für nichtlineare Emission, zum anderen aber auch daran, daß bei einem höheren Anteil starker Kopplung aufgrund der stärkeren Vermischung des photonischen und exzitonischen Charak-

ters in der Polaritonmode die Intensität höher ist (siehe Abschnitt 2.2.2). Dieser stärkere Einfluß der Exziton-Photon-Kopplung bei Turm (2) manifestiert sich neben der Emissionsintensität auch in der Emissionsenergie der einzelnen Moden. Im linken Teil (1) der Abbildung emittieren die einzelnen Moden ziemlich unabhängig von der Anregungsleistung bei jeweils konstanten Energien. Im rechten Teil (2) hingegen ist mit zunehmender Anregungsleistung auch eine zunehmende Blauverschiebung der Emissionsenergie der einzelnen Moden zu beobachten. So verschiebt beispielsweise die niederenergetischste Mode vom Spektrum (2b) um etwa 0,2 meV zur Energie im Spektrum (2d). Dies entspricht rund 25% der Linienbreite und ist deshalb so deutlich wahrnehmbar. Von der Größenordnung her ist diese Linienverschiebung mit dem Wert der unstrukturierten Probe bei ähnlicher Verstimmung (siehe Abbildung 2.23) vergleichbar.

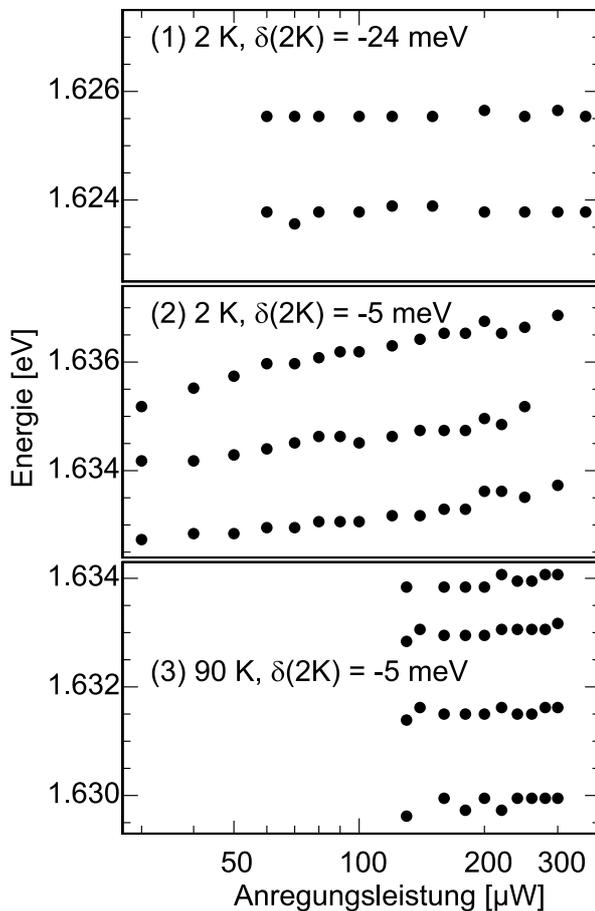


Abbildung 4.4: Anregungsdichteabhängigkeit der Turmmodenenergien ( $R = 3,8 \mu\text{m}$ ):  
 (1) 2 K,  $\delta(2\text{K}) = -24 \text{ meV}$   
 (2) 2 K,  $\delta(2\text{K}) = -5 \text{ meV}$   
 (3) 90 K,  $\delta(2\text{K}) = -5 \text{ meV}$ ,  $\delta(90\text{K}) = 6 \text{ meV}$

Die hier beobachteten Linienverschiebungen in nichtlinearer Emission aus Türmen mit zunehmender Anregungsdichte und ihr Verschwinden bei erhöhten Temperaturen lassen sich also als Anzeichen starker Kopplung deuten. Abbildung 4.4 illustriert dies nochmal zusammenfassend [109]. Bei tiefen Temperaturen um 2 K ist bei starker Verstimmung (1) keine deutliche Änderung der Modenenergien mit der Anregungsleistung wahrnehmbar, da die Einflüsse starker Kopplung zu gering sind (photonischer Modencharakter). Bei geringer Verstimmung (2) sind deutliche Einflüsse starker Kopplung vorhanden (polaritonischer Modencharakter). Eine Steigerung der Anregungsleistung bringt durch Abschirmeffekte eine Abnahme der Kopplungsstärke und damit eine Verschiebung der Emissionsenergien mit sich. Wenn man bei geringerer Verstimmung die Temperatur auf 90 K erhöht (3), verschwinden diese Linienverschiebungen, da durch die exzitonische Linienverbreiterung die starke Kopplung in

Türmen bereits weitgehend unterdrückt wird. Bei 2 K liegt also noch starke Kopplung vor, bei 90 K anscheinend nicht mehr.

Darüber hinaus ist es schwierig weitere Aussagen darüber zu treffen, wie die Kopplungsstärke in Türmen sich mit der Temperatur verhält. Einen etwas, zumindest qualitativ, näheren Eindruck können detailliertere, temperaturabhängige Messungen liefern. Diese werden im folgenden beschrieben.

## 4.2.2 Starke Kopplung im Temperaturverhalten

Als ein starkes Instrument zur Untersuchung der Exziton-Photon-Kopplung (Abschnitt 2.2) haben sich temperaturlöste Messungen erwiesen. Über die Variation der Verstimmung mit der Temperatur erlangt man unmittelbar Zugriff auf die Rabiaufspaltung, insbesondere auf deren Temperaturabhängigkeit. Deshalb wird in diesem Abschnitt die Temperaturabhängigkeit der Modenenmissionsenergien aus Turmmikroresonatoren näher in Augenschein genommen.

### 4.2.2.1 Verstimmungsabhängiges Temperaturverhalten

In Abbildung 4.5 sind einige Photolumineszenzspektren von Türmen mit  $3,8 \mu\text{m}$  Radius für verschiedene Temperaturen aufgetragen [111].

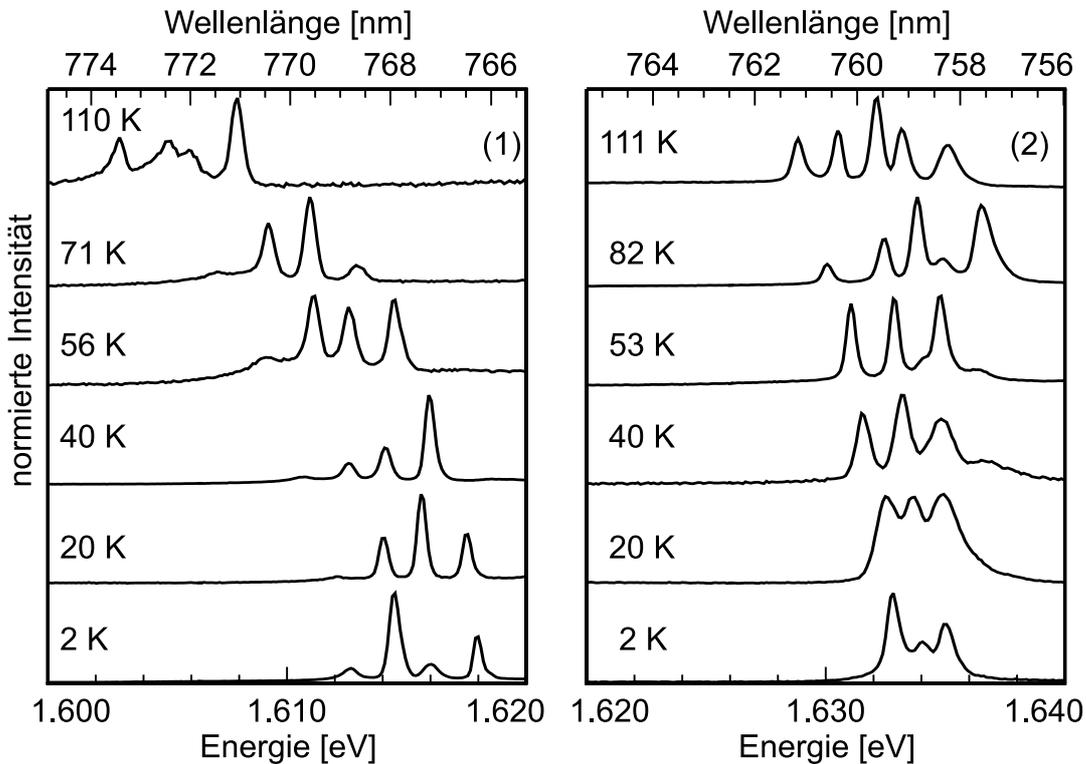


Abbildung 4.5: Temperaturabhängige Spektren von Türmen ( $R = 3,8 \mu\text{m}$ ).

(1) links:  $\delta(2K) = -32 \text{ meV}$  und (2) rechts:  $\delta(2K) = -5 \text{ meV}$

Die Spektren der linken Seite (1) wurden an einem Turm mit einer anfäng-

lichen Verstimmung von  $\delta(2\text{K}) = -32 \text{ meV}$ , die der rechten Seite (2) an einem Turm mit  $\delta(2\text{K}) = -5 \text{ meV}$  gemessen. Beide Türme hatten die gleichen Radien  $R = 3,8 \mu\text{m}$ . Im hier abgedeckten Temperaturbereich von 2 K bis rund 110 K reduziert Turm (1) seine Verstimmung von anfänglich  $-32 \text{ meV}$  bis auf etwa  $-15 \text{ meV}$  (siehe Abbildung 2.12). Die Verstimmung erreicht also nicht den Bereich starker Exziton-Photon-Kopplung. Hingegen durchläuft Turm (2) zunächst den Bereich starker Kopplung, um dann wieder aus der Exziton-Photonresonanz (bei rund 60 K) herauszufahren und Verstimmungen um  $+12 \text{ meV}$  zu erreichen. Alle Spektren wurden im Bereich superlinearer Emission gemessen. In Bezug auf Änderungen der Oszillatorstärke aufgrund des Abschirmeffekts (siehe Abbildungen 4.4 (2) und 2.23) sind die gewählten Anregungsleistungen ( $60 - 70 \mu\text{W}$  bei  $-32 \text{ meV}$  und  $35 - 50 \mu\text{W}$  bei  $-5 \text{ meV}$  Verstimmung) vergleichbar. In beiden Abbildungsteilen wurde zwar jeweils wegen der unterschiedlichen Emissionsenergien ein anderes Energieintervall dargestellt, aber dennoch der gleiche Maßstab der Achsen verwendet, um die Entwicklung der Emissionsenergien miteinander vergleichen zu können.

Im Falle der hohen negativen Verstimmung liegt eine monotone Rotverschiebung des Modenspektrums als Ganzes vor. Die Modenabstände ändern sich nicht. Hinsichtlich der Temperaturkoeffizienten der Verschiebung ist die Situation vergleichbar mit der Situation bei der unstrukturierten Probe. So verschiebt beispielsweise die niederenergetischste Mode von  $1,613 \text{ eV}$  bei 2 K nach  $1,603 \text{ eV}$  bei 110 K. Dies entspricht in linearer Näherung rund  $0,09 \text{ meV/K}$ . Für die unstrukturierte Probe wurde ein Temperaturkoeffizient von  $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  ermittelt (Abschnitt 2.2.3.2). Das bedeutet ungefähr  $0,08 \text{ meV/K}$  für die Photonmodenenergie. Damit ist die Energieverschiebung im linken Teil (1) der Abbildung größtenteils auf die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex zurückzuführen. Das heißt die Moden sind hier rein photonisch.

Im Gegensatz dazu ist im rechten Teil (2) der Abbildung die Verschiebung der Moden des Turmes aus dem Bereich kleiner Verstimmungen viel kleiner und es deuten sich Änderungen des Modenabstands an. Des weiteren scheinen die einzelnen Moden bei tiefen Temperaturen eine etwas größere Halbwertsbreite als bei hohen Temperaturen zu besitzen. Bei hohen Temperaturen nähert sie sich dem im linken Teil der Abbildung durchweg zu beobachtenden Wert von ungefähr  $0,6 \text{ meV}$  an.

Da sich zum Turm (1) nur der Verstimmungsbereich und damit der Einfluß der Exziton-Photon-Kopplung geändert hat, muß diese Änderung der Temperaturentwicklung des Spektrums kopplungsbedingt sein. Nun sollte man sich vergegenwärtigen, daß der Temperaturkoeffizient der ungekoppelten Exzitonmode mit etwa  $0,55 \text{ meV/K}$  anhand der unstrukturierten Probe als wesentlich größer als der Wert der Photonmode ermittelt wurde. Man würde also für die mutmaßlich gekoppelten Moden (2) einen eher noch höheren Temperaturkoeffizienten als für die ungekoppelten Photonmoden (1) erwarten. Dies ist aber offensichtlich nicht der Fall. Wie man dennoch das beobachtete Verhalten qualitativ verstehen kann

wird im folgenden beschrieben.

#### 4.2.2.2 Einfaches Kopplungsmodell

Es wurde bereits festgestellt, daß sich das Temperaturverhalten der Spektren von Mikroresonatortürmen im nichtlinearen Emissionsbereich je nach anfänglicher Verstimmung unterscheidet. Am auffälligsten ist dies hinsichtlich der beobachteten Modenenergien. In Abbildung 4.6 sind diese für die beiden Türme aus Abbildung 4.5 über der Temperatur aufgetragen. Die gestrichelten Linien dienen nur zur Verdeutlichung der Modenzugehörigkeit der einzelnen Datenpunkte und stellen noch keinerlei Fit dar.

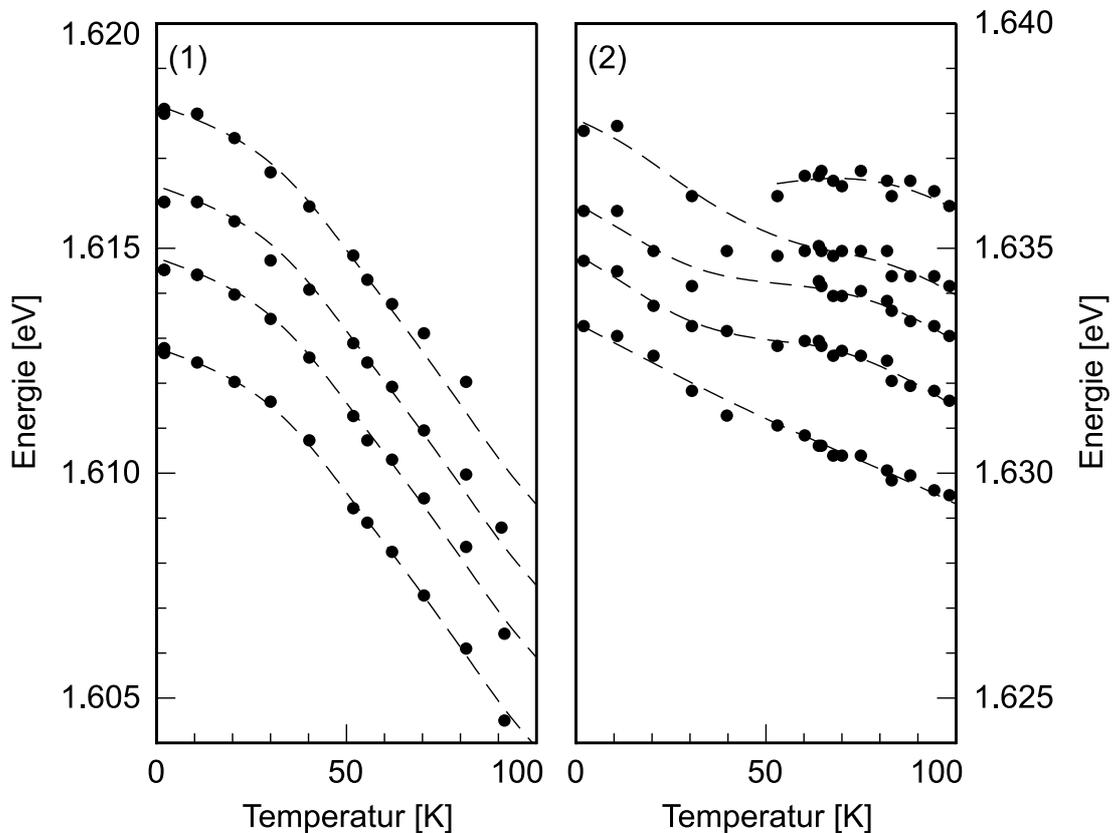


Abbildung 4.6: Temperaturabhängige Modenenergien (Turmradius  $R = 3,8\mu\text{m}$ ). (1) links:  $\delta(2K) = -32 \text{ meV}$  und (2) rechts:  $\delta(2K) = -5 \text{ meV}$

Die Energien im linken Teil der Abbildung (1) folgen einem rein photonischen Verhalten ähnlich dem der unstrukturierten Probe in Abschnitt 2.2.3.2. Der einzige Unterschied zu dem dort beobachtetem Verhalten besteht in der leichten anfänglichen Krümmung der Photonmodenenergieverläufe. Die rein lineare Beschreibung der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes gilt streng genommen erst für etwas höhere Temperaturen. Bei tiefen Temperaturen ähnelt der Verlauf eher der anfänglichen Krümmung der Bandlücke. Bei dem aus Reflexionsmessungen ermittelten Temperaturkoeffizient der Photonmode der unstrukturierten

Probe wurde dieses feine Detail noch nicht hinreichend genug aufgelöst.

Die Energien im rechten Teil der Abbildung (2) zeigen aufgrund von Einflüssen starker Exziton-Photon-Kopplung eine Abweichung von dem im linken Teil beobachteten Verhalten. Hier koppeln also mehrere Photonmoden des Resonatorturmes mit der Exzitonmode der Resonatorquantenfilme.

Als ersten Schritt auf dem Weg zu einer Beschreibung des beobachteten Verhaltens kann man von Abschnitt 1.1.4 ausgehen. Dort wurde erläutert, wie *eine* Photonmode mit einer Exzitonmode koppelt. Nun koppeln hier aber anstelle einer Photonmode mit einem Wellenvektor mehrere Photonmoden unterschiedlichen Wellenvektors mit der Exzitonmode (beziehungsweise mit Zuständen passenden Wellenvektors der Exzitonmode).

Zunächst könnte man eine Matrix analog Gleichung 1.19 mit Spalten beziehungsweise Zeilen für jede Photonmode und einer Spalte beziehungsweise Zeile für die Exzitonmode aufstellen. Damit würde ein Exzitonmodenzustand gleichzeitig mit allen diskreten Photonmodenzuständen koppeln. Dies läßt aber außer acht, daß jede einzelne Photonmode einen unterschiedlichen Wellenvektor  $k_{\text{Mode}}$  besitzt, der sich aus den Modenenergien (für runde Türme siehe Gleichung 1.47) bestimmen läßt. Zum einen sind alle Photonmodenzustände quantenmechanisch orthogonale Zustände. Zum anderen wandelt sich bildlich gesehen beim Polariton unter Impulserhaltung immer ein Exziton in ein Photon und umgekehrt um. Aus beidem folgt, daß ein Photonzustand eigentlich nur mit einem Exzitonzustand der Exzitonmode koppeln sollte, der denselben Wellenvektor besitzt.

Deshalb bietet sich als erster Ansatz eine Beschreibung mittels jeweils einer 2x2-Matrix nach Gleichung 1.19 für jeden Photonmodenzustand und den entsprechenden Exzitonmodenzustand an. Die Eigenwerte dieser Matrix sollten dann die Polaritonmodenenergien ergeben:

$$E_{UP,OP}(k_{\text{Mode}}) = \frac{E_X(k_{\text{Mode}}) + E_P(k_{\text{Mode}})}{2} \pm \frac{\Delta(k_{\text{Mode}})}{2} \quad (4.1)$$

In diese Rechnung gehen die Rabiaufspaltung, die Photonmodenenergie und die Exzitonenergie ein. Zur Ermittlung der Temperaturverläufe der Polaritonmodenenergien kann man den Temperaturverlauf der ungekoppelten Exzitonmode der unstrukturierten Probe verwenden. (Die zugehörigen Parameter wurden bereits in Abschnitt 2.2.3.2 ermittelt, siehe dort.) Die  $k$ -Abhängigkeit der Exzitonenergie ist praktisch verschwindend, weshalb man näherungsweise für alle Photonmoden dieselbe Exzitonenergie zur Kopplung verwenden kann. Die Photonmodenenergien ergeben sich aus Gleichung 1.47. Ihr Temperaturverlauf wird zur Erfassung der leichten anfänglichen Krümmung bei tiefen Temperaturen der Messung bei starker Verstimmung entnommen. Die Parameter für die Temperatur- und Leistungsabhängigkeit der Rabiaufspaltung kann man zunächst als identisch mit denen der unstrukturierten Probe annehmen (Abschirmeffekte wie in Abschnitt 2.3.3.3). Lediglich die photonische und die inhomogene exzitonische Linienbreite müssen entsprechend Abschnitt 3.2.3 modifiziert werden. Die

Photonmodenlinienbreite beträgt rund  $\gamma_P = 0,8$  meV, für die exzitoni- sche Lini- enbreite sei einmal  $\gamma_X = 13,7$  meV angenommen, auch wenn die knapp 14 meV Lini- enbreite in Abbildung 3.20 sich durch Hochdichteanregung und Ätزشäden zusammensetzen und sicherlich nicht die wirklich korrekte inhomogene exziton- ische Lini- enbreite angeben.

In Abbildung 4.7 sind die Ergebnisse entsprechender Berechnungen mit durch- gezogenen Linien dargestellt. Die Verläufe der ungekoppelten Moden sind gestri- chelt (Photon) beziehungsweise gepunktet (Exziton) eingezeichnet.

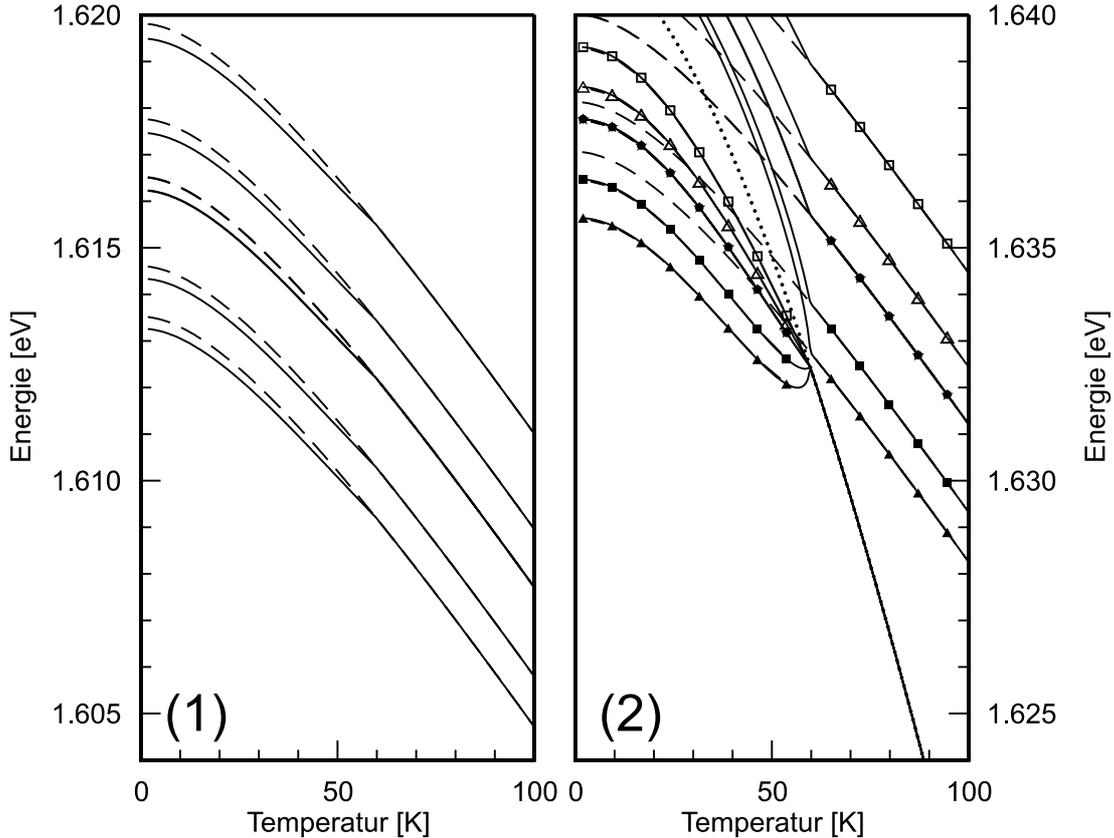


Abbildung 4.7: Modellrechnung temperaturabhängiger Modenenergien (Turmra- dius  $R = 3,8\mu\text{m}$ ). (1) links:  $\delta(2K) = -32$  meV und (2) rechts:  $\delta(2K) = -5$  meV gestrichelt: ungekoppelte Photonmoden, gepunktet: ungekoppelte Exzitonmode, durchgezogene Linien: Polaritonmoden

Der linke Teil (1) der Abbildung zeigt die Situation bei einer starken anfäng- lichen Verstimmung. Das Ergebnis ist qualitativ sehr gut mit dem experimen- tell gefundenen Bild vergleichbar. Im rechten Teil (2) der Abbildung ist die Lage bei geringer Verstimmung skizziert. Zusammengehörende Polaritonmodenverläufe sind dort durch gleiche Symbole verdeutlicht.

Im Falle der starken Verstimmung (1) sind die sich ausbildenden Polaritonmo- den im Rahmen der experimentellen Genauigkeit meßtechnisch kaum noch von den ungekoppelten Photonmoden zu unterscheiden. Für geringe Verstimmungen

(2) ergeben sich durch die rasche Abnahme der Rabiaufspaltung noch innerhalb des relevanten Temperaturbereiches insgesamt geringere Rotverschiebungen bei den Polaritonmoden als bei den Photon- oder der Exzitonmoden. Dies entspricht der experimentellen Realität.

Der drastische Abfall der Rabiaufspaltung resultiert in der einfachen Modellrechnung bei Erreichen von  $\hbar\Omega = 0$  bei etwa 55 K bis 60 K in einer Spitze im Verlauf der Polaritonmodenenergie. Setzt man voraus, daß diese Spitzen meßtechnisch ziemlich schwierig aufzulösen sind, beziehungsweise eine viel höhere Temperaturauflösung voraussetzen, dann sollten sich anstelle der Spitzen im Experiment tatsächlich die beobachteten eher plateauähnlichen Verläufe einstellen. Zumindest für die niederenergetischen Moden läßt sich damit der beobachtete Modenenergieverlauf qualitativ erklären. Bei den höherenergetischeren Moden muß von einer verringerten Oszillatorstärke und damit auch schon bei tiefer Temperatur etwas reduzierten Rabiaufspaltung ausgegangen werden, um die in der Abbildung auftauchenden sehr hohen Spitzen zu vermeiden. Dies ist durchaus vernünftig, denn durch den photonischen Einschluß kommt es zu einer veränderten Feldverteilung im Resonator und damit zu einem verändertem Überlapp der photonischen Feldverteilung mit der exzitonischen Wellenfunktion. Außerdem ist der photonische Einschluß nicht perfekt. Ein Teil des Feldes leckt in das Turmäußere (*'photon leakage'*). Diese Verluste können die Rabiaufspaltung um einige Prozent verringern und sind unterschiedlich von Mode zu Mode [45].

Natürlich muß bei allen Versuchen zur Beschreibung der beobachteten starken Kopplung im Mikroresonatorturm auch immer vergegenwärtigt werden, daß es sich hier um superlineare Emission im Bereich starker Kopplung handelt. Für diesen Bereich existiert aber bislang noch keine theoretische Beschreibung der Exziton-Photon-Kopplung. Mehr als ein qualitatives Bild kann man von einer Theorie, die der spontanen Emission entliehen ist folglich auch nicht erwarten. Nichtsdestotrotz erscheint es plausibel von einer starken Exziton-Photonkopplung im Mikroresonatorturm auch bei superlinearer Emission bis hin zu Temperaturen um 50 K auszugehen, auch wenn sich die beobachteten Temperaturverläufe noch nicht quantitativ hinreichend gut theoretisch beschreiben lassen.

# Kapitel 5

## II-VI-Mikrodisk

Auch wenn es möglich war in den betrachteten CdTe-basierten Turm-Mikroresonatoren starke Kopplungseffekte bei dreidimensionalem photonischem Einschluß zu beobachten, sind diese Strukturen einigen Beschränkungen unterworfen. Zum einen läßt sich ein auch elektronisch dreidimensionaler Einschluß nicht durch selbstorganisiertes Quantenpunktwachstum realisieren. Zum anderen ist die Resonatorgüte nicht besonders groß. Beides zusammen erschwert es ungemein die vorliegenden Untersuchungen in den Bereich starker Licht-Materie-Wechselwirkung bei dreidimensionalem photonischem *und* exzitonischem Einschluß zu erweitern.

Andererseits existieren noch andere Ansätze zur Verwirklichung von dreidimensionalem Einschluß, die man auch im II-VI-Materialsystem mit seinen hohen Vorzügen einsetzen kann. Einer davon wurde bereits in Abschnitt 1.2.2.2 angesprochen, es handelt sich dabei um Mikrodisk.

### 5.1 Präparation von II-VI-Mikrodisk

Zur Realisation von Quantenpunkten in einem Mikroresonator mit dreidimensionalem photonischem Einschluß wird zunächst von bereits verfügbaren CdSe/ZnSe-Quantenpunktproben guter Qualität ausgegangen. Diese Proben werden auf GaAs-Substrat gewachsen. Damit eine spätere pilzähnliche Strukturierung erfolgen kann, wird aber zwischen dem eigentlichen Substrat und den II-VI-Schichten ein  $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$  Puffer eingefügt, so daß der schematische Probenaufbau beispielsweise dem in Abbildung 5.1 entspricht. Die etwa 2 nm dicke GaAs-Schicht

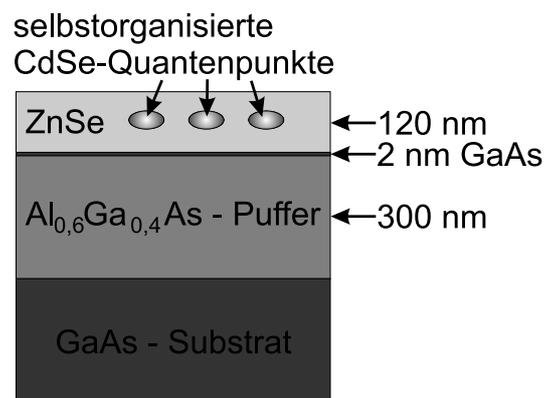


Abbildung 5.1: Aufbau einer unstrukturierten Mikrodiskprobe

zwischen II-VI-Material und AlGaAs-Puffer ist aus wachstumstechnischen Gründen erforderlich. Zur Erzeugung der CdSe-Quantenpunkte werden ungefähr 3 Monolagen des Materials nach rund 70 nm ZnSe deponiert, bevor die restlichen 50 nm ZnSe gewachsen werden. Für tiefe Temperaturen beträgt der Brechungsindex bei 540 nm für ZnSe etwa  $n_{\text{ZnSe}} \approx 2,70$  [112]. Die Brechungsindizes für AlGaAs und GaAs hingegen liegen erfahrungsgemäß um 0,5 bis 1 darüber. Damit deswegen nicht der Hauptteil des elektrischen Feldes im III-V-Material lokalisiert ist, sind bei der notwendigen Diskstrukturierung möglichst kleine Durchmesser der die Scheiben haltenden 'Pilzstiele' und ein großer Abstand der 'Pilzkappe' vom Substrat zu erzielen. Ersteres ist nicht unbedingt kritisch, da das elektrische Feld wie oben festgestellt hauptsächlich entlang der Scheibenaußenwand lokalisiert ist. Letzteres ist durch einen relativ dicken AlGaAs-Puffer gewährleistet, der nach der Strukturierung den 'Pilzstiel' bildet. Die eigentliche Mikrodisk-Strukturierung erfolgt als zweistufiger Naßätzprozeß:

Die oben beschriebene Ausgangsstruktur (1) wird zunächst (2) mit etwa  $1 \mu\text{m}$  des optischen Positivlacks ma-P-1215 flächig belackt. Zunächst wird das gewünschte Diskmuster mit ultraviolettem Licht in diesen Lack geschrieben (3) und anschließend mit dem Entwickler maD331 entwickelt (4). Dabei lösen sich die zuvor belichteten Lackbereiche ab. Danach dampft man flächig eine 12 nm dicke Titan-Metallmaske auf (5). Um nur das gewünschte Muster als Titanmaske zu erhalten, wird mit  $80^\circ\text{C}$  heißem Pyrrolidon der verbliebene Positivlack mit dem darauf haftenden Titan entfernt (6). Nun wird zum eigentlichen Ätzzvorgang übergegangen (7). Zunächst ätzt man selektiv die II-VI-Materialschicht an den unmaskierten Stellen in einer  $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7:\text{HBr}:\text{H}_2\text{O}$ -Lösung (Mischungsverhältnis 0,1 : 13 : 25) [113]. Nach etwa 5 Minuten ist diese Schicht durchgeätzt und man ist am AlGaAs angelangt. Aufgrund der sehr viel niedrigeren Ätzrate des AlGaAs ist ein definierter Ätzhalt möglich. Ein weiterer selektiver Ätzschritt mit 10%-iger Flußsäure (8) schließt sich an. Die Flußsäure greift die II-VI-Schicht

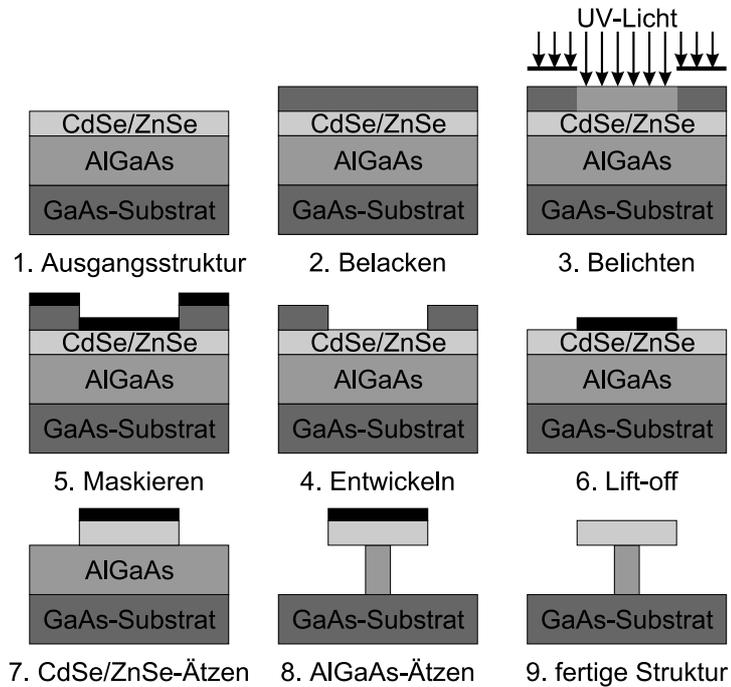


Abbildung 5.2: Schema der Mikrodiskprozessierung

zu erhalten, wird mit  $80^\circ\text{C}$  heißem Pyrrolidon der verbliebene Positivlack mit dem darauf haftenden Titan entfernt (6). Nun wird zum eigentlichen Ätzzvorgang übergegangen (7). Zunächst ätzt man selektiv die II-VI-Materialschicht an den unmaskierten Stellen in einer  $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7:\text{HBr}:\text{H}_2\text{O}$ -Lösung (Mischungsverhältnis 0,1 : 13 : 25) [113]. Nach etwa 5 Minuten ist diese Schicht durchgeätzt und man ist am AlGaAs angelangt. Aufgrund der sehr viel niedrigeren Ätzrate des AlGaAs ist ein definierter Ätzhalt möglich. Ein weiterer selektiver Ätzschritt mit 10%-iger Flußsäure (8) schließt sich an. Die Flußsäure greift die II-VI-Schicht

und GaAs praktisch nicht an. Es wird mit der Flußsäure der AlGaAs-Puffer solange geätzt, bis sich ein hinreichend schöner 'Pilzstiel' ausgebildet hat. Eine gesonderte Maskenentfernung zum Abschluß erübrigt sich, da die Flußsäure auch das Titan entfernt.

Dieser zweite Ätzschritt ist der kritischere von beiden, da einerseits hinreichend lange geätzt werden muß, um einen 'Pilzstiel' mit geringem Durchmesser zu erzielen, aber andererseits nicht zu lange, damit der 'Pilzstiel' nicht unter dem Gewicht der 'Pilzkappe' nachgibt und die ganze Struktur umfällt. Da die 'Pilzkappe' gewissermaßen als Ätzmaske wirkt, ist die Ätzzeit um einen 'Pilzstiel' mit dem Durchmesser von rund 500 nm zu erhalten zudem stark abhängig vom Scheibendurchmesser. Entsprechende Ätzdauern sind für verschiedene Scheibendurchmesser in Abbildung 5.3 aufgetragen. Zwei Ergebnisse des beschriebenen Strukturierungsprozesses sind in Abbildung 5.4 anhand von Elektronenmikroskopaufnahmen dargestellt.

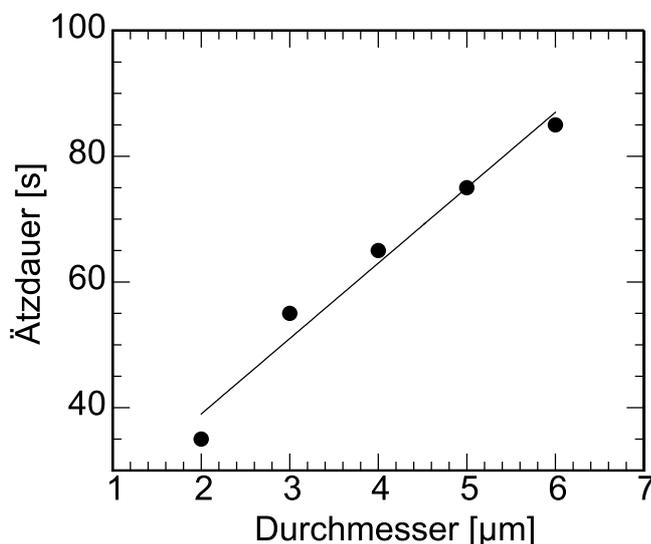


Abbildung 5.3: HF-Ätzdauern für verschiedene Scheibendurchmesser

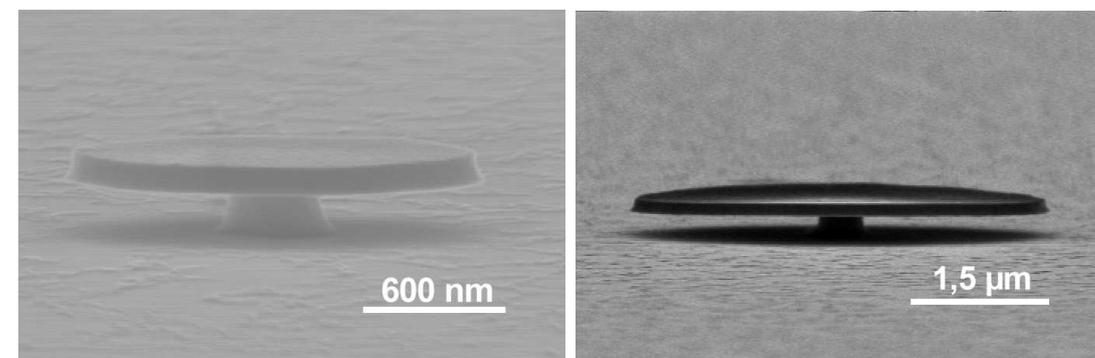


Abbildung 5.4: Mikrodisk mit Durchmesser 2  $\mu\text{m}$  (links) und 5  $\mu\text{m}$  (rechts)

Gut erkennbar ist die durch den zweistufigen, selektiven Ätzprozeß entstandene 'Pilzstruktur' mit einem schmalen 'Stiel'. Im rechten Teilbild, bei der größeren Mikrodisk, erkennt man eine leichte Wölbung der 'Pilzkappe'. Diese Wölbung entsteht durch Verspannungen aufgrund des prinzipiell nicht optimal gitterangepaßt möglichen Wachstums der CdSe/ZnSe-Strukturen auf dem AlGaAs-Material. Bei der kleineren Mikrodisk spielt dieses Phänomen aufgrund des kleineren Durchmessers keine so große Rolle. Eine bessere Gitteranpassung

zu CdSe ist durch Verwendung von ZnSse anstelle ZnSe möglich. Entsprechende Teststrukturen ergaben jedoch keinen nennenswerten Vorteil.

## 5.2 Analyse von II-VI-Mikrodisk

Ein Hauptantrieb zur Untersuchung von II-VI-basierten Mikrodisk war die Einbringung selbstorganisierter Quantenpunkte in einen Resonator und die erwarteten hohen Güten des photonischen Einschlusses. Zur Analyse dieser beiden Aspekte wurde wieder das Photolumineszenzexperiment herangezogen. Die entsprechenden Ergebnisse werden im folgenden dargestellt.

### 5.2.1 Exzitonisches Subsystem

Zum näheren Studium der exzitonischen Eigenschaften der Mikrodiskstrukturen wurden auf einigen Probenstücken auch Mesen strukturiert. Läßt man bei der Mikrodiskstrukturierung den zweiten Ätzschrift zur Erzeugung des 'Pilzstiels' weg, so erhält man bei geeigneter Maskenwahl am Ende verschieden große isolierte Teilbereiche der II-VI-Schicht. Entsprechend der Größenvariation und der Quantenpunktflächendichte befinden sich in den nun entstandenen Mesen unterschiedlich viele Quantenpunkte.

Bei hinreichend kleiner Mesengröße und hinreichend großem Abstand zwischen den Mesen (groß im Vergleich zum Laserfokusdurchmesser) sollte es also möglich sein nur noch einige wenige Quantenpunkte im Strahl des anregenden Lasers zu haben [113, 114]. In Abbildung 5.5 ist das Photolumineszenzspektrum einer Mesa mit 90 nm Durchmesser dargestellt. Im Bereich von 555 nm bis 570 nm emittiert diese Mesa tatsächlich etwa 15 einzelne Linien. Die Breite dieser scharfen Einzellinien liegt in der Größe der Auflösung des Meßsystems und damit weit

unter der Linienbreite der unstrukturierten Probe. Bei der unstrukturierten Probe liegt eine inhomogene Linienverbreiterung, also eine Überlagerung vieler Einzelquantenpunktlinien mit unterschiedlicher Energie, vor. Dies führt zu

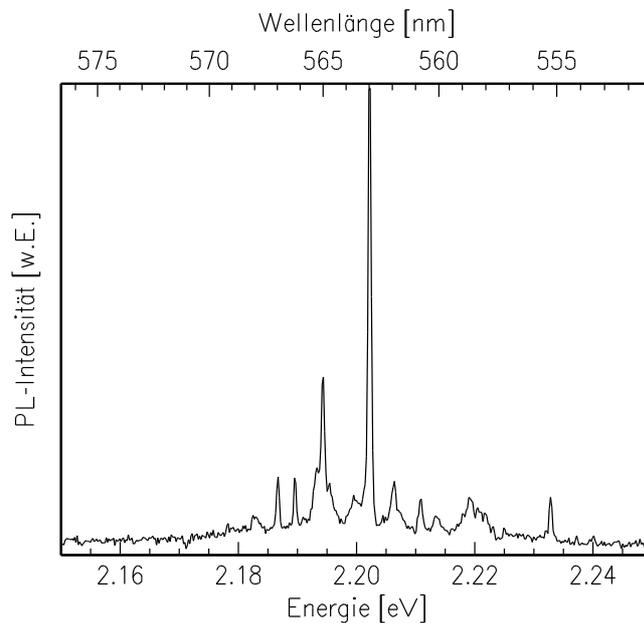


Abbildung 5.5: Photolumineszenzspektrum einer 90 nm Mesa

einer Linienbreite von etwa 45 meV. Die hier beobachteten Linien gehören also wirklich zu einzelnen Quantenpunkten. Die Quantenpunktdichte ist dabei mit etwa  $1,7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  im Verhältnis zu vergleichbaren Strukturen [35] eher groß.

Ein weiteres Indiz für das Vorliegen von Quantenpunkten liefern zeitaufgelöste Messungen an der unstrukturierten Probe, siehe Abbildung 5.6. Die exzitonische Lebensdauer ist abhängig von der Dimension des Einschlusses. Für Quantenfilme liegt sie im hier betrachteten Materialsystem bei etwa 100 ps [35]. Für Quantenpunkte muß sie viel höher sein [115]. Der Grund liegt darin, daß eine höhere örtliche Lokalisation im Quantenpunkt eine größere Delokalisation im Impulsraum bedeutet (Unschärferelation). Zur strahlenden Rekombination des Exzitons müssen aber die ganze Energie *und* der ganze Impuls des Exzitons an das Photon übertragen werden. Das Photon hat nur einen sehr geringen Impuls, daher können auch nur Exzitonen mit sehr kleinem Impuls in lateraler Probenrichtung strahlend rekombinieren. Damit wird die Rekombination im Quantenpunkt gegenüber dem Quantenfilm schwieriger. Es ergeben sich als Folge längere Zerfallszeiten. Die beobachtete Lebensdauer von 290 ps liegt auch tatsächlich im für Quantenpunkte erwarteten Bereich.

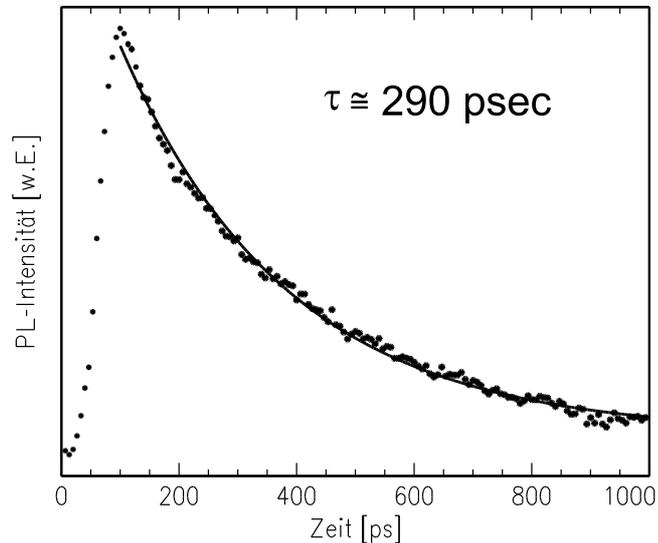


Abbildung 5.6: Spektral integrierter Abfall der Photolumineszenzintensität (angeregt mit ca.  $250 \text{ W/cm}^{-2}$  bei 488 nm)

Zur strahlenden Rekombination des Exzitons müssen aber die ganze Energie *und* der ganze Impuls des Exzitons an das Photon übertragen werden. Das Photon hat nur einen sehr geringen Impuls, daher können auch nur Exzitonen mit sehr kleinem Impuls in lateraler Probenrichtung strahlend rekombinieren. Damit wird die Rekombination im Quantenpunkt gegenüber dem Quantenfilm schwieriger. Es ergeben sich als Folge längere Zerfallszeiten. Die beobachtete Lebensdauer von 290 ps liegt auch tatsächlich im für Quantenpunkte erwarteten Bereich.

### 5.2.2 Photonisches Subsystem

Nachdem es gelungen ist aus Proben mit selbstorganisierten Quantenpunkten Mikrodisk herzustellen, steht noch der Nachweis von dreidimensionalem photonischem Einschluß aus. Im Photolumineszenzexperiment ist dabei daran zu denken, daß sich die Lichtausbreitung innerhalb der Mikrodisk in der Scheibenebene vollzieht. Demzufolge strahlt die Mikrodisk auch vornehmlich innerhalb eines gewissen Winkels um die Scheibenebene aus [21]. (Dies ist schematisch im Inset von Abbildung 5.7 skizziert.) Man kann also zwar die Probe parallel zur Normalen optisch anregen, sollte aber eher unter einem Winkel zur Normalen detektieren, um effizient die Emission aus den photonischen Moden einzusammeln.

Zunächst ist in Abbildung 5.7 die Situation dargestellt, die sich bietet, wenn

man einzelne Disks vom Durchmesser  $5 \mu\text{m}$  mit  $1,7 \text{ mW}$  eines Ar-Ionenlaser im Dauerstrichbetrieb bei  $488 \text{ nm}$  anregt und unter einem Winkel von rund  $30^\circ$  gegen die Probennormale detektiert. Im linken Teil der Abbildung sind einige Spektren der selben Mikrodisk für jeweils unterschiedliche Temperaturen aufgetragen. Im rechten Teil der Abbildung ist ein Ausschnitt aus dem linken Teil vergrößert dargestellt worden.

Einige einzelne Linien, die aus dem inhomogen verbreiterten exzitonen Untergrund herausragen, sind erkennbar. Allerdings weisen sie eine sehr hohe Ähnlichkeit mit den Linien von einzelnen Quantenpunkten auf. Die Temperaturabhängigkeit ihrer Emissionsenergie paßt zudem sehr gut zu dem Verlauf, der für Linien von einzelnen Quantenpunkten einer mit Mesen strukturierten Probe gemessen wurde. (Ermittelt wurden eine Debyetemperatur von  $\Theta = 278 \text{ K}$  und ein Temperaturkoeffizient  $a = 4,9 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$  [116]). Die Temperaturverläufe folgen demnach eher der Abhängigkeit der Bandlücke als der des Brechungsindex von der Temperatur. Es handelt sich hier also tatsächlich um Einzelquantenpunktlinien.

Dies ändert sich aber, wenn man zu höheren Anregungsdichten und einer anderen Wellenlänge des anregenden Laserstrahls geht. Durch die Verwendung des gütegeschalteten, modengekoppelten und frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers kann man die einzelnen Mikrodisk mit wesentlich höheren Peakleistungen und mit  $532 \text{ nm}$  quasi-resonant anregen. Experimentell ist diese Methode zwar etwas diffiziler, da das von der Probe reflektierte beziehungsweise gestreute Laserlicht so nahe bei der Wellenlänge des Photolumineszenzsignals liegt, daß kein Bandkantenfilter es mehr vor dem Detektor eliminieren kann, aber dies läßt sich unter Ausnutzung der linearen Polarisation des Laserlichtes und Verwendung eines dazu gekreuzten Linearpolarisators vor dem Monochromator hinreichend genug ausgleichen.

In Abbildung 5.8 ist das Photolumineszenzspektrum einer  $5 \mu\text{m}$  Mikrodisk bei Anregung mit  $200 \mu\text{W}$  des gepulsten Nd:YAG-Lasers aufgetragen. Für dieses Spektrum wurde unter Verwendung eines gegen die Laserpolarisationsrich-

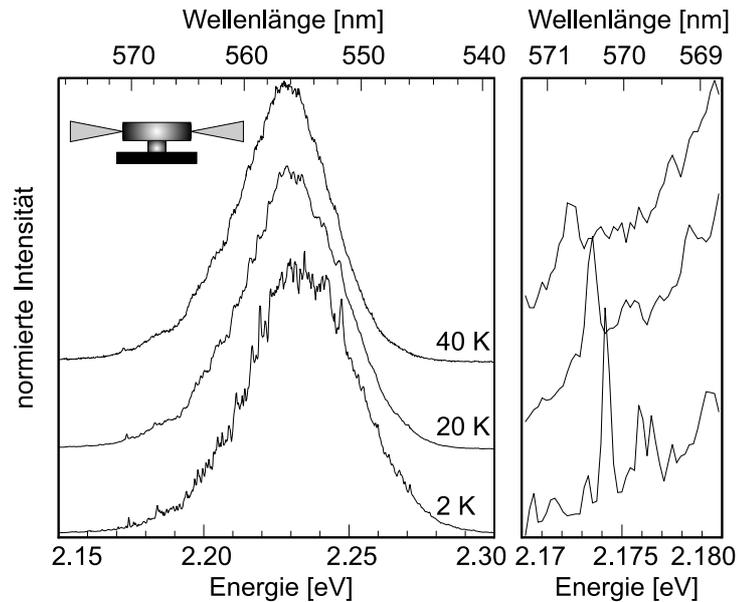


Abbildung 5.7: Photolumineszenzspektren einer  $5 \mu\text{m}$  Mikrodisk bei verschiedenen Temperaturen

tung gekreuzten Linearpolarisators unter einem Winkel von etwa  $30^\circ$  gegen die Probennormale 3,5 Minuten lang das Photolumineszenzsignal gesammelt. Man erkennt den exzitonischen Untergrund mit einem weiteren Anstieg der Intensität bei höherer Energie, welcher auf Laserstreulicht zurückzuführen ist.

Über diesen Untergrund erheben sich mehrere relativ scharfe einzelne Signalspitzen, von denen die am besten erkennbaren mit Pfeilen markiert sind. Die Linienbreite der deutlichsten Spitze entspricht etwa  $\lambda/\Delta\lambda \approx 2700$ .<sup>\*</sup> Diese Signale unterscheiden sich deutlich von dem einzelner Quantenpunkte. Nach Gleichung 1.51 ist für  $n = 2,7$  bei einer  $5 \mu\text{m}$  Mikrodisk ein Modenabstand der Größenordnung  $3,6 \text{ nm}$  für WGM und  $11,3 \text{ nm}$  für QRM zu erwarten. Die hier zu beobachtenden Modenabstände liegen aber im Bereich  $4 \text{ meV}$

bis  $9 \text{ meV}$ . Das bedeutet, daß hier nicht alle Moden anschwingen und möglicherweise auch kein reines WGM-Spektrum oder reines QRM-Spektrum vorliegt. Wegen der anscheinend nicht ausreichenden Güte des photonischen Einschlusses werden die Moden erst bei sehr hohen Anregungsdichten, also beim Einsetzen nichtlinearer Emission, wirklich sichtbar.

Allerdings ist es durchaus möglich, daß eine weitere Verbesserung der Diskaußenkantenrauhigkeit zu einem besseren photonischen Einschluß, insbesondere der WGM, führt [117]. Zum Erreichen sehr hoher Q-Werte ist die Erhöhung des WGM-Anteils zwingend erforderlich [21].

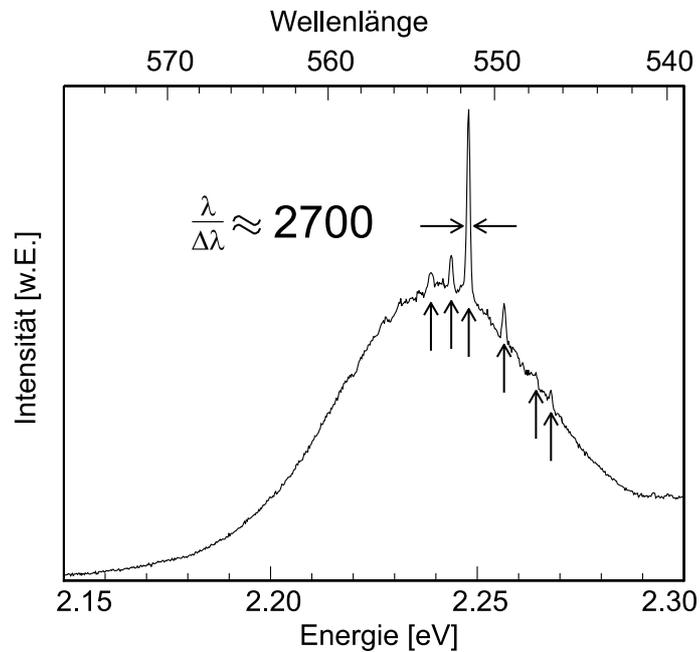


Abbildung 5.8: Photolumineszenzspektrum einer  $5 \mu\text{m}$  Mikrodisk bei Hochdichteanregung

<sup>\*</sup>Der Gütefaktor  $Q$  ist für lineare Emission, nicht für die hier gegebene nichtlineare Emission, definiert.



# Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit waren II-VI-Halbleiter basierende Mikroresonatoren. Die Ziele der Arbeit bestanden dabei hauptsächlich in:

1. Untersuchung nichtlinearer Emission und starker Exziton-Photon-Kopplung bei eindimensionalem photonischem Einschluß auch bei hohen Leistungsdichten und Temperaturen
2. Erzeugung dreidimensionalen photonischen Einschlusses
3. Untersuchung nichtlinearer Emission in photonischen Punkten
4. Nachweis starker Kopplungseffekte in photonischen Punkten

Dabei reiht sich der erste Punkt nahtlos in die aktuelle wissenschaftliche Diskussion ein, sind doch Mikroresonatoren auf II-VI-Halbleiterbasis aufgrund ihrer im Verhältnis zu III-V-Halbleitersystemen herausragenden Kopplungsstärke [118] und der entdeckten superlinearen Emission bei selbst nichtresonanter Anregung [26] für die Forschung besonders attraktiv geworden.

Tatsächlich wurde im Rahmen dieser Arbeit bei CdMnMgTe-Fabry-Pérot-Mikroresonatoren (Gütefaktoren: 700 bis 900) mit CdTe-Quantenfilmen starke Exziton-Photon-Kopplung mit Rabi-aufspaltungen bis zu 28 meV in Reflexion nachgewiesen. Als wirksames Mittel zur Kopplungseinstellung wurde der Einfluß keilförmiger Resonatoren, äußerer Magnetfelder und Proben-Temperaturänderungen demonstriert. Ein keilförmiger Resonator mit rund  $2,9 \cdot 10^{-4}$  Grad resultierte dabei in einer Verschiebung der Photonmode entlang der Keilrichtung um 12,6 meV/mm und einer Verschiebung der Exzitonmode um 1,48 meV/mm. Der Faradayeffekt ermöglichte Verschiebungen der Photonmode um etwa 0,2 meV/T. Als Temperaturkoeffizient wurde  $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  für den effektiven Brechungsindex und ein Varshni-Parameter von 0,55 meV/K bei einer Debyetemperatur von 160 K für die Quantenfilmexzitonen gefunden.

Die nichtresonante Hochdichteanregung mit einem Nd:YAG-Laser ermöglichte es nichtlineare Emission im Bereich starker Kopplung zu studieren. Es wurden anregungsdichteabhängige Linienverschiebungen nachgewiesen, die sich im Rahmen des bekannten *'exciton bleaching'* erklären ließen: Die Kopplungsstärke verringerte sich mit zunehmender Anregungsleistungsdichte, da immer mehr freie

Elektronen-Loch-Paare die Exzitonen abschirmen. Außerdem zeigte es sich, daß die Emissionsintensität des photonischen Polaritonastes auf Kosten derjenigen des exzitonischen Polaritonastes mit zunehmender Proben temperatur ansteigt. Dies läßt sich für Verstimmungen  $\delta > 0$  durch thermische Umverteilungsprozesse der Polaritonpopulationen unter Einwirkung von Phononen begründen. Bei  $\delta < 0$  hingegen können Polaritonen des exzitonischen oberen Polaritonastes durch die starke Phononankopplung sehr effektiv in den energetisch günstigeren photonischen unteren Polaritonast relaxieren.

Aufgrund der etwas mehr als quadratischen Abhängigkeit der Emissionsintensität von der Anregungsdichte ( $\propto P^{2,8}$  statt  $\propto P^2$ ) schienen neben der hauptsächlich für die superlineare Emission verantwortlichen Exziton-Exziton-Streuung in Zustände der Polaritondispersion noch weitere Beiträge von zum Beispiel Exziton-Phononstreuung bei der Relaxation vorzuliegen. Die Identifizierung von Exziton-Exziton-Streuung als Hauptursache der superlinearen Emission wurde aber auch durch die gefundene Reduktion der Schwellanregungsdichte für superlineare Emission mit abnehmender Exziton-Photon-Verstimmung gestützt.

Abschirmeffekte und die Exzitonlinienverbreiterung aufgrund Phononankopplung reduzierten zwar die Rabiaufspaltung bei hohen Temperaturen, nichtsdestotrotz wurde aber konsistent zu diesen Mechanismen starke Exziton-Photon-Kopplung in Emission auch bei Temperaturen über 100 K nachgewiesen.

Entsprechend dem zweiten Ziel gelang es dreidimensionalen photonischen Einschluß im CdMnMgTe-Materialsystem zu präparieren (mit Gütefaktoren der Größenordnung 300). Es wurden laterale Strukturierungsprozesse mit denen Einschlußlängen bis hinab zu  $2 \mu\text{m}$  definiert werden können aufgezeigt. In Kombination mit Elektronenstrahl- beziehungsweise optischer Lithographie, reaktivem Ionenätzen und TiNiCr-Metallmasken beziehungsweise Negativlackmasken wurden hierbei Mikroresonatortürme mit Ätztiefen bis zu  $3,7 \mu\text{m}$  realisiert. Dreidimensionaler optischer Einschluß und superlineare Emission wurde demonstriert, sowohl an Mikroresonatoren mit durchgeätzten oberen Braggspiegeln und ungeätztem eigentlichen Resonator als auch an Mikroresonatoren mit durchgeätztem Resonator. Als klare Einschlußbeweise dienten dabei in Emission zum einen strukturweitenabhängige Blauverschiebungen der Emissionsenergie und zum anderen das erstmals bei CdMnMgTe-Mikroresonatoren gezeigte Auftreten höherer lateraler Moden.

In Emission gelang es, wie im dritten Ziel gewünscht, durch die Hochdichteanregung mit dem Nd:YAG-System erstmals superlineare Emission im Bereich starker Kopplung an nichtresonant angeregten Türmen zu erzeugen. Hier wurde eine Verstimmungsabhängigkeit der Schwellanregungsdichte analog zur planaren Probe ebenso gefunden wie ihre Zunahme mit der Temperatur. Während letztere auch für Halbleiterlaser herkömmlicher Art charakteristisch ist, deutete erstere auf starke Exziton-Photon-Kopplung hin.

Mittels eines neu aufgebauten Mikroreflexionsexperiments war es auch tatsächlich möglich zum ersten Mal starke Kopplung in II-VI-Turmmikroresonatoren

in Reflexion nachzuweisen. Die beobachtete Rabiaufspaltung unterschied sich nicht wesentlich von der der unstrukturierten Probe. In Emission zeigten sich dementsprechend auch bei kleiner Verstimmung anregungsdichteabhängige Linienverschiebungen aufgrund des Abschirmeffekts. Bei überwiegend rein photonischem Verhalten (schwaches Kopplungsregime) bei starken Verstimmungen oder hohen Temperaturen waren diese Linienverschiebungen nicht mehr wahrnehmbar. Ebenso variierte die Temperaturentwicklung der Modenemissionsenergien mit der anfänglichen Verstimmung. Es zeigte sich ein Spektrum von rein photonischem bis hin zu einem auf starke Kopplung zurückzuführenden Verhalten. Das photonische Temperaturverhalten war dabei durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex bestimmt. Das Verhalten im Bereich starker Kopplung ließ sich qualitativ im Rahmen temperaturabhängiger Rabiaufspaltung erklären. Es schien angemessen von starker Kopplung in nichtlinearer Emission in den vorliegenden Mikroresonatortürmen auch bei Temperaturen bis hinauf zu etwa 50 K zu sprechen (Ziel 4).

Schließlich wurde eine Kombination aus optischer Lithographie und selektivem Ätzprozeß aufgezeigt, mit der die Präparation von Mikrodisk mit Quantenpunkten auf CdZnSe-Basis gelang. Das exzitonische Subsystem wurde mittels stationärer und zeitaufgelöster Photolumineszenzspektroskopie charakterisiert. Die strahlende Lebensdauer von 290 ps verdeutlichte das tatsächliche Vorliegen von Quantenpunkten, da bei Quantenfilmen eine viel kürzere Lebensdauer zu erwarten ist. Anhand der einzelnen Quantenpunktemissionslinien kleiner Mesen ließ sich die Quantenpunktdichte zu etwa  $1,7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  abschätzen. Es wurden erste Anzeichen photonischen Einschlusses demonstriert ( $\lambda/\Delta\lambda \approx 2700$ ). Damit sollte die Tür zu Untersuchungen im Bereich Exziton-Photon-Kopplung an II-VI-Halbleitersystemen mit dreidimensionalem photonischem Einschluß und mit Quantenpunkten geöffnet worden sein.



# Summary

Topic of this work were II-VI-semiconductor based microcavities. The main goals were:

1. study of nonlinear emission and strong exciton photon coupling in structures with one-dimensional photonic confinement, even at elevated excitation power densities and temperatures
2. preparation of three-dimensional photonic confinement
3. study of nonlinear emission from photonic dots
4. proof of strong coupling in photonic dots

The first item corresponds to the actual scientific discussion as II-VI semiconductor based microcavities have become very attractive for research due to their enhanced coupling strength compared to III-V-semiconductors [118] and the possibility of superlinear emission at nonresonant excitation [26].

In fact, strong coupling with Rabi-splittings up to 28 meV has been demonstrated in this work at CdMnMgTe Fabry-Pérot microcavities (Q-factors: 700 - 900) with built-in CdTe quantum wells. Wedge-shaped resonators, external magnetic fields and variation of the temperature have been shown to be appropriate to tune the coupling. A resonator with a  $2.9 \cdot 10^{-4}$  degree wedge results in an energetic shift of 12.6 meV/mm for the photonic and 1.48 meV/mm for the excitonic mode along the wedge. The Faraday effect makes it possible to shift the photonic mode by approximately 0.2 meV/T. The temperature coefficient of the effective refractive index was found to be  $1.2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ . A Varshni-parameter of 0.55 meV/K at a Debye-temperature of 160 K for the excitons of the quantum wells was determined.

Nonlinear emission in the regime of strong coupling was reached by nonresonant high-density Nd:YAG laser system excitation. Line-shifts depending on the excitation density have been shown. They can be explained in the framework of exciton-bleaching: The strength of coupling reduces with increasing excitation density as more and more free electron-hole pairs screen the excitons.

Furthermore, with increasing sample temperature, the intensity of the photonic polariton branch emission increases at the expense of the excitonic polariton

branch emission. This can be explained by thermal redistribution processes of the polariton population by phonons for detunings  $\delta > 0$ . In contrast, for  $\delta < 0$ , due to the strong interaction with phonons, polaritons of the excitonic upper polariton branch scatter very efficiently to states of the energetically preferred lower polariton branch.

The scattering between excitons is mainly responsible for the observed superlinear emission. But as the dependency of the emission intensity on excitation power is a bit stronger than quadratic ( $\propto P^{2.8}$  instead of  $\propto P^2$ ), some additional effects like the scattering between excitons and phonons seemed to play a minor role as well. Nevertheless, the identification of exciton-exciton scattering as main contributor has been supported by the observation of a reduction of the threshold excitation density for superlinear emission with decreasing detuning.

Screening effects and excitonic linebroadening due to phonon interactions reduced the Rabi-splitting at elevated temperatures. However, consistent to these mechanisms, strong exciton-photon coupling has been demonstrated in emission at temperatures up to 100 K.

Corresponding to the second target item, the preparation of three-dimensional photonic confinement in the CdMnMgTe material system has been achieved (with Q-values of about 300). Lateral patterning processes have been developed, enabling the definition of confinement lengths down to 2  $\mu\text{m}$ . For this electron beam lithography or optical lithography and reactive ion etching were used. As masks, TiNiCr and resist masks were developed. Through this, pillar microcavities with etch depths down to 3.7  $\mu\text{m}$  have been realized. Three-dimensional optical confinement and superlinear emission have been demonstrated for microcavities with the actual resonator with the embedded quantum wells etched through (etched down to the bottom mirror stack). The same was done as well for microcavities with only the upper mirror stack etched through (leaving the actual resonator with the quantum wells embedded untouched). As clear proofs of three-dimensional optical confinement, an emission signal shift to higher energies was observed with decreasing lateral structure size and for the first time for CdMnMgTe microcavities, the rise of higher lateral confined photonic modes was demonstrated.

By Nd:YAG-laser high density excitation, for the first time, it was possible to generate superlinear emission in the strong coupling regime at nonresonantly excited microcavity pillars (as wished for the third target item). A detuning dependency of the threshold excitation density comparable to the unpatterned sample was found as well as a threshold excitation density increase with increasing temperature. Whereas the temperature dependency is characteristic for semiconductor lasers of the conventional type, the detuning dependency indicates strong exciton-photon coupling.

Actually by assembling a new setup for micro-reflection experiments, for the first time, it was possible to proof strong coupling at II-VI pillar microcavities in reflection. The observed Rabi-splitting was found not to be significantly different from the Rabi-splitting of the unpatterned sample.

Correspondingly excitation density dependent lineshifts due to screening effects (exciton-bleaching) were found at small detunings in emission. For dominating photonic character in the weak coupling regime at large detunings or high temperatures, these lineshifts were not observable any more. Furthermore, the evolution of the single mode emission energies with temperature changed with the initial detuning. A wide range from pure photonic to strong coupling related behaviour was found. The photonic temperature behaviour was determined by the temperature dependency of the refractive index. The behaviour in the regime of strong coupling could be explained qualitatively in the framework of temperature dependent Rabi-splitting. For the given microcavity pillars, it seemed reasonable to consider strong coupling at nonlinear emission even at elevated temperatures up to about 50 K (target item 4).

Finally a combination of optical lithography and selective etch process was shown which made it possible to prepare microdisks with quantum dots based on CdZnSe. The excitonic subsystem was characterized by stationary and time-resolved photoluminescence spectroscopy. A radiative lifetime of 290 ps indicated the zero-dimensional character of the quantum dots, because for quantum wells, one would expect a larger lifetime. The quantum dot density was estimated to be about  $1.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  by means of single quantum dot emission lines from small mesas. First hints for photonic confinement have been demonstrated ( $\lambda/\Delta\lambda \approx 2700$ ). Therefore the door to the study of strong exciton-photon coupling in II-VI semiconductor structures with three-dimensional photonic confinement and quantum dots should have been opened.



# Literaturverzeichnis

- [1] J. J. Baumberg, *Semiconductor microcavities: half light, half matter*, Physics World **15**, 37 (März 2002)
- [2] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa und Y. Arakawa, *Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity*, Physical Review Letters **69**, 3314 (1992)
- [3] J. J. Sanchez-Mondragon, N. B. Narozhny und J. H. Eberly, *Theory of Spontaneous-Emission Lineshape in an Ideal Cavity*, Physical Review Letters **51**, 550 (1983)
- [4] Y. Zhu, D. J. Gauthier, S. E. Morin, Q. Wu, H. J. Carmichael und T. W. Mossberg, *Vacuum Rabi Splitting as a Feature of Linear-Dispersion Theory: Analysis and Experimental Observations*, Physical Review Letters **64**, 2499 (1990)
- [5] Y. Kaluzny, P. Goy, M. Gross, J. M. Raimond und S. Haroche, *Observation of Self-Induced Rabi Oscillations in Two-Level Atoms Excited Inside a Resonant Cavity: The Ringing Regime of Superradiance*, Physical Review Letters **51**, 1175 (1983)
- [6] G. Björk und Y. Yamamoto, *Analysis of semiconductor microcavity lasers using rate equations*, IEEE Journal of Quantum Electronics **27**, 2386 (1991)
- [7] F. De Martini und G. R. Jacobovitz, *Anomalous Spontaneous-Stimulated-Decay Phase Transition and Zero-Threshold Laser Action in a Microscopic Cavity*, Physical Review Letters **60**, 1711 (1988)
- [8] A. Imamoglu und R. J. Ram, *Quantum dynamics of exciton lasers*, Physics Letters A **214**, 193 (1996)
- [9] J. J. Baumberg, P. G. Savidis, R. M. Stevenson, A. I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker und J. S. Roberts, *Parametric oscillation in a vertical microcavity: A polariton condensate or micro-optical parametric oscillation*, Physical Review B **62**, R16247 (2000)

- [10] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard und V. Thierry-Mieg, *Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity*, Physical Review Letters **81**, 1110 (1998)
- [11] E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram und V. Thierry-Mieg, *Single-mode solid-state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities*, Applied Physics Letters **79**, 2865 (2001)
- [12] A. Imamoğlu, D. D. Awschalom, G. Burkard, D. P. Di Vincenzo, D. Loss, M. Sherwin und A. Small, *Quantum Information Processing Using Quantum Dot Spins and Cavity QED*, Physical Review Letters **83**, 4204 (1999)
- [13] M. S. Sherwin, A. Imamoğlu und T. Montroy, *Quantum computation with quantum dots and terahertz cavity quantum electrodynamics*, Physical Review A **60**, 3508 (1999)
- [14] A. Imamoğlu, *Quantum Computation Using Quantum Dot Spins and Microcavities*, Fortschritte der Physik **48**, 987 (2000)
- [15] E. Krioukov, J. Greve und C. Otto, *Performance of integrated optical microcavities for refractive index and fluorescence sensing*, Sensors and Actuators B **90**, 58 (2003)
- [16] F. Vollmer, D. Braun, A. Libchaber, M. Khoshshima, I. Teraoka und S. Arnold, *Protein detection by optical shift of a resonant microcavity*, Applied Physics Letters **80**, 4057 (2002)
- [17] L. De Stefano, L. Moretti, I. Rendina und A. M. Rossi, *Porous silicon microcavities for optical hydrocarbons detection*, Sensors and Actuators A **104**, 179 (2003)
- [18] G. Dasbach, M. Schwab, M. Bayer und A. Forchel, *Parametric polariton scattering in microresonators with three-dimensional optical confinement*, Physical Review B **64**, 201309 (2001)
- [19] J. P. Reithmaier, M. Röhner, H. Zull, F. Schäfer, A. Forchel, P. A. Knipp und T. L. Reinecke, *Size Dependence of Confined Optical Modes in Photonic Quantum Dots*, Physical Review Letters **78**, 378 (1997)
- [20] J. Bloch, R. Planel, V. Thierry-Mieg, J. M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin und E. Costard, *Strong-coupling regime in pillar semiconductor microcavities*, Superlattices and Microstructures **22**, 371 (1997)
- [21] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton und R. A. Logan, *Whispering-gallery mode microdisk lasers*, Applied Physics Letters **60**, 289 (1992)

- 
- [22] M. Hovinen, J. Ding, A. V. Nurmikko, D. C. Grillo, J. Han, L. He und R. L. Gunshor, *Blue-green laser emission from ZnSe quantum well microresonators*, Applied Physics Letters **63**, 3128 (1993)
- [23] I. Suemune, A. Ueta, A. Avramescu, S. Tanaka, H. Kumano und K. Uesugi, *Semiconductor photonic dots: Visible wavelength-sized optical resonators*, Applied Physics Letters **74**, 1963 (1999)
- [24] M. V. Artemyev und U. Woggon, *Quantum dots in photonic dots*, Applied Physics Letters **76**, 1353 (2000)
- [25] P. Kelkar, V. Kozlov, H. Jeon, A. V. Nurmikko, C.-C. Chu, D. C. Grillo, J. Han, C. G. Hua und R. L. Gunshor, *Excitons in a II-VI semiconductor microcavity in the strong coupling regime*, Physical Review B **52**, R5491 (1995)
- [26] Le Si Dang, D. Heger, R. André, F. Boeuf und R. Romestain, *Stimulation of Polariton Photoluminescence in Semiconductor Microcavity*, Physical Review Letters **81**, 3920 (1998)
- [27] H. Vogel, *Gerthsen Physik*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York, 1995, 18. Auflage
- [28] Y. Yamamoto, F. Tassone und H. Cao, *Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics*, Band 169 von *Springer Tracts in Modern Physics*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York, 1997
- [29] W. Nolting, *Viel-Teilchen-Theorie*, Band 7 von *Grundkurs Theoretische Physik*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York, 2002, 5. Auflage
- [30] S. V. Gaponenko, *Effects of photon density of states on Raman scattering in mesoscopic structure*, Physical Review B **65**, 140303 (2002)
- [31] W. Nolting, *Teil 1: Quantenmechanik, Grundlagen*, Band 5 von *Grundkurs Theoretische Physik*, Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen, 1996, 3. Auflage
- [32] T. Ogawa und Y. Kanemitsu, *Optical properties of low-dimensional materials*, World Scientific Publishing Co Pte Ltd, Singapore / New Jersey / London / Hong Kong, 1995
- [33] A. V. Nurmikko und R. L. Gunshor, *Optical properties and device prospects of ZnSe-based quantum structures*, Journal of Luminescence **52**, 89 (1992)
- [34] M. K. Welsch, *Herstellung und Analyse einzelner und gekoppelter semimagnetischer II-VI-Halbleiter-Quantenpunkte*, Dissertation, Universität Würzburg (2003)

- [35] J. Seufert, *Kontrolle und Manipulation exzitonischer Zustände in selbst-organisierten II-VI-Halbleiter-Quantenpunkten*, Dissertation, Universität Würzburg (2002)
- [36] M. Obert, *Optische Spektroskopie an einzelnen und gekoppelten CdSe-Quantenpunkten*, Diplomarbeit, Universität Würzburg (2000)
- [37] Y. P. Varshni, *Temperature dependence of the energy gap in semiconductors*, Physica **34**, 149 (1967)
- [38] B. Sermage, S. Long, I. Abram, J. Y. Marzin, J. Bloch, R. Planel und V. Thierry-Mieg, *Time-resolved spontaneous emission of excitons in a microcavity: Behaviour of the individual exciton-photon mixed states*, Physical Review B **53**, 16516 (1996)
- [39] B. Wild, *Messung und optische Analyse von II/VI-Mikroresonatoren auf CdTe- und ZnSe-Basis*, Diplomarbeit, Universität Würzburg (2001)
- [40] S. Rudin und T. L. Reinecke, *Oscillator model for vacuum Rabi splitting in microcavities*, Physical Review A **59**, 10227 (1999)
- [41] V. Savona, L. C. Andreani, P. Schwendimann und A. Quattropani, *Quantum Well Excitons in Semiconductor Microcavities: Unified Treatment of Weak and Strong Coupling Regimes*, Solid State Communications **93**, 733 (1995)
- [42] T. Freixanet, B. Sermage, A. Tiberj und R. Planel, *In-plane propagation of excitonic cavity polaritons*, Physical Review B **61**, 7233 (2000)
- [43] H. Deng, G. Weihs, D. Snoke, J. Bloch und Y. Yamamoto, *Polariton lasing vs. photon lasing in a semiconductor microcavity*, Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America **100**, 15318 (2003)
- [44] L. Andreani, G. Panzarini und L.-M. Gérard, *Strong-coupling regime for quantum boxes in pillar microcavities: Theory*, Physical Review B **60**, 13276 (1999)
- [45] T. Gutbrod, M. Bayer, A. Forchel, J. P. Reithmaier, T. L. Reinecke, S. Rudin und P. A. Knipp, *Weak and strong coupling of photons and excitons in photonic dots*, Physical Review B **57**, 9950 (2000)
- [46] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1999, 7. erweiterte Auflage

- 
- [47] D. Eisert, *Realisierung aktiver und passiver optoelektronischer II/VI-Halbleiterbauelemente mittels hochauflösender Lateralstrukturierung*, Dissertation, Universität Würzburg (1998)
- [48] K. J. Vahala, *Optical microcavities*, Nature **424**, 839 (2003)
- [49] B. Gayral, J. M. Gérard, A. Lemaître, C. Dupuis, L. Manin und J. L. Pelouard, *High-Q wet etched GaAs microdisks containing InAs quantum boxes*, Applied Physics Letters **75**, 1908 (1999)
- [50] K. Djordjev, S. J. Choi und P. D. Dapkus, *Microdisk tunable resonant filters and switches*, IEEE Photonic Technology Letters **14**, 828 (2002)
- [51] D. W. Vernooy, V. S. Ilchenko, H. Mabuchi, E. W. Streed und H. J. Kimble, *High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared*, Optics Letters **23**, 247 (1998)
- [52] Yu. P. Rakovich, J. F. Donegan, N. Gaponik und A. L. Rogach, *Raman scattering and anti-Stokes emission from a single spherical microcavity with a CdTe quantum dot monolayer*, Applied Physics Letters **83**, 2539 (2003)
- [53] R. K. Lee, O. Painter, B. Kitzke, A. Scherer und A. Yariv, *Stimulation of Polariton Photoluminescence in Semiconductor Microcavity*, Journal of the Optical Society of America B **17**, 629 (2000)
- [54] K. Hennessy, C. Reese, A. Badolato, C. F. Wang, A. Imamoğlu, P. M. Petroff, E. Hu, G. Jin, S. Shi und D. W. Prather, *Square-lattice photonic crystal microcavities for coupling to single InAs quantum dots*, Applied Physics Letters **83**, 3650 (2003)
- [55] R. E. Slusher, A. F. J. Levi, U. Mohideen, S. L. McCall, S. J. Pearton und R. A. Logan, *Threshold characteristics of semiconductor microdisk lasers*, Applied Physics Letters **63**, 1310 (1993)
- [56] P. Michler, A. Kiraz, L. Zhang, C. Becher, E. Hu und A. Imamoğlu, *Laser emission from quantum dots in microdisk structures*, Applied Physics Letters **77**, 184 (2000)
- [57] R. P. Wang und M.-M. Dumitrescu, *Theory of optical modes in semiconductor microdisk lasers*, Journal of Applied Physics **81**, 3391 (1997)
- [58] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, C. J. M. Smith, R. Houdré und U. Oesterle, *High-finesse disk microcavity based on a circular Bragg reflector*, Applied Physics Letters **73**, 1314 (1998)
- [59] I. Triandaf und I. B. Schwartz, *Quality factor control in a lasing microcavity model*, Physical Review E **61**, 3601 (1999)

- [60] R. A. Mair, K. C. Zeng, J. Y. Lin, H. X. Jiang, B. Zhang, L. Dai, A. Botchkarev, W. Kim, H. Morkoç und M. A. Khan, *Optical modes within III-nitride multiple quantum well microdisk cavities*, Applied Physics Letters **72**, 1530 (1998)
- [61] J. Renner, *Nichtlineare Emission in II-VI-Mikroresonatoren mit dreidimensionalem photonischen Einschluß*, Diplomarbeit, Universität Würzburg (2003)
- [62] M. Schwab, *Polariton-Polariton Streuung in Mikroresonatoren reduzierter Dimensionalität*, Diplomarbeit, Universität Würzburg (2002)
- [63] M. Scheibner, *Spindynamik in niederdimensionalen semimagnetischen Halbleiterstrukturen*, Diplomarbeit, Universität Würzburg (2001)
- [64] H. Schömig, *Optische Spektroskopie an semimagnetischen Einzelquantenpunkten und Nanostrukturen definiert durch ortsselektive Interdiffusion*, Diplomarbeit, Universität Würzburg (2000)
- [65] D. G. Lidzey, D. D. C. Bradley, M. S. Skolnick, T. Virgili, S. Walker und D. M. Whittaker, *Strong exciton-photon coupling in an organic semiconductor microcavity*, Nature **395**, 53 (1998)
- [66] A. R. Pratt, T. Takamori und T. Kamijoh, *Temperature dependence of the cavity-polariton mode splitting in a semiconductor microcavity*, Physical Review B **58**, 9656 (1998)
- [67] H. Ulmer-Tuffigo, J. Bleuse, F. Kany, R. André und Le Si Dang, *Magnetic tuning of exciton-photon resonance in II-VI microcavities*, Superlattices and Microstructures **22**, 383 (1997)
- [68] A. Pawlis, A. Khartchenko, O. Husberg, D. J. As, K. Lischka und D. Schikora, *Large room temperature Rabi-splitting in II-VI semiconductor microcavity quantum structures*, Microelectronics Journal **34**, 439 (2003)
- [69] R. André, D. Heger, Le Si Dang und Y. Merle d'Aubigné, *Spectroscopy of polaritons in CdTe-based microcavities*, Journal of Crystal Growth **184/185**, 758 (1998)
- [70] R. André und Le Si Dang, *Low-temperature refractive indices of  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  and  $Cd_{1-y}Mg_yTe$* , Journal of Applied Physics **82**, 5086 (1997)
- [71] E. López-Cruz, J. González-Hernández, D. D. Allred und W. P. Allred, *Photoconductive characterization of  $Zn_xCd_{1-x}Te$  ( $0 \leq x \leq 0.25$ ) single crystal alloys*, Journal of Vacuum Science Technology A **8**, 1934 (1989)

- 
- [72] B. Sermage, S. Petiot, C. Tanguy, Le Si Dang und R. André, *Cd<sub>0,88</sub>Zn<sub>0,12</sub>Te group index measurements near the exciton energy at low temperatures*, Journal of Applied Physics **83**, 7903 (1998)
- [73] R. Weil, O. Yampolsky, J. K. Furdyna, R. Deljouravesh und M. Steinitz, *Some optical an thermal properties of Cd<sub>0,9</sub>Mn<sub>0,1</sub>Te*, Journal of Applied Physics **78**, 6330 (1995)
- [74] F. G. Sánchez-Almazan, H. Navarro-Contreras, G. Ramírez-Flores, M. A. Vidal, O. Zelaya-Angel, M. E. Rodríguez und R. Baquero, *Temperature dependence of the band gap of Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te alloys of low zinc concentration*, Journal of Applied Physics **79**, 7713 (1996)
- [75] J. Zhang, H. Zhang, J. Chen, Y. Deng, C. Hu, L. An, F. Yang, G.-H. Li und H. Zheng, *Tuning of exciton-photon coupling in a planar semiconductor microcavity by applying hydrostatic pressure*, Journal of Physics: Condensed Matter **14**, 5349 (2002)
- [76] H. Ulmer-Tuffigo, F. Kany, G. Feuillet, R. Langer, J. Bleuse und J. L. Pautrat, *Magnetic tuning of resonance in semimagnetic semiconductor microcavities*, Journal of Crystal Growth **159**, 605 (1996)
- [77] S. Rudin, T. L. Reinecke und B. Segall, *Temperature-dependent exciton linewidths in semiconductors*, Physical Review B **42**, 11218 (1990)
- [78] R. Houdré, J. L. Gibernon, P. Pellandini, R. P. Stanley, U. Oesterle, C. Weisbuch, J. O’Gorman, B. Roycroft und M. Ilegems, *Saturation of the strong-coupling regime in a semiconductor microcavity: Free-carrier bleaching of cavity polaritons*, Physical Review B **52**, 7810 (1995)
- [79] A. Honold, L. Schultheis, J. Kuhl und C. W. Tu, *Collision broadening of two-dimensional excitons in a GaAs single quantum well*, Physical Review B **40**, 6442 (1989)
- [80] G. K. Averkieva, V. F. Agekyan, L. K. Gridneva, V. D. Prochukhan und A. Y. Serov, *Optical properties of dilute magnetic semiconductors Cd<sub>1-x-y</sub>Mn<sub>x</sub>Mg<sub>y</sub>Te*, Physics of the Solid State **76**, 1353 (1993)
- [81] M. Legge, *Laterale Strukturierung von blau-grünen II/IV-Halbleiterlasern und CdTe-Mikroresonatoren*, Dissertation, Universität Würzburg (2000)
- [82] Y. Yamamoto, *Coherence, Amplification, and Quantum Effects in Semiconductor Lasers*, John Wiley & Sons, New York / Chichester / Brisbane / Toronto / Singapore, 1991
- [83] G. Björk, A. Karlsson und Y. Yamamoto, *Definition of a laser threshold*, Physical Review A **50**, 1675 (1994)

- [84] F. Tassone, C. Piermarocchi, V. Savona, A. Quattropani und P. Schwendimann, *Bottleneck effects in the relaxation and photoluminescence of microcavity polaritons*, Physical Review B **56**, 7554 (1997)
- [85] M. Müller, J. Bleuse und R. André, *Dynamics of the cavity polariton in CdTe-based semiconductor microcavities: Evidence for a relaxation edge*, Physical Review B **62**, 16886 (2000)
- [86] A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, G. Malpuech, M. Emam-Ismaïl, A. V. Chernenko, A. V. Kavokin, V. D. Kulakovskii, M. S. Skolnick und J. S. Roberts, *Giant enhancement of polariton relaxation in semiconductor microcavities by polariton-free carrier interaction: Experimental evidence and theory*, Phys. Rev. B **67**, 165302 (2003)
- [87] F. Tassone und Y. Yamamoto, *Exciton-exciton scattering dynamics in a semiconductor microcavity and stimulated scattering into polaritons*, Physical Review B **59**, 10830 (1999)
- [88] A. Imamođlu, R. J. Ram, S. Pau und Y. Yamamoto, *Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers*, Physical Review A **53**, 4250 (1996)
- [89] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla und D. A. B. Miller, *Theory of transient exciton optical nonlinearities in semiconductor quantum-well structures*, Physical Review B **32**, 6601 (1985)
- [90] S. Pau, H. Cao, J. Jacobson, G. Björk, Y. Yamamoto und A. Imamođlu, *Observation of a laserlike transition in a microcavity exciton polariton system*, Physical Review A **54**, R1789 (1996)
- [91] H. Cao, S. Pau, J. M. Jacobson, G. Björk, Y. Yamamoto und A. Imamođlu, *Transition from a microcavity exciton polariton into a photon laser*, Physical Review A **55**, 4632 (1997)
- [92] P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker und J. S. Roberts, *Angle-Resonant Stimulated Polariton Amplifier*, Physical Review Letters **84**, 1547 (2000)
- [93] C. Ciuti, P. Schwendimann, B. Deveaud und A. Quattropani, *Theory of the angle-resonant polariton amplifier*, Physical Review B **62**, R4825 (2000)
- [94] A. Alexandrou, G. Bianchi, E. Péronne, B. Halle, F. Bœuf, R. André, R. Romestain und Le Si Dang, *Stimulated scattering and its dynamics in semiconductor microcavities at 80 K under nonresonant excitation conditions*, Physical Review B **64**, 233318 (2001)

- 
- [95] X. Fan, H. Wang, H. Q. Hou und B. E. Hammons, *Laser emission from semiconductor microcavities: Transition from nonperturbative to perturbative regimes*, Physical Review B **56**, 15256 (1997)
- [96] F. Bœuf, R. André, R. Romestain, Le Si Dang, , E. Péronne, J. F. Lampin, D. Hulin und A. Alexandrou, *Evidence of polariton stimulation in semiconductor microcavities*, Physical Review B **62**, R2279 (2000)
- [97] R. Huang, Y. Yamamoto, R. André, J. Bleuse, M. Muller und H. Ulmer-Tuffigo, *Exciton-polariton lasing and amplification based on exciton-exciton scattering in CdTe microcavity quantum wells*, Physical Review B **65**, 165314 (2002)
- [98] A. Huynh, O. Larsson, P. Roussignol, C. Delalande, R. André, R. Romestain und Le Si Dang, *Polariton Parametric Amplifier Pump Dynamics in the Coherent Regime*, Physical Review Letters **90**, 106401 (2003)
- [99] J. Wainstain, C. Delalande, M. Voos, J. Bloch, V. Thierry-Mieg, R. Planel, R. Houdré, R. P. Stanley und U. Oesterle, *Photoluminescence Efficiency of Semiconductor-Microcavity-Polaritons far from Resonance*, Solid State Communications **106**, 711 (1998)
- [100] J. Wainstain, C. Delalande, M. Voos, R. Houdré, R. P. Stanley und U. Oesterle, *Photoluminescence Intensity in a Semiconductor Microcavity*, Solid State Communications **99**, 317 (1996)
- [101] F. Bœuf, M. Richard, R. André, F. Donatini, R. Romestain und Le Si Dang, *Spectroscopy of CdTe Microcavity Polaritons: Temperature and High Excitation Effects*, Physica Status Solidi (b) **229**, 981 (2002)
- [102] F. Bœuf, R. André, R. Romestain, Le Si Dang, , E. Péronne, J. F. Lampin, D. Hulin und A. Alexandrou, *Mechanism of Polariton-Stimulation in a CdTe-Based Microcavity*, Physica Status Solidi (a) **178**, 129 (2000)
- [103] D. Porras, C. Ciuti, J. J. Baumberg und C. Tejedor, *Polariton dynamics and Bose-Einstein condensation in semiconductor microcavities*, Physical Review B **66**, 85304 (2002)
- [104] Le Si Dang, persönliche Mitteilung (Dezember 2003)
- [105] E. M. Purcell, *Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies*, Physical Review **69**, 681 (1946)
- [106] G. Björk, H. Heitmann und Y. Yamamoto, *Spontaneous-emission coupling factor and mode characteristics of planar dielectric microcavity lasers*, Physical Review A **47**, 4451 (1993)

- [107] M. Illing, *Laterale Strukturierung von II-VI-Halbleitern durch Tiefätzen: Technologie und Anwendung*, Dissertation, Universität Würzburg (1996)
- [108] M. A. Foad, C. D. W. Wilkinson, C. Dunscomb und R. H. Williams, *CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>: A universal reactive ion etch for II-VI-semiconductors?*, Applied Physics Letters **60**, 2531 (1992)
- [109] M. Obert, J. Renner, G. Bacher, A. Forchel, R. André und Le Si Dang, *Non-linear emission in II-VI pillar microcavities: strong versus weak coupling*, Applied Physics Letters **84**, 1435 (2004)
- [110] M. Obert, B. Wild, G. Bacher, A. Forchel, R. André und Le Si Dang, *Optical confinement in CdTe-based photonic dots*, Applied Physics Letters **80**, 1322 (2002)
- [111] M. Obert, J. Renner, G. Bacher, A. Forchel, R. André und Le Si Dang, *Non-linear Emission from II-VI Photonic Dots in the Strong Coupling Regime*, Physica E **21**, 835 (2004)
- [112] F. C. Peiris, S. Lee, U. Bindley und J. K. Furdyna, *Wavelength dependence of the indices of refraction of molecular beam epitaxy-grown ZnMgSe and ZnCdSe thin films measured by two complementary techniques*, Journal of Applied Physics **86**, 918 (1999)
- [113] T. Kümmell, *II-VI Quantendrähte und Quantenpunkte: Hochauflösende Lithographie und optische Charakterisierung*, Dissertation, Universität Würzburg (1999)
- [114] T. Kümmell, R. Weigand, G. Bacher, A. Forchel, K. Leonardi, D. Hommel und H. Selke, *Single zero-dimensional excitons in CdSe/ZnSe nanostructures*, Applied Physics Letters **73**, 3105 (1998)
- [115] J. Seufert, M. Rambach, G. Bacher, A. Forchel, M. Keim, S. Ivanov, A. Waag und G. Landwehr, *Be-induced island formation in CdSe/ZnSe heterostructures: Ensemble versus single dot studies*, Physical Review B **62**, 12609 (2000)
- [116] M. Rambach, *Manipulation von Eigenzuständen in einzelnen Quantenpunkten durch elektrische Felder*, Diplomarbeit, Universität Würzburg (2001)
- [117] A. I. Rahachou und I. V. Zozoulenko, *Effects of boundary roughness on a Q factor of whispering-gallery-mode lasing microdisk cavities*, Journal of Applied Physics **94**, 7929 (2003)

- [118] M. Saba, C. Ciuti, J. Bloch, V. Thierry-Mieg, R. André, Le Si Dang, S. Kundermann, A. Mura, G. Bongiovanni, J. L. Staehli und B. Deveaud, *High-temperature ultrafast polariton parametric amplification in semiconductor microcavities*, Nature **414**, 731 (2001)



# Danksagungen

An dieser Stelle sei all denen gedankt, die auf die eine oder andere Art und Weise an der Entstehung dieser Arbeit beteiligt waren, u.a.:

- Herrn Prof. Dr. G. Bacher für die interessante Themenstellung, ausgezeichnete wissenschaftliche Betreuung und so manche lehrreiche Diskussion.
- Herrn Prof. Dr. A. Forchel für die Aufnahme an den Lehrstuhl für Technische Physik mit seinen hervorragenden experimentellen Möglichkeiten.
- Herrn Prof. Dr. J. Geurts als 2.Gutachter dieser Arbeit.
- Herrn Priv. Doz. L. Worschech für die Interims-Vorort-Betreuung.
- Den beiden Diplomanden die mit mir an unseren Mikroresonatoren gearbeitet haben: B. Wild und R. J. Renner. Neben den Erinnerungen an unzählige tiefgekühlte Schokolade freut mich besonders, daß an unseren Mikroresonatoren auch in Zukunft kompetent weitergearbeitet wird („II-VI lebt!!!“).
- Allen weiteren ehemaligen Mitgliedern der II-VI-Arbeitsgruppe: M. Rambach, M. Scheibner, Dr. J. Seufert, H. Schömig, Dr. M. K. Welsch.
- R. André und D. Le Si Dang (Universität Grenoble) und Prof. Faschinger, T. Schallenberg und den Kollegen von EP III für die Bereitstellung der untersuchten interessanten Proben.
- Den technischen Assistentinnen unseres Lehrstuhls und allen Mitarbeitern des Physikalischen Instituts, insbesondere M. Emmerling und S. Kuhn für die zahlreichen Probenstrukturierungen und sonstigen “Kleinigkeiten” und Herrn Dipl. Ing. G. Heller (ich bin gespannt wie lange der YAG noch läuft).
- Der finanziellen Unterstützung durch die DFG im Rahmen des SFB 410, Teilprojekt C7.

Über die vorliegende Arbeit und auch mein ganzes Studium hinaus gehört mein besonderer Dank aber meiner Familie, besonders meinen Eltern, auch wenn meine Mutter leider nur den Anfang dieser Arbeit miterleben durfte. Und nicht zuletzt: Danke dem Schmetterling, der mich fliegen läßt und dem die Zukunft gehört.



# Erklärung

gemäß § 5 Absatz 2 der Promotionsordnung für die Fakultät für Physik und Astronomie der Universität Würzburg:

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, daß ich diese Dissertation selbständig und ohne die Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Diese Dissertation wurde weder vollständig, noch in Teilen, an einer anderen Hochschule mit dem Ziel einen akademischen Grad zu erwerben vorgelegt.

Am 24. November 2000 wurde mir von der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität zu Würzburg der akademische Grad 'Diplom-Physiker Univ.' verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben, noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 18.10.2004,



# Lebenslauf

gemäß § 5 Absatz 2 der Promotionsordnung für die Fakultät für Physik und  
Astronomie der Universität Würzburg:

Michael Obert, geboren am 30. November 1974 in Langenhagen

1981 - 1985	Hermann-Löns Grundschule in Langenhagen
1985 - 1987	Orientierungsstufe Hindenburgstraße in Langenhagen
1987 - 1994	Röntgen-Gymnasium in Würzburg, Erwerb der allgemeinen Hochschulreife
1994 - 1995	Wehrdienst in Pfreimd und Ingolstadt
1995 - 2000	Studium der Physik (Diplom) an der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität in Würzburg, Erwerb des akademischen Grades 'Diplom-Physiker Univ.'
2000 - 2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl Technische Physik der Universität Würzburg
2004 - jetzt	Systemexperte im Memory Development Center, Unit Process Development Etch, Infineon Technologies Dresden GmbH & Co OHG

Würzburg, den 18.10.2004,



# Veröffentlichungen

gemäß § 5 Absatz 2 der Promotionsordnung für die Fakultät für Physik und Astronomie der Universität Würzburg:

- J. Seufert, M. Obert, R. Weigand, T. Kümmell, G. Bacher, A. Forchel, K. Leonardi, D. Hommel: *Correlated Temporal Fluctuations and Random Intermittency of Optical Transitions in a Single Quantum Dot*, Physica Status Solidi (b), **224**, 201 (2001)
- J. Seufert, M. Obert, M. Scheibner, N. A. Gippius, G. Bacher, F. Forchel, T. Passow, K. Leonardi, D. Hommel: *Stark effect and polarizability in a single CdSe / ZnSe quantum dot*, Applied Physics Letters, **79**, 1033 (2001)
- J. Seufert, M. Obert, G. Bacher, A. Forchel, T. Passow, K. Leonardi, D. Hommel: *Tunneling of zero-dimensional excitons in a single pair of correlated quantum dots*, Physical Review B, **64**, 121303 (2001)
- M. Rambach, J. Seufert, M. Obert, G. Bacher, A. Forchel, K. Leonardi, T. Passow, D. Hommel: *Excitation Spectroscopy on Single Quantum Dots and Single Pairs of Quantum Dots*, Physica Status Solidi (b), **229**, 503 (2001)
- M. Obert, B. Wild, G. Bacher, A. Forchel, R. André, Le Si Dang: *Optical confinement in CdTe-based photonic dots*, Applied Physics Letters, **80**, 1322 (2002)
- M. Obert, B. Wild, G. Bacher, A. Forchel, R. André, Le Si Dang: *Three-dimensional Optical Confinement in II-VI Pillar Microcavities*, Physica Status Solidi (a), **190**, 357 (2002)
- J. Seufert, M. Obert, M. Rambach, G. Bacher, A. Forchel, T. Passow, K. Leonardi, D. Hommel: *Manipulating single quantum dot states in a lateral electric field*, Physica E, **13**, 147 (2002)

- G. Bacher, H. Schömig, M. K. Welsch, M. Scheibner, J. Seufert, M. Obert, A. Forchel, A. A. Maksimov, S. Zaitsev, V. D. Kulakovskii: *Nano-optics on individual quantum objects — From single to coupled semiconductor quantum dots*, Acta Physica Polonica A, **102**, 475 (2002)
- T. Schallenberg, T. Borzenko, G. Schmidt, M. Obert, G. Bacher, C. Schumacher, G. Karczewski, L. W. Molenkamp, S. Rodt, R. Heitz, D. Bimberg: *Controlled self-assembly of semiconductor quantum dots using shadow masks*, Applied Physics Letters, **82**, 1 (2003)
- T. Schallenberg, W. Faschinger, G. Karczewski, V. Türck, S. Rodt, R. Heitz, D. Bimberg, M. Obert, G. Bacher, A. Forchel, L.W. Molenkamp: *In situ lateral growth control of optically efficient quantum structures*, Applied Physics Letters, **83**, 446 (2003)
- M. Obert, J. Renner, G. Bacher, A. Forchel, R. André, Le Si Dang: *Non-linear emission from II-VI Photonic Dots in the Strong Coupling Regime*, Physica E, **21**, 835 (2004)
- M. Obert, J. Renner, G. Bacher, A. Forchel, R. André, Le Si Dang: *Non-linear emission in II-VI pillar microcavities: strong versus weak coupling*, Applied Physics Letters, **84**, 1435 (2004)



