

Herstellung und Eigenschaften von Metall/Halbleiter-Übergittern und Mikroringresonatoren

Zwei Anwendungen aus der Nanotechnologie

Von der Fakultät Mathematik und Physik der Universität Stuttgart zur
Erlangung der Würde eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Tim Zander

aus Neuss

Hauptberichter:	Prof. Dr. O. G. Schmidt
Mitberichter:	Prof. Dr. P. Michler
Tag der Einreichung:	07. Oktober 2009
Tag der mündlichen Prüfung:	11. Dezember 2009

Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
Stuttgart, 2009

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	5
2.1. Wachstumsmodi	5
2.2. Eigenschaften von Mikro- und Nanoröllchen	7
2.2.1. Dimensionierung von Röllchen	7
2.2.2. Übergitter	9
2.3. Eigenschaften von Röntgenstrahlen	11
2.4. Reflektivität an Grenzflächen	12
2.4.1. Fresnel-Gleichungen	14
2.4.2. Reflektivität einer Einzelschicht	16
2.4.3. Parratts Formalismus	17
2.5. Optische Eigenschaften von Halbleitern	18
2.5.1. Elektronische Übergänge	18
2.5.2. Exzitonen	20
2.5.3. Quantenpunkte	21
2.5.4. Der photoelastische Effekt	22
2.5.5. Methoden zum Verändern der Emissionsenergie	23
2.6. Quantenelektrodynamik von optischen Resonatoren	25
2.7. Mikroscheiben und -ringe als Mikroresonatoren	26
3. Experimentelle Methoden	29
3.1. Lichtmikroskopie	29
3.2. Rasterelektronenmikroskopie (REM)	29
3.3. Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)	31
3.4. Energieabhängige Röntgenspektroskopie (EDX)	32
3.5. Röntgenstrahlreflektometrie	33
3.6. Photolumineszenz	34
3.7. Molekularstrahlepitaxie	35
3.8. Elektronenstrahlolithographie	37
3.9. Aufdampfen von Metallschichten	37
4. Probenherstellung	39
4.1. Wachstumsprozess	39
4.2. Präparation radialer und planarer Übergitter	39

4.2.1. Nanoröllchen	40
4.2.2. Konvertierung eines radialen in ein planares Übergitter	40
4.3. Isolierbare Mikroringresonatoren	41
4.3.1. Substrate	42
4.3.2. Lithographie	43
4.3.3. Aufdampfen von Metall	43
4.3.4. Naßchemisches Ätzen	44
4.3.5. Übertragen der Ringe auf PMN-PT	45
5. Metall/Halbleiter-Übergitter	49
5.1. Variationen der Materialparameter	50
5.2. Strukturelle Eigenschaften eines MeSSLs	53
5.2.1. Kristalline Eigenschaften	54
5.2.2. Chemische Analyse	57
5.2.3. Reflektivität von Vielfachlagen	59
6. Charakterisierung von Mikroringresonatoren	65
6.1. Mikroringe auf Saphir als Substrat	66
6.2. Mikroringe auf einem Piezo	70
6.2.1. Maximale Verschiebung und Reproduzierbarkeit	70
6.2.2. Vergleich zwischen einer und zwei Haftlagen	73
6.2.3. Gleichförmigkeit der Verspannung	76
6.2.4. Vergleich Exzitonen und Moden	78
6.2.5. Simulationen	80
7. Zusammenfassung und Ausblick	85
8. Summary	89
Literaturverzeichnis	102
A. Präparierung von Mikroringresonatoren	103
B. Präparierung von Mikro- und Nanoröllchen	105
C. Lebenslauf	107

Abkürzungen und Formelzeichen

Abkürzungen

Abb.	Abbildung
AFM	Rasterkraftmikroskopie, bzw. das Rasterkraftmikroskop; engl.: Atomic force icroscope
bel. Einh.	beliebige Einheiten
CCD	Ladungsgekoppeltes Bauteil, engl.: Charged coupled device
CQED	Resonator-Quantenelektrodynamik, engl.: Cavity quantum electrodynamic
CVD	Chemische Dampfphasenabscheidung, engl.: Chemical vapour deposition
ESL	Elektronenstrahlolithographie
EDX	energiedispersive Röntgenspektroskopie, engl.: Energy dispersive x-ray spectroscopy
FE	Frenkel-Exzitonen
FEM	Finite Elemente Modellierung, engl.: Finite element modelling
FIB	Fokussierter Ionenstrahl, engl: Focussed ion beam
HF	Flußsäure, engl. Hydroflouric acid
HRTEM	Hochauflösende Transmissionselektronenmikroskopie, engl.: High resolution transmission electron microscopy
MBE	Molekularstrahlepitaxie, engl.: Molecular beam epitaxy
MeSSL	Metall-Halbleiter-Übergitter, engl.: Metal-semiconductor-superlattice
MIBK	Methylisobutylketon
MRR	Mikroringresonator
PL	Photolumineszenzspektroskopie
PMMA	Polymmethacrylat
QP	Quantenpunkt
REM	Rasterelektronenmikroskopie, bzw. Rasterelektronenmikroskop

RHEED	Beugung hochenergetischer Elektronen unter streifendem Einfall, engl.: Reflective high energy electron diffraction
RT	Raumtemperatur
RTA	schnelles thermisches Ausheilen, engl.: Rapid thermal annealing
RSL	Radiales Übergitter, engl.: Radial super lattice
RUNT	Aufgerollten Nanoröhren, engl.: Rolled-up nano tube
STEM	Rastertransmissionselektronenmikroskopie, engl.: Scanning transmission electron microscopy
TE	Transversal elektrisch
TEM	Transmissionselektronenmikroskopie, bzw. Transmissionselektronenmikroskop
TM	Transversal optisch
UHV	Ultrahochvakuum
Wafer	Kristallscheibe
WGM	Flüsternde-Galerie-Moden, engl.: Whispering gallery mmode
WME	Wannier-Mott-Exzitonen
XRR	Röntgenstrahlreflektivität, engl.: X-ray reflectivity

Formelzeichen

Δa	Differenz zweier Gitterkonstanten
a, a_1, a_2	Deformationspotential, Gitterkonstanten
a_I, a_R, a_T	Amplitude eines einfallenden, reflektierten und transmittierten Strahls
a_H	Bohr-Radius eines Wasserstoffatoms
$\alpha, \alpha', \alpha_c$	Einfalls- bzw. Ausfallswinkel, kritischer Winkel
A	Atommasse
$A_{M,N}$	Normierungskonstante
b	Deformationspotential
b_μ	Absorptionskorrektur
β	Absorptionskorrektur, thermische Leitfähigkeit
c	Lichtgeschwindigkeit
$\tilde{\chi}$	elektrische Suszeptibilität
D	Durchmesser einer RUNT
D	Dielektrische Verschiebung

- δ Dispersionskorrektur
- d Summe zweier Schichten, Deformationspotential
- d_1, d_2 Dicke der ersten Schicht, bzw. zweiten Schicht in einer Bischicht
- Δ Schichtdicke
- d_z Ausdehnung einer Schicht in z-Richtung
- E, E_i Energie, Energie eines Elektrons innerhalb des Valenzbandes
- E_1, E_2 Elastische Module
- E_C Koerzitivfeld
- E_L, E_V Energie des Leitungs- und Valenzbandes
- E_g Energie der Bandlücke im Halbleiter
- E** Elektrisches Feld
- ε_i Verspannung, $i = 1, 2, 3$
- $\tilde{\varepsilon}$ Dielektrizitätstensor
- ϵ_r Dielektrizitätskonstante
- ϵ_0 Elektrische Permittivität
- $\hat{\varepsilon}$ Einheitsvektor
- $f(\mathbf{Q})$ Atomarer Streufaktor
- $g(\hbar\omega)$ Zustandsdichte
- g_0 Emitter-Photonen-Kopplung
- γ Nichtresonante Zerfallsrate
- h Dicke der Opferschicht
- $\hbar = h/2\pi$ Plancksches Wirkungsquantum
- H' Störungsterm
- j Gesamtschichtzahl
- J_M Besselfunktion
- $\mathbf{k}, \mathbf{k}_{\parallel}$ Wellenvektor, Wellenvektor in der x-y-Ebene
- $\mathbf{k}_I, \mathbf{k}_R, \mathbf{k}_T$ Wellenvektor eines einfallenden, reflektierten und transmittierten Strahls
- k, k_x, k_y Wellenzahl, Wellenzahl in x- bzw. y-Richtung
- κ Photonenzerfallsrate
- λ Wellenlänge
- m Verhältnis zweier Schichtdicken
- m^* Effektive Masse

- m_e Elektronenmasse
- M Matrixelement, azimuthale Quantenzahl
- M_{12} Matrixelement eines Übergangs
- μ Absorptionskoeffizient, reduzierte Masse
- μ_{12} Dipolmoment
- n Verhältnis zweier Moduli, Brechungsindex
- N Anzahl aufgestapelter Schichten, radiale Quantenzahl
- N_A Avogadro-Konstante
- N_1, N_2 Population im Zustand 1 bzw. 2
- p Phasensprung
- p_i Komponenten des photoelastischen Tensor, $i = 1, 2$
- $\psi(\mathbf{r})$ Wellenfunktion
- P** Leistung
- P** Polarisation
- q, q' Dimensionsloser Wellenvektortransfer, bzw. für den gebrochenen Strahl
- Q Gütefaktor
- Q reziproker Streuvektor in Streurichtung
- Q_c reziproker Streuvektor in Streurichtung unter kritischen Winkel
- Q** reziproker Streuvektor in drei Dimensionen
- r Amplitudenreflexion, radiale Koordinate in Zylinderkoordinaten
- r_n Ausbreitungsradius
- $\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\parallel}$ Ortsvektor in drei Dimensionen, Ortsvektor in der x-y-Ebene
- r_0 Thomsonsche Streuamplitude
- r_{RMS} Relative Rauigkeit einer Beschichtung
- ρ, ρ_a, ρ_m Elektronendichte, atomare Dichte, Massendichte
- R_H Rydberg-Konstante
- s Aufrolldistanz
- s_{max} Maximale Aufrolldistanz
- S Seebeck-Koeffizient
- σ Elektrische Leitfähigkeit
- $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ Hauptachsen des Spannungstensors
- t Zeit, Amplitudentransmission

t_{acq} Aufnahmezeit für ein Spektrum

t_c kritische Schichtdicke

T Temperatur

θ Azimuthaler Winkel

Θ Azimuthaler Anteil des elektrischen Feldes

$u(\omega)$ Spektrale Energie

v Ablösgeschwindigkeit

V Potential

V_m Modenvolumen

W Übergangswahrscheinlichkeit

ω Winkel-/Kreisfrequenz

ω_c Winkelfrequenz einer Mode

x, y Konzentration des 2. Elementes der III. Hauptgruppe als Relativzahl

Z Ordnungszahl

1. Einleitung

Das Wort "Nano" ist heutzutage in aller Munde. "Nano" steht in der breiten Öffentlichkeit für Fortschritt, Modernität und für Errungenschaften der aktuellen Forschung und Entwicklung, und hat ebenso eine Begeisterung ausgelöst wie zu Beginn der Mikrotechnik Ende der 1960er Jahre. Dabei wird "Nano" oft als Werbemittel eingesetzt, um Verbraucher zum Kauf von z.B. Nanopartikel enthaltene Konsumgütern zu animieren. Doch genauso groß wie der Enthusiasmus über den Aufbruch in ein scheinbar neues Zeitalter sind die Diskussionen, die über die Gefahren der Nanotechnologie für Mensch und Umwelt entbrannt sind und durch die Macht der Medien oft geschürt werden.

Doch die Bedeutung des Begriffs "Nano" oder "Nanotechnologie" ist oft nicht bekannt. "Nano" ist bekannterweise definiert als der 1 Milliardste Teil einer Menge, also 10^{-9} , sei es ein Nanometer, Nanogramm oder Nanoliter usw. Unter "Nanotechnologie" versteht man die Konstruktion und Verwendung von Nanostrukturen zur Herstellung von Bauelementen, die nicht nur der Forschung, sondern auch dem kommerziellen Absatz dienen. Nanostrukturen im weitesten Sinne sind solche, die in mindestens einer Dimension eine Ausdehnung von weniger als 100nm haben und in einer weiteren Dimension kleiner als $1 \mu\text{m}$ sind [1]. Um diese technisch einsetzen zu können, müssen sie stets an ein System gekoppelt werden, das sich mit vergleichsweise makroskopischen Mikroskopiemethoden bearbeiten läßt, also z. B. ein "Mikrosystem" [1]. Beispielsweise benötigt ein elektrischer Kontakt eine Kontaktfläche mit typischen Ausdehnungen von etwa $100 \times 100 \mu\text{m}^2$.

Weiterhin gibt es zwei Strukturierungspfade. Der zunächst intuitivere Weg ist der sogenannte *Top-Down*-Ansatz. Dieser sieht vor, ausgehend von einem makroskopischen Substrat, die Strukturen mittels geeigneter Lithographie- und Ätzmethoden auf die gewünschte nanometerskalierte Größe zu bringen. Die andere Herangehensweise stellt die aus der Chemie bekannte *Bottom-Up*-Methode dar. Hier nutzt man vor allem, daß Atome und Moleküle z.B. durch Selbstorganisation nanoskalige Objekte bilden. Ein sehr verbreitetes Prinzip ist das selbstorganisierte Wachstum von Quantenpunkten (QP). Eine breite Palette von Anwendungen hat die Formierung von Mikro- und Nanoröllchen (s.2.1) hervorgebracht [2]. Beide haben gemeinsam, daß Atome epitaktisch auf eine Unterlage deponiert werden, die aus einem Atomverbund mit einer geringfügig unterschiedlichen Gitterkonstante bestehen. Während Quantenpunkte bereits während des Wachstums geformt werden, muß zur Bildung von Mikro- und Nanoröllchen die Verspannung in einem dem Wachstum folgenden

Prozeßschritt freigegeben werden.

Ausgehend von einer epitaktisch gewachsenen Heterostruktur wurden bereits zahlreiche Bauelemente u. a. aus dem Bereich der Optik, Elektronik, Optoelektronik und Thermoelektrik geschaffen und charakterisiert [3]. Radiale Übergitter in Form von Mikro- und Nanoröllchen aus verschiedenen Materialkombinationen wurden realisiert [2]. Planare Übergitterstrukturen wurden bereits in den 1930er Jahren vorgeschlagen. Erst in den 1970er Jahren wiesen Esaki *et al.* [4] in ihrer Arbeit auf die Bedeutung von Halbleiterübergittern und deren vielfältige Anwendungen hin. Sehr bald wurden diese im Zuge des zunehmenden Fortschritts in der Halbleiterforschung aus verschiedenen Materialkombinationen realisiert, jedoch überwiegend bestehend aus Halbleitern. In dieser vorliegenden Arbeit wird ein Konzept vorgestellt, mit dem sich eine nahezu perfekte Abfolge von ultradünnen Halbleiter- und Metallschichten herstellen lässt. Hierzu wird ein Umweg eingeschlagen: Es werden radialer Übergitter erzeugt, die sodann durch Anwenden eines hohen Drucks in eine zweidimensionale Form gebracht werden [5].

Die Herstellung und die vielfältige Verwendung von QPen, insbesondere solche auf Basis von direkten Halbleitern, wurde ebenso in zahlreichen Veröffentlichungen gezeigt. QPe werden wegen ihrer Elektronenstruktur auch als "künstliches Atom" bezeichnet. Hiermit soll ausgedrückt werden, daß es, wie in einem Atom, eine elektronische Substruktur gibt. Elektronen können demnach angeregt und in das Leitungsband gehoben werden und emittieren nach deren Relaxation in die stationären Zustände des QPes Photonen. Diese Emission stellt einen irreversiblen Prozess dar, der aber durch Einbettung derselben in einen Resonator, z.B. einen Mikroring, reversibel ablaufen kann. Mikroringresonatoren (MRR) entspringen dem Gebiet der recht jungen Festkörper Resonator-Quantenelektrodynamik (cQED). Diese beschäftigt sich mit der Wechselwirkung des von Emittieren ausgesandten Lichtes, und einem Resonator, in dem sie untergebracht sind. Solch ein System kann z.B. aus Atomen bestehen, die in einem Resonator aus hochreflektierenden sphärischen Wänden untergebracht sind [6]. Stimmen die Energien des emittierten Lichtes und die der Resonatormoden überein, so können diese miteinander wechselwirken, es kommt zur Verstärkung oder auch zur Unterdrückung der Emission des Lichtes [7,8]. Eine wichtige Anwendung solcher Lichtquellen sind Einzelphotonenemitter, die in der Quantenkryptographie zum Einsatz kommen [9,10].

Der Aufbau dieser Arbeit ist folgender: In Kapitel 2 werden zunächst die physikalischen Grundlagen erörtert, die zum Verständnis dieser Arbeit notwendig sind. Kapitel 3 widmet sich den experimentellen Methoden, die verwendet wurden, um die Proben zu strukturieren und zu untersuchen. Die Herstellung der Proben ist in Kapitel 4 erläutert. Zum einen wird die Herstellung zweidimensionaler Übergitter aus einem radialen Übergitter beschrieben, zum anderen wird dargestellt, wie aus einer epitaktisch gewachsenen Heterostruktur mittels verschiedener Ätztechniken ein Mikroringresonator gefertigt und zur anschließenden Untersuchung vorbereitet wird.

Kapitel 5 stellt die Ergebnisse der Untersuchungen an einem Metall-Halbleiter-Übergitter (MeSSL) dar. Es wird gezeigt, welche Materialien in welcher Zusammensetzung verwendet werden müssen, um den Aufrollprozess zu begünstigen. Aufnahmen mittels Rasterelektronenmikroskopie (REM) und mit einem Lichtmikroskop vermitteln einen realen Eindruck während der Präparierung. Eine Analyse mittels Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)- und energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDX) geben einen tiefen Einblick in die Zusammensetzung der Schichten eines MeSSLs. Es zeigt sich, daß der Herstellungsprozess, also das Pressen des MeSSLs strukturelle Veränderungen hervorruft. Eine Reflektivitätsmessung unter flachen Winkeln mittels hochenergetischer Synchrotronstrahlung gibt Aufschluß über die Kohärenz des reflektierten Signals. Ein Vergleich der Schichtdicken, gewonnen aus den Experimenten und einer theoretischen Modellierung an experimentellen Daten, rundet das Kapitel ab. Derartige Übergitter stellen nun die Grundlage für die experimentelle Studie der elektronischen Struktur einer Metall-Halbleiter-Übergitterstruktur dar, die bis dato wenig Beachtung gefunden hat, jedoch eine Reihe interessanter Phänomene hervorbringen sollte.

Die optischen Untersuchungen an Mikroringresonatoren sind Bestandteil von Kapitel 6. Im Gegensatz zu der Vielzahl an Publikationen, in denen Resonatoren aus Mikroscheiben untersucht werden, wird hier ein neues Konzept angewendet. Der "störende" Teil der Scheibenmitte wurde entfernt [10], dazu war es jedoch notwendig, die Ringe vom Ausgangssubstrat zu entfernen und auf einem anderen Substrat mit einem Brechungsindex kleiner als der von GaAs zu plazieren. Sodann wurden zwei bereits bekannte Methoden zur Veränderung der Emissionsenergien angewendet. Darüber hinaus wurde als neue Methode zur Energieverschiebung eine externe Verspannung verwendet. Hier kam ein piezoelektrischer Kristall als Trägersubstrat zum Einsatz. Die dadurch erreichten Verschiebungen der Emissionsenergien von Exzitonen und Resonatormoden wurden durch Simulationen erklärt. Diese Technik kann nun in einer Vielzahl von Untersuchungen eingesetzt werden, beispielsweise um das Verhalten von Exzitonen und Biexzitonen unter Verspannung zu studieren.

2. Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen dargestellt. Abschnitt 2.1 beschreibt die verschiedenen Wachstumsmodi, 2.2 beschäftigt sich dann mit den Eigenschaften und der Dimensionierung von Mikro- und Nanoröllchen und gibt eine kurze Einführung in die Eigenschaften von Übergittern. Abschnitt 2.3 und 2.4 geben einen Überblick über grundlegende Eigenschaften von Röntgenstrahlen sowie die Gesetzmäßigkeiten bei deren Anwendung in Reflektivitätsexperimenten, wie sie später in Kapitel 5 präsentiert werden. In Abschnitt 2.5 erhält man einen Einblick in optische Eigenschaften von Halbleitern. Schließlich wird in 2.6 und 2.7 die Elektrodynamik von Resonatoren bzw. bereits existierende Resonatoren zusammengefaßt dargestellt.

2.1. Wachstumsmodi

Der epitaktische Wachstum läßt sich kurz gefaßt in vier Phasen unterteilen [11]:

- Antransport der Ausgangsatome
- Physisorption auf Substratoberfläche
- Diffusion der Adatome auf Substratoberfläche
- Chemisorption der Adatome

Das in den Effusionszellen aufgeheizte Material geht zunächst in die Dampfphase über und wird im UHV nahezu ungestört¹ mit einer meßbaren und einstellbaren Flußdichte (Druck des Molekularstrahls, engl.: Beam equivalent pressure) in Richtung des Substrates transportiert. Dort angekommen reagieren sie physisch mit den Atomen der Oberfläche. Sie werden zunächst physikalisch gebunden (Physisorption) und bewegen sich als Adatome oder Admoleküle durch Diffusion über die Oberfläche, auf der Suche nach einem energetisch günstigen Platz. Ist die Substrattemperatur zu gering, ist das Kristallwachstum gestört.

Bei der Chemisorption erfolgt nun der Einbau in das Kristallgitter. Bevorzugterweise werden Terrassen an der Oberfläche oder monoatomare Stufen besetzt. Eine tiefergehende und präzisere Beschreibung der Wachstumskinetik findet man z.B. in [12].

¹Man sagt, die mittlere freie Weglänge der Atome und Moleküle übertrifft die Distanz zwischen Quelle und Substrat

Man unterscheidet zwischen drei Wachstumsmodi:

- Lagen- oder Frank-van-der-Merve-Wachstum (FvdM)
- Insel- oder Volmer-Weber-Wachstum (VM)
- Lagen plus Insel- oder Stranski-Krastanow-Wachstum (SK)

Während des Wachstums sind die Atome stets bestrebt, die freie Energie zu minimieren. Diese besteht hauptsächlich aus der chemischen Oberflächenenergie sowie der Verspannungsenergie. Das FvdM-Wachstum tritt auf, wenn die Oberflächenenergie aller beteiligten Atome identisch oder die des zu bindenden Materials geringer ist. Es bilden sich stets aus zwei oder mehr vorhandenen Inseln vollständige Lagen, bevor die nächste Lage gebildet wird. Dieser Wachstumsmodus ist typisch für Homoepitaxie, z.B. GaAs auf GaAs.

Anders verhält es sich in der Heteroepitaxie: das aufzuwachsene Material wächst pseudomorph, d.h. es übernimmt die kristalline Struktur des Substrats und ist in der Regel aufgrund einer Gitterfehlpassung verspannt. Erst ab einer gewissen kritischen Dicke t_c ² ist es energetisch günstiger, Versetzungen und Stapelfehler zu bilden, die Schichten sind dann inkohärent zum Substrat.

Das Inselwachstum (VM-Wachstum) tritt auf, wenn die Oberfläche nicht benetzt werden kann, die Oberflächenenergie also zu gering ist. Es bilden sich kleine, meist inkohärente Inseln. Das SK-Wachstum ist eine Mischung aus beiden vorhergehenden Wachstumsmodi. Zunächst bilden sich wie beim FvdM-Wachstum aufgrund der geringeren Oberflächenenergie bis zur kritischen Schichtdicke t_c vollständige Lagen. Doch dann, wenn beispielsweise die Verspannungsenergie Überhand nimmt, bilden sich sogenannte selbstorganisierende Inseln. Da in diesen dreidimensionalen Objekten die Verspannung abgebaut ist, sind diese frei von Versetzungen und daher kohärent zum Substrat.

Wächst man InGaAs auf GaAs, so kann man in Abhängigkeit der In-Konzentration zwei Wachstumsmodi beobachten. Für In-Konzentrationen unter 28% wächst InGaAs pseudomorph auf. Wird die kritische Schichtdicke, die abhängig vom In-Gehalt ist, überschritten, so bilden sich Versetzungen. Erst wenn der In-Gehalt groß genug ist, tritt das SK-Wachstum auf. Auf diese Art und Weise werden kohärente Inseln, auch InAs-Quantenpunkte genannt, gewachsen [13], die in dieser Arbeit Verwendung finden.

²Sie wird bestimmt durch die Verspannungsenergie, die proportional zur Schichtdicke anwächst

2.2. Strukturelle Eigenschaften aufgerollter Mikro- und Nanoröllchen

Mikro- und Nanoröllchen haben sich in verschiedensten Bereichen bewährt, so zum Beispiel als Wellenleiter [14], Ringresonatoren [15, 16], in Transportexperimenten [17], als elektronisches [18] und als nanofluides Bauteil [19, 20]. In den vergangenen Jahren wurden verschiedenste Materialkombinationen verwendet, um sogenannte radiale Übergitter zu erzeugen [2]. Der Begriff radiales Übergitter soll hier bedeuten, daß die Schichtenfolge sich in radialer Richtung wiederholt (s. 2.2.2). Desweiteren hat dies zur Folge, daß in der Querschnittsebene der Rolle das Übergitter in alle Raumrichtungen gerichtet ist. In [21] wurde beispielsweise eine Schichtenfolge von InGaAs/GaAs/1-Hexadecanethiol zu einem Nanoröllchen mit einem Durchmesser von weniger als 600 nm produziert. Songmuang *et al.* kombinierten Si/SiO_x [16], in [22] wurde die Kombination aus Cr/Si und Cr/SiGe verwendet. Für diese Arbeit ist die Kombination von Metallen und Verbindungshalbleitern [2,23,24] von Bedeutung.

Die Realisierung von Nanoröllchen auf Basis von Halbleiterschichten, die verspannt auf einer Opferschicht epitaktisch deponiert werden und durch Entfernen der Opferschicht diese Verspannung freigeben und sich aufrollen, wurde erstmals in einer Arbeit von Prinz *et al.* [25] gezeigt. Dort wurde mit Molekularstrahlepitaxie (MBE) eine Bilschicht aus InAs/GaAs mit einer Gitterfehlpassung von $\Delta a/a = 7,2\%$ auf einer Opferschicht aus AlAs bestehend aufgebracht. Letztere wurde selektiv mit Flußsäure (HF) entfernt. Die komprimierte InAs-Schicht kann sich auf diese Weise relaxieren, während sich der interatomare Abstand in der GaAs-Schicht verringert. Die so entstehenden Kräfte sind entgegengesetzt gerichtet und üben ein Drehmoment aus, das das Aufrollen der Bilschicht zu einer kompakt gebundenen Rolle bewirkt. Ist die Ätzrate bekannt, so bestimmt die Ätzzeit die Anzahl der Umdrehungen, der Grad der Verspannung bestimmt den Durchmesser. Darauf wird im nächsten Abschnitt 2.2.1 noch näher eingegangen. Schmidt *et al.* haben in [26] die Methoden zur Herstellung von Mikro- und Nanoröllchen weiter verallgemeinert und in zwei Klassen unterteilt. In dieser Arbeit wird jedoch nur die dort beschriebene Methode II verwendet. Eine sehr tiefgehende Beschreibung des Herstellungsprozesses von Mikro- und Nanoröllchen findet man in [27].

2.2.1. Dimensionierung von Röllchen

Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt erwähnt, bestimmt die Materialkomposition und so die damit einhergehende Verspannung das Aufrollverhalten des Lagensystems. Prinzipiell ist die Anzahl der Lagen nicht begrenzt, solange Schichtfolgen existieren, die mit einer Gitterfehlpassung verspannt aufeinander deponiert sind. Es ergibt sich ein Verspannungsprofil, daß sich analytisch ermitteln läßt [28].

In Abb. 2.1 ist die Probengeometrie dargestellt. Die Verspannung wird durch die

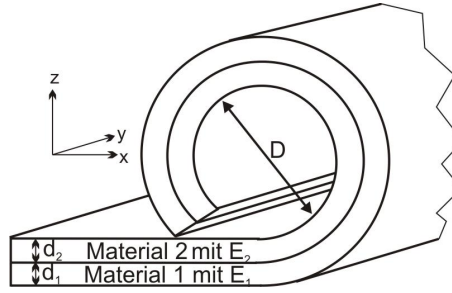


Abbildung 2.1.: Zwei Materialien mit Dicke d_1 und d_2 und elastischen Moduli E_1 und E_2 werden verspannt aufeinander aufgebracht und von deren Muttersubstrat gelöst. Die Verspannung relaxiert durch das Aufrollen zu einer Röhre mit Durchmesser D .

Gitterkonstanten ausgedrückt, $\varepsilon = (a_2 - a_1)/a_1$, wenn a_1 und a_2 die Gitterkonstanten der oberen bzw. der unteren Schicht sind. Somit muß $a_1 < a_2$ gelten, damit das Lagensystem ein derartiges Drehmoment erfährt, daß ein Aufrollen stattfinden kann. Der zu erwartende Durchmesser läßt sich mit kontinuumsmechanischen Betrachtungen bestimmen [28, 29]. Hier fließen neben den Dicken der aufeinander deponierten Schichten auch das Verhältnis der elastischen Moduli $n = E_1/E_2$ ein:

$$D = \frac{d[3(1+m)^2 + (1+m \cdot n) \cdot [m^2 + (m \cdot n)^{-1}]]}{3\varepsilon(1+m)^2}. \quad (2.1)$$

Hier ist $d = d_1 + d_2$ und $m = d_1/d_2$ die Summe bzw. das Verhältnis der ersten und zweiten Schicht. Der Durchmesser ist hier der Innendurchmesser, da dieser durch die Verspannung in Material 2 bestimmt wird, der Außendurchmesser ergibt sich allein aus der Gesamtdicke des Materialsystems und der Anzahl der Windungen. In [30] wird eingehend die Skalierbarkeit des Durchmessers einer InGaAs/GaAs-Bischicht untersucht. Es wird festgestellt, daß sich der Durchmesser über einen weiten Bereich, der von einigen Nanometern bis einigen hundert Nanometern reicht, einstellen läßt. Ebenso wird resümiert, daß Glg. (2.1) die Abhängigkeit des Durchmessers von der Lagendicke experimentell sehr gut bestätigen läßt, wenn zusätzlich eine Oxiddicke von zwei bis vier Monolagen berücksichtigt wird. Dieses native Oxid bildet sich, sobald das Substrat das Ultrahochvakuum verläßt und beeinflusst daher den Durchmesser nach dem Aufrollen.

2.2.2. Übergitter

Als Übergitter ³ bezeichnet man die eindimensionale, periodische Anordnung von dünnen Schichten. Sind die Schichtdicken zudem so dünn, (im Bereich von 50 bis 100 Å), daß sich die Wellenfunktionen überlappen, bilden sich Energiebänder, sogenannte Minibänder (s. Abb. 2.2). Der Name *Übergitter* bringt zum Ausdruck, daß dem Kristallgitter eine künstlich erzeugte Periode aufgeprägt wird [31].

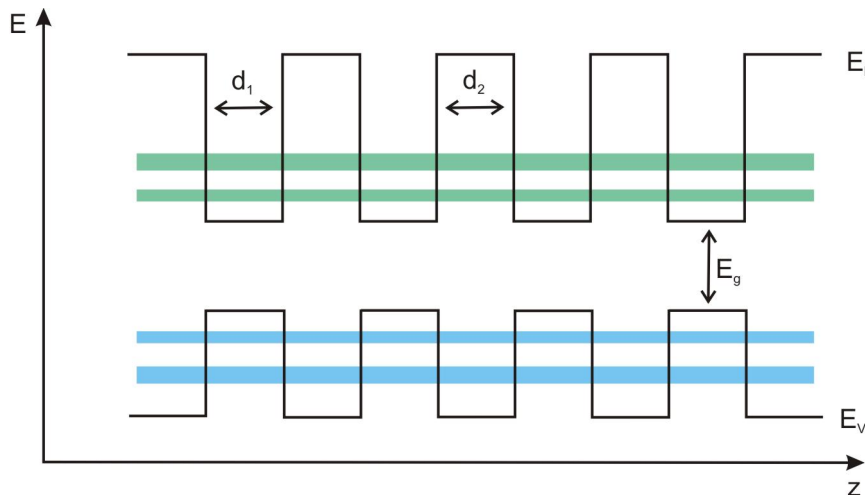


Abbildung 2.2.: Abwechselndes Zusammenfügen zweier dünner Schichten mit Dicke d_1 und d_2 und unterschiedlicher Bandlücke E_g führt zur Bildung von Minibändern, hier in grün und blau schematisch dargestellt.

Das Konzept des Übergitters aus Halbleitermaterial und der Bildung von Minibändern wurde erstmals 1970 von Esaki *et al.* vorgestellt [4]. Bereits im selben Jahr berichtete Blakeslee *et al.* von der Herstellung einer $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ Struktur mittels chemischer Dampfphasenabscheidung (CVD). [32]. Ein Jahr später, in 1971, veröffentlichte Cho eine Arbeit über die Herstellung von Übergittern mit Hilfe von Molekularstrahlepitaxie. Die periodische Struktur wurde zum einen durch einen Wechsel der Dotierung (p- und n-Dotierung) einer GaAs-Schicht, als auch durch das alternierende Deponieren von GaAs- und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten erzeugt [33]. Seitdem hat sich die Technologie zum Herstellen von Übergittern enorm verbessert, ebenso gibt es eine Vielzahl an Arbeiten, die sich mit den optischen Eigenschaften [34–36] und vor allem den in Übergittern auftretenden Transportphänomenen beschäftigen [37]. Verschiedenste Materialkombinationen, wie z.B. Si/SiO₂ [38], ErSb/GaSb [39], GeTe/Sb₂Te₃ [40], Si/Al [41], Al/Cr(Ag, Pd) [42] und ferroelektrische Übergitter [43] wurden erfolgreich hergestellt und charakterisiert.

Das Energiespektrum eines Übergitters erhält man aus der zeitunabhängigen Schrödinger-Gleichung unter der Annahme abrupter Materialübergänge und einem Rechteckpotential mit unendlich hohen Barrieren [31]:

³engl. *superlattice*

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{m_x^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{m_y^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{m_z^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - eV(z) \right] \psi(\mathbf{r}) = E(\psi)(\mathbf{r}). \quad (2.2)$$

Hier ist $m_{x,y,z}^*$ die effektive Masse und V das Potential. Durch einen Separationsansatz der Form $\psi(\mathbf{r}) = \varphi_j(z) \exp(ik_x x + ik_y y) = \varphi_j \exp(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel})$, der die freie Beweglichkeit parallel zu den Schichten impliziert mit $\mathbf{k}_{\parallel} = k_x + k_y$ und $\mathbf{r}_{\parallel} = x + y$, erhält man zwei Differentialgleichungen, aus denen unter oben genannten Bedingungen die Energieeigenwerte

$$E_j(\mathbf{k}_{\parallel}) = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}^*} + \frac{\hbar^2 \pi^2 j^2}{2m_z^* d_z^2}, \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (2.3)$$

kalkuliert werden. Hier ist d_z die Ausdehnung der Schicht in z-Richtung. Es handelt sich also um eine Schar diskreter Energieparabeln längs k_x und k_y . Tatsächlich diskret sind diese jedoch nur, wenn es sich um einen einzelnen Potentialtopf handelt oder wenn die Potentialtöpfe eines Übergitters einen ausreichend großen Abstand haben, so daß sich die Wellenfunktionen nicht überlappen. Im Fall einer Überlappung kommt es zu der Ausbildung von Energiebändern, sogenannten Minibändern, da sie Dimensionen kleiner als die erste Brillouin-Zone besitzen. Sie haben zudem eine Bandbreite, die mit der Barrierenhöhe und der Breite zunimmt. Experimentell läßt sich das Energiespektrum mit optischen Messungen [44,45] und Ramanexperimenten bestätigen [46].

Über die elektronische Struktur von Übergittern, bestehend aus einer mehrfachen Sequenz von Halbleiter und Metall sind Arbeiten bekannt, die sich auf die theoretische Beschreibung von Grenzflächen aus Metallen und Halbleitern beziehen. Es gibt zwei Arten von Metall-Halbleiter-Übergängen: Der ohmsche Kontakt und der sogenannte Schottky-Kontakt. Bereits 1938 wurde unabhängig voneinander von Schottky und Mott eine Potentialbarriere innerhalb eines Metall-Halbleiterübergangs vorhergesagt. Sie hat eine Höhe ϕ_{bn} , die durch die Austrittsarbeit ϕ_m des Metalls und der Elektronenaffinität χ_s des Halbleiters bestimmt ist, $\phi_{bn} = \phi_m - \chi_s$. Doch diese Regel trifft im Falle von Metallfilmen, die auf Si oder GaAs deponiert werden, nicht zu. Bardeen schlug 1974 vor, daß Oberflächen- und Grenzflächenzustände, die Ladungen speichern können und so die Fermienergie fixieren, das sogenannte *Fermi energy pinning*, für die Ausbildung einer Barriere verantwortlich sind. Diese Zustände kommen durch das exponentielle Abklingen der Wellenfunktion in den Halbleiterbereich hinein zustande. Es wird auf diese Weise eine Oberflächen-Zustandsdichte induziert, die *induced interface density of states* (IDIS), weiterhin werden aufgrund der Abscheidung von Metall Defektzustände erzeugt [47–49].

Weiterhin werden MeSSLs werden vor allem als thermoelektrische Bauelemente verwendet. Das Bestreben, die elektronische und die phononische Wärmeleitung in ein optimales Verhältnis zur Maximierung des Seebeck-Koeffizienten zu setzen, ist Bestandteil einiger Arbeit. Ziel ist es, integrierbare, thermoelektrische Kühler mit

einem großen thermischen Gütefaktor zu entwickeln, $ZT = \sigma S^2 T / \beta$. Hier ist T die Temperatur, σ und β sind die elektrischen und thermischen Leitfähigkeiten, S ist der Seebeck-Koeffizient. Metalle haben einen geringen Seebeck-Koeffizient, da die Fermi-Energie tief im Leitungsband liegt und diese meist nur halb gefüllt sind. Durch Einfügen hoher Barrieren können "heiße" Elektronen gefiltert werden, um damit S zu erhöhen. Halbleiter können durch Dotieren gezielt mit einer Sorte von Ladungsträgern angereichert werden, sie fungieren also auch als Ladungsträgerfilter. Durch die Kombination von Metallen und Halbleitern bewirkt man ein Zusammenspiel zweier Mechanismen der thermischen Leitfähigkeit: In Metallen ist sie durch Elektronen dominiert, im Halbleiter durch Gitterschwingungen, also Phononen.

Über metall-basierte Übergitter existiert eine Arbeit von Vashaee *et al.*, die über den Einsatz von Übergittern zur Erhöhung der thermischen Leitfähigkeit durch Elektronen berichtet [50, 51]. In zwei weiteren Arbeiten wird ein Multilagensystem aus ZrN/ScN betrachtet [52, 53]. Neben der bereits erwähnten Filtermöglichkeit hochenergetischer Elektronen wird hier zudem die Streuung an Phononen an der Grenzfläche in Betracht gezogen, die den Gitterbeitrag der thermischen Leitfähigkeit reduziert, um somit den Gütefaktor zu steigern. Diese Art von Übergittern können zudem auch bei sehr hohen Temperaturen von mehr als 1000°C verwendet werden.

2.3. Eigenschaften von Röntgenstrahlen

Röntgenstrahlen sind elektromagnetische Wellen mit einer Wellenlänge im Bereich von $1\text{\AA} = 10^{-10}m$. Im Folgenden sei die Ausbreitungsrichtung die z-Richtung, das elektrische und magnetische Feld sind dann zur Ausbreitungsrichtung und jeweils zueinander senkrecht. Zu einem festen Zeitpunkt t ist das Feld durch eine Wellenlänge λ oder äquivalent durch eine Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ charakterisiert, das elektrische Feld ist dann $E_0 e^{ikz}$. In drei Dimensionen wird die Polarisation des elektrischen Feldes durch einen Einheitsvektor $\hat{\varepsilon}$ repräsentiert, der dreidimensionale Wellenvektor in Ausbreitungsrichtung wird mit \mathbf{k} bezeichnet, das elektrische Feld in drei Dimensionen ist dann

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\varepsilon} E_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.4)$$

mit ω der Kreisfrequenz der Strahlung. Die folgende Formel verknüpft die Wellenlänge aus einer vorgegebenen Energie, die in keV angegeben wird, c ist die Lichtgeschwindigkeit:

$$\lambda[\text{\AA}] = \frac{hc}{E} = \frac{12,398}{E[\text{keV}]} \quad (2.5)$$

Seit der Entdeckung von Röntgenstrahlen im Jahre 1895 und spätestens seit dem Bau der ersten Synchrotronquellen Mitte der 1970er Jahre hat sich das Gebiet der

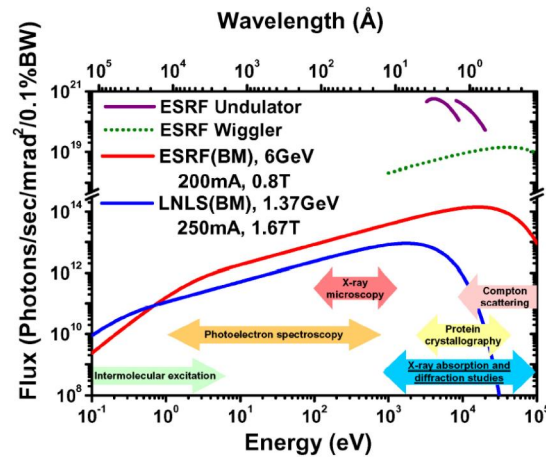


Abbildung 2.3.: Übersicht über den Spektralbereich der Synchrotronquelle am ESRF und am LNLS, Brasilien. BM steht für Bending Magnet. [54]

Röntgenstrahlphysik etabliert. Heutzutage existieren Synchrotronquellen der dritten Generation, der Bau eines freien Elektronenlasers wird das Potential weiter ausschöpfen. Mit ihnen ist es möglich, auf nahezu atomarer Ebene jegliche Art von Strukturen zu untersuchen. Dabei erstreckt sich die Anwendungsmöglichkeit auf nahezu alle wissenschaftlichen Gebiete, also neben der Physik und Materialwissenschaft auch auf die Untersuchung von hochkomplexen DNA-Strukturen in der Biologie und Genforschung. Eine Übersicht über aktuell existierende Synchrotronquellen ist in Abb. 2.3 zu sehen. Hier ist die Brillanz der Quellen über der Energie aufgetragen. Eingezeichnet sind ebenso die Anwendungsmöglichkeiten für die verschiedenen Energiebereiche.

In dieser Arbeit wird Synchrotronstrahlung in Reflektion eingesetzt, dadurch erhält man Informationen über den chemischen Kontrast von aufeinandergestapelten Schichten und die Struktur der Grenzflächen. [55].

2.4. Reflektivität an Grenzflächen

Trifft Licht auf eine Oberfläche eines Materials mit einem von der Umgebung verschiedenen Brechungsindex n , so dringt ein Teil der Strahlung in das Material ein und wird an der Grenzfläche gemäß der Snell'schen Gesetze gebrochen, der andere Teil wird reflektiert. Elektromagnetische Strahlung kann jedoch auch mit Material in Resonanz treten, in dem elektronische Übergänge in Atomen und Molekülen angeregt werden. Unterhalb der Resonanzfrequenz steigt n mit zunehmender Frequenz ω , was als normale Dispersion bezeichnet wird, oberhalb fällt n wieder. Die Frequenz von Röntgenstrahlung liegt typischerweise jenseits aller Resonanzfrequenzen (ausgenommen die inneren K- und L- Schalen eines Atoms), der Brechungsindex ist dann kleiner als eins um einen Wert δ , der sogenannten Dispersionskorrektur, also

$$n = 1 - \delta \quad (2.6)$$

mit

$$\delta = \frac{2\pi\rho r_0}{k^2}. \quad (2.7)$$

Hier ist ρ die Elektronendichte, $r_0 = 2.82 \times 10^{-5} \text{ \AA}$ die Thomson Streuamplitude. Für $k = 4,30 \text{ \AA}^{-1}$ liegt δ im Bereich von 10^{-6} .

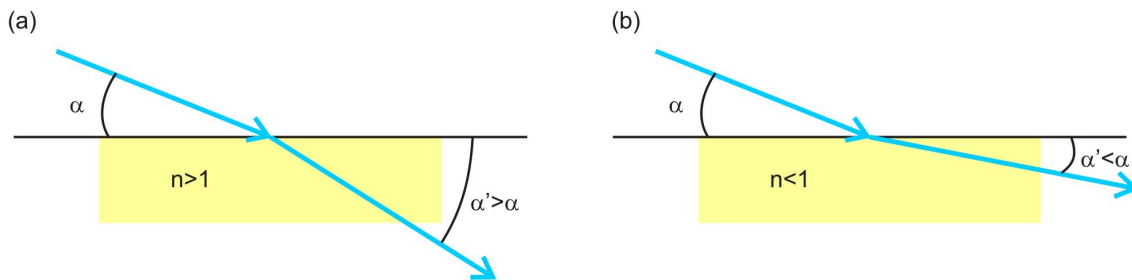


Abbildung 2.4.: Diese Abbildung verdeutlicht das Snell'sche Gesetz. Abb. (a) zeigt den Fall, daß das Medium einen Brechungsindex größer als eins hat, (b) für den Fall, daß n kleiner als eins ist.

Das Snell'sche Gesetz (s. Abb. 2.4) stellt die Relation zwischen dem Einfallswinkel α und α' dar:

$$\cos\alpha = n \cos\alpha'. \quad (2.8)$$

Der kritische Winkel $\alpha = \alpha_c$ für die totale externe Reflexion ergibt sich durch Setzen von $\alpha' = 0$, so daß nach dem Entwickeln des Kosinus sich der Zusammenhang zwischen α_c und δ ergibt

$$\alpha_c = \sqrt{2\delta} = \frac{\sqrt{4\pi\rho r_0}}{k}. \quad (2.9)$$

Für sehr flache Einfallswinkel α , die kleiner als der kritische Winkel α_c sind, dringt der Strahl nicht in das Material ein, er wird also an der Oberfläche reflektiert. Da δ sehr klein ist, ist α_c ebenfalls sehr klein und liegt für die meisten Festkörper im Bereich von $mrad$ bzw. etwa $0,5^\circ$.

Diese Beschreibung nahm eine gleichmäßige Elektronenverteilung an, doch muß noch der Einfluß der Atome beachtet werden. Dies wird durch Einbeziehen des atomaren Streufaktors $f(\mathbf{Q})$ und der atomaren Dichte $\rho_a = \rho_m N_A / A$ gewährleistet. Hier ist \mathbf{Q} der reziproke Streuvektor, ρ_m die Massendichte, N_A die Avogadro-Konstante und A die Atommasse. Im Allgemeinen setzt sich der atomare Streufaktor aus dem atomaren Formfaktor $f_0(\mathbf{Q})$ und den Dispersionskorrekturen f' und f'' zusammen,

$f(\mathbf{Q}, E) = f^0(\mathbf{Q}) + f'(E) + \iota f''(E)$. Hier ist E die Energie der Röntgenstrahlen. Betrachtet man nur die Vorwärtsrichtung mit $\mathbf{Q} = 0$ und vernachlässigt zunächst f' und f'' , so erhält man für δ mit Z der atomaren Ordnungszahl

$$\delta = \frac{2\pi\rho_a f^0(0)r_0}{k^2} = \frac{2\pi\rho_a Z r_0}{k^2}. \quad (2.10)$$

Für den atomaren Formfaktor $f_0(0)$ wurde die Gesamtanzahl freier Elektronen eingesetzt, da der Atomformfaktor durch $f_0(\mathbf{Q}) = \int \rho(\mathbf{r})e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r}$ definiert ist [56].

Zusätzlich muß noch die Absorption von Strahlung innerhalb des Materials berücksichtigt werden. Die Abschwächung des Strahls wird durch eine materialspezifische Größe, dem Absorptionskoeffizienten μ beschrieben. Dringt ein Strahl im Vakuum mit dem Wellenvektor k in eine Tiefe z eines Materials mit Brechungsindex n ein, so wird die Intensität durch einen Faktor $e^{-\mu z}$ abgeschwächt, die Amplitude durch $e^{-\mu z/2}$. Die Wellenzahl ändert sich von k zu nk . Der Brechungsindex wird komplex erweitert durch eine Größe β , der sogenannten Absorptionskorrektur:

$$n \equiv 1 - \delta + \iota\beta \quad (2.11)$$

mit $\beta = \mu/2k$ und δ wie in Glg. (2.10).

Ein anderer Ansatz bezieht wieder den atomaren Streufaktor ein, so daß der komplexe Brechungsindex folgende Form erhält:

$$n \equiv 1 - \frac{2\pi\rho_a r_0}{k^2} \{f^0(0) + f'(E) + \iota f''(E)\}. \quad (2.12)$$

Werte für f' und f'' , schlägt man praktischerweise unter [57, 58] nach und erhält mit Hilfe von Glg. 2.12 und folgender Gleichungen

$$\beta = 4,15448 \cdot 10^{-6} \cdot f'(E) \cdot \frac{\rho_m[g/cm^3]}{A[g/mol] \cdot E^2[keV]} \quad (2.13)$$

$$\delta = 4,15448 \cdot 10^{-6} \cdot f''(E) \cdot \frac{\rho_m[g/cm^3]}{A[g/mol] \cdot E^2[keV]} \quad (2.14)$$

den komplexen Brechungsindex.

2.4.1. Fresnel-Gleichungen

In diesem Abschnitt werden die Fresnel-Gleichungen vorgestellt. Sie beschreiben in Abhängigkeit des Einfallswinkels und Ausfallswinkels die Reflexion und Transmission an einer ebenen Grenzfläche zwischen zwei Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes.

Dazu betrachte man Abb. 2.5. An einer vorhandenen Grenzfläche, auf der ein einfallender Strahl mit Wellenvektor \mathbf{k}_I und Amplitude a_I eintrifft, wird dieser sowohl reflektiert als auch transmittiert mit entsprechenden Wellenvektoren \mathbf{k}_R und \mathbf{k}_T sowie Amplituden a_R und a_T . Fordert man nun als Randbedingung, daß die Wellenfunktion und deren Ableitung bei $z = 0$ kontinuierlich sind, so muß $a_I + a_R = a_T$ sowie $a_I \mathbf{k}_I + a_R \mathbf{k}_R = a_T \mathbf{k}_T$ gelten. Daraus folgt dann zunächst das Snell'sche Gesetz wie in Glg. (2.8) [59]. Der Einstrahlwinkel soll im Folgenden als sehr klein angenommen werden, so kann der Kosinus entwickelt werden. Mit Glg. (2.11) und (2.9) wird dies zu

$$\alpha^2 = \alpha'^2 + \alpha_c^2 - 2\iota\beta. \quad (2.15)$$

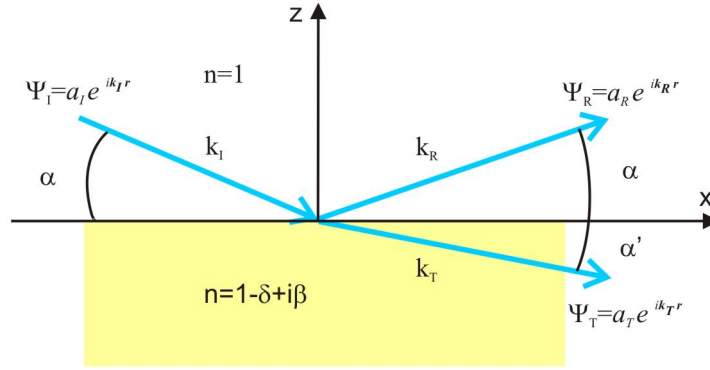


Abbildung 2.5.: Ein Strahl, der auf eine Grenzfläche zweier Medien mit Brechungsindex $n = 1$ und $n = 1 - \delta + \iota\beta$ trifft, wird sowohl reflektiert, als auch transmittiert.

Unter Berücksichtigung der Bedingung $a_I + a_R = a_T$ folgen nach einiger Umformung die Fresnel-Gleichungen für die Amplitudenreflexion und -transmission [55]

$$r \equiv \frac{a_R}{a_I} = \frac{\alpha - \alpha'}{\alpha + \alpha'} \quad (2.16)$$

$$t \equiv \frac{a_T}{a_I} = \frac{2\alpha}{\alpha + \alpha'}. \quad (2.17)$$

Nun folgt die Umformung in die Wellenvektortransferform. Sie eignet sich besonders gut, wenn man Beugungs- und Reflexionsexperimente durchführt. Zunächst wird der Wellenvektortransfer mit den Winkeln verknüpft:

$$Q \equiv 2k \sin \alpha \simeq 2k\alpha; \quad Q_c \equiv 2k \sin \alpha_c \simeq 2k\alpha_c. \quad (2.18)$$

Der dimensionslose Wellenvektortransfer lautet

$$q \equiv \frac{Q}{Q_c} \simeq \left(\frac{2k}{Q_c} \right) \alpha; \quad q' \equiv \frac{Q'}{Q_c} \simeq \left(\frac{2k}{Q_c} \right) \alpha'. \quad (2.19)$$

Multipliziert man beide Seiten der Glg. (2.15) mit $(2k/Q_c)^2$, so erhält man

$$q^2 = q'^2 + 1 - 2ib_\mu. \quad (2.20)$$

Hier ist $b_\mu = (2k/Q_c^2)\mu$. Der Wellenvektor Q_c wiederum läßt sich durch $Q_c = 4\sqrt{\pi\rho r_0(1 + f'/Z)}$ ausdrücken. Die beiden letzten Gleichungen enthalten tabellierte Materialparameter. Sind diese bekannt, läßt sich dadurch unmittelbar die Reflektivität und die Transmittivität als Funktion von q berechnen:

$$r(q) = \frac{q - q'}{q + q'} \quad (2.21)$$

$$t(q) = \frac{2q}{q + q'}. \quad (2.22)$$

2.4.2. Reflektivität einer Einzelschicht

Im Folgenden wird nun die Reflexion an einer einzelnen endlich dicken Schicht erörtert, die sich auf einer im Vergleich dazu unendlich dicken Schicht befindet.

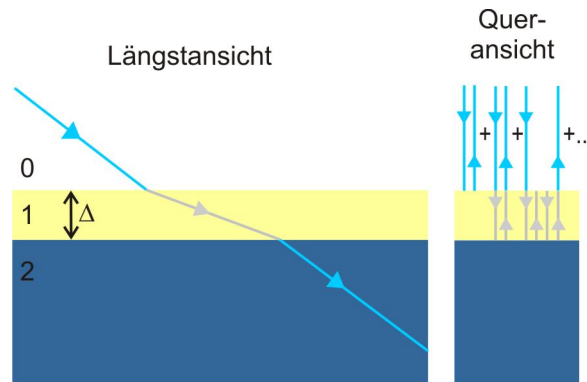


Abbildung 2.6.: Längs- und Queransicht eines dünnen Filmes mit Dicke Δ auf einem im Vergleich dazu unendlich dickem Substrat. Der reflektierte Strahl setzt sich aus einem ganzen Bündel von vielfach reflektierten Strahlen zusammen.

Wir betrachten Abb. 2.6. In der Längsansicht in (a) ist der Strahl dargestellt, der vom Medium 0 auf das Medium 1 mit der Dicke Δ trifft, an der Grenzfläche gemäß des Snell'schen Gesetzes gebrochen wird und ein weiteres Mal an der Grenzfläche zum Medium 2, welches das im Vergleich zum Medium 1 unendlich ausgedehnte Substrat darstellt. Die Queransicht (b) zeigt mögliche Reflexionen. Es ist ersichtlich, daß eine Vielzahl von Multirefektionen möglich sind, die alle zum detektierten Signal beitragen. In (b) sind die ersten drei Reflexionen dargestellt:

- Reflektion an der Grenzfläche 0 zu 1 mit Amplitude r_{01}
- Transmission an der Grenzfläche von 0 und 1 mit t_{01} , dann Reflektion an der Grenzfläche von 1 und 2 mit r_{12} und einer Transmission an der Grenzfläche von 1 zu 0 mit t_{10} . Der hierdurch entstehende Phasensprung erhält die Notation $p^2 = e^{iQ\Delta}$
- Transmission an der Grenzfläche von 0 und 1 mit t_{01} , dann Reflektion an der Grenzfläche von 1 und 2 mit r_{12} , einer Reflektion an der Grenzfläche von 0 und 1 mit r_{10} , einer weiteren Reflektion an der Grenzfläche von 1 und 2 mit r_{12} und schließlich die Transmission an der Grenzfläche von 1 zu 0 mit t_{10} . Der Gesamtphasenfaktor ist dann p^4 .

Die gesamte Amplitude setzt sich dann aus all diesen Beiträgen zusammen:

$$\begin{aligned} r_{Schicht} &= r_{01} + t_{01}t_{10}r_{12}p^2 + t_{01}t_{10}r_{10}r_{12}^2p^4 + t_{01}t_{10}r_{10}^2r_{12}^3p^6 \dots \\ &= r_{01} + t_{01}t_{10}r_{12}p^2 \sum_{m=0}^{\infty} (r_{10}r_{12}p^2)^m. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Mit Hilfe einiger Umformungen (s. dazu [55]) erhält man schließlich einen exakten Ausdruck für die Reflektivität an einer dünnen Schicht:

$$r_{Schicht} = \frac{r_{01} + r_{12}p^2}{1 + r_{01}r_{12}p^2}. \quad (2.24)$$

Der Phasenfaktor p^2 ist hier identisch mit $e^{iQ_1\Delta}$ mit $Q_1 = 2k_1 \sin \alpha_1$.

2.4.3. Parratts Formalismus: Reflektivität einer Multischicht

Im Folgenden wird die rekursive Methode von Parratt erläutert [60]. Sie läßt sich immer dann anwenden, wenn N Schichten auf einem im Vergleich zu den Schichten unendlich dicken Substrat aufgeschichtet sind. Per Definition befindet sich die Lage N direkt auf dem Substrat. Jede Schicht hat einen Brechungsindex $n_j = 1 - \delta_j + i\beta_j$ und eine Dicke Δ_j . Der Wellenvektor in x-Richtung bleibt in allen Schichten erhalten, also $k_{x,j} = k_x$, in z-Richtung wird er aus dem Gesamtwellenvektor $k_j = n_j k$ und k_x ermittelt,

$$k_{z,j}^2 = (n_j k)^2 - k_x^2 = (1 - \delta_j + i\beta_j)^2 k^2 - k_x^2 \approx k_z^2 - 2\delta_j k^2 + i2\beta_j k^2. \quad (2.25)$$

Unter der Berücksichtigung, daß laut Glg. (2.18) $Q_j = 2k_{z,j}$ ist, schreibt sich der Wellenvektortransfer zu

$$Q_j = \sqrt{q^2 - 8k^2\delta_j + i8k^2\beta_j}. \quad (2.26)$$

Nun werden rekursiv die Fresnel-Gleichungen (s. Glg. (2.21)) angewendet, angefangen beim Substrat. Da es unendlich dick ist, werden keine Vielfachreflektionen erwartet, also:

$$r'_{N,\infty} = \frac{Q_N - Q_\infty}{Q_N + Q_\infty}. \quad (2.27)$$

Dann wird mit Glg. (2.24) die Reflektivität zwischen der Nten und (N-1)ten Schicht inklusive der Vielfachreflektion in der Nten Schicht ermittelt:

$$r'_{N-1,N} = \frac{r'_{N-1,N} + r'_{N,\infty} p_N^2}{1 + r'_{N-1,N} + r'_{N,\infty} p_N^2}. \quad (2.28)$$

Der hier verwendete Phasenfaktor $p_j^2 = e^{i\Delta_j Q_j}$ ist die verallgemeinerte Form. Dies wird solange fortgesetzt, bis die Grenzschicht zwischen oberster Schicht und Luft bzw. Umgebung erreicht ist.

Es ist weiterhin anzumerken, daß es noch weitere Möglichkeiten zur Berechnung der Reflektivität gibt. Es sei hier die kinematische Annäherung genannt, so wie die Matrix-Methode. Desweiteren wurde bisher immer vereinfachend von einer glatten Oberfläche ausgegangen. Üblicherweise bildet sich durch Exposition an Luft eine Oxidschicht mit einer gewissen Rauigkeit, die miteinbezogen werden muß [55,61].

2.5. Optische Eigenschaften von Halbleitern

Licht kann auf verschiedenste Weise mit Materie wechselwirken. Einstrahlendes Licht kann entweder an der Oberfläche reflektiert werden, oder es kann sich durch die Materie fortpflanzen und so schließlich transmittiert werden (s. Abschnitt 2.4). Beim Propagieren wiederum kann es zur Beugung, Streuung und zur Absorption bzw. Lumineszenz kommen, falls angeregte Atome Licht durch Rekombination wieder spontan emittieren (s. Abb. 2.7). Absorption von Licht geschieht durch Anregung von Atomen, in einem Festkörperkristall kommt es zu Gitterschwingungen, was sich schließlich in einer Erwärmung des Materials bemerkbar macht. Im Folgenden beschränken wir uns auf die Wechselwirkung von Licht und Halbleitern. Die Wechselwirkung mit Gitterphononen wird nicht weiter betrachtet. Eine ausführlichere Beschreibung optischer Eigenschaften und Prozesse ist in [62–64] zu finden.

2.5.1. Elektronische Übergänge

Wird Licht mit einer Energie $\hbar\omega$ auf einen Festkörper, z.B. einen Halbleiter eingestrahlt, so kann ein im Kontinuum des Valenzbandes befindliches Elektron mit der Energie E_i über die Energiebandlücke mit Breite E_g in das Kontinuum des Leitungsbandes angehoben werden und besitzt dann eine Energie $E_f = E_i + \hbar\omega$ und

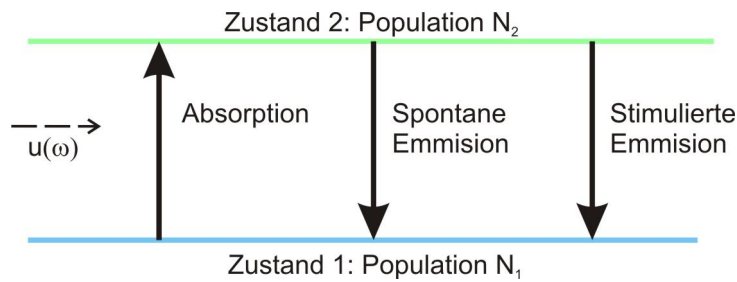


Abbildung 2.7.: Licht mit einer spektralen Energie $u(\omega)$ kann absorbiert und durch spontane bzw. stimulierte Emission reemittiert werden.

läßt gleichzeitig ein Loch im Ausgangszustand zurück (s. Abb. 2.8 (a) und (b)). Es muß also eine minimale Energie mit der Bedingung $\hbar\omega > E_g$ aufgebracht werden. Auf diese Weise wird ein Elektron-Loch-Paar gebildet.

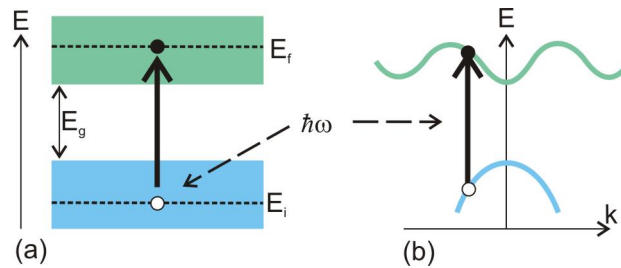


Abbildung 2.8.: Bild (a) und (b) verdeutlicht schematisch eine Anregung vom Valenz- ins Leitungsband.

Die Wechselwirkung zwischen Licht und den freien Ladungsträgern wird durch Übergangswahrscheinlichkeiten ausgedrückt. Die Übergangsrateschließt sich aus der Quantenmechanik auf Basis einer zeitabhängigen Störungstheorie und wird durch Fermis goldene Regel zusammengefaßt:

$$W_{1 \rightarrow 2} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{12}|^2 g(\hbar\omega). \quad (2.29)$$

Hier ist M_{12} das Matrixelement des Übergangs und $g(\hbar\omega)$ die Zustandsdichte des Endzustandes. Das Matrixelement drückt den Einfluß einer äußeren Störung auf Elektronen aus, hier also durch Licht, und ist gegeben durch [56]

$$M_{12} = \langle 2 | H' | 1 \rangle = \int \psi_2^*(\mathbf{r}) H'(\mathbf{r}) \psi_1(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}. \quad (2.30)$$

Hier ist H' die durch das Licht verursachte Störung, \mathbf{r} die Position des Elektrons und $\psi_1(\mathbf{r})$ und $\psi_2(\mathbf{r})$ die Wellenfunktionen des Anfangs- bzw. des Endzustandes.

Für den Fall einer Emission von Licht in den freien Raum liegt ein Kontinuum an Endzuständen vor. Anders verhält es sich, sobald ein Emitter in einem Resonator untergebracht wird, wie später noch erläutert wird.

Photolumineszenz stellt die Reemission eines Photons dar, nachdem es, wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt, angeregt wurde. Man unterscheidet zwischen strahlenden und nichtstrahlenden Prozessen. Nichtstrahlend sind solche, in der Elektronen von ihrem angeregten Zustand über Zwischenzustände bis zum untersten Scheitelpunkt des Valenzbandes bewegen und erst dann über einen strahlenden Prozess rekombinieren (s. Abb. 2.9). Die Wahrscheinlichkeit für solch einen Prozess ist in Materialien mit einer direkten Bandlücke, z.B. GaAs, besonders hoch. Für optische Anwendungen eignet sich Si aufgrund seiner indirekten Bandlücke nicht, da die Rekombination über Gitterphononen stattfinden muß. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Drei-Teilchen-Prozesses ist daher eher gering. Mittlerweile wird versucht, GaAs auf Si zu integrieren, um von den positiven Eigenschaften beider Materialien zu profitieren [65].

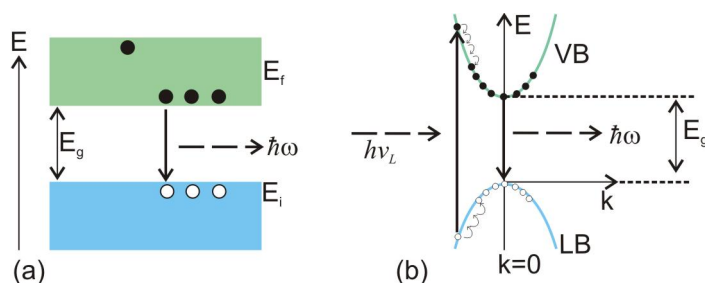


Abbildung 2.9.: Schematische Darstellung der Prozesse im Leitungs- und Valenzband im (a) Ortsraum und (b) k-Raum.

2.5.2. Exzitonen

Wird durch Absorption von Licht in Materie ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, so können das unterschiedlich geladene Elektron und Loch durch die Coulombkraft gebunden werden und bilden so ein Exziton (s. Abb. 2.10). Man unterscheidet zwischen Wannier-Mott-Exzitonen (WME), oder auch freie Exzitonen, und Frenkel-Exzitonen (FE), oder auch stark gebundene Exzitonen. Erstere findet man meist in Halbleitern und haben eine große Ausdehnung, sie stellen delokalisierte Zustände da, die sich frei durch den Kristall bewegen können. FE findet man in Isolator- und Molekülkristallen. Sie haben eine geringe Ausdehnung, stellen also lokalisierte Zustände dar und sind daher stark an Atomen oder Molekülen gebunden. Auch unterscheiden sie sich durch ihre Bindungsenergie. Die Bindung von WME kann leicht durch Phononstöße gebrochen werden, weshalb sie meist bei tiefen Temperaturen zu beobachten sind, FE sind wegen ihrer stärkeren Bindung auch bei Raumtemperatur stabil.

Die Bindungsenergie eines WME läßt sich unter der Annahme ermitteln, daß ein WME wie ein Wasserstoffatom zu betrachten ist. Dafür wird das Bohrsche Modell angewendet. Die Bindungsenergie des n'ten Niveaus ist dann gegeben durch

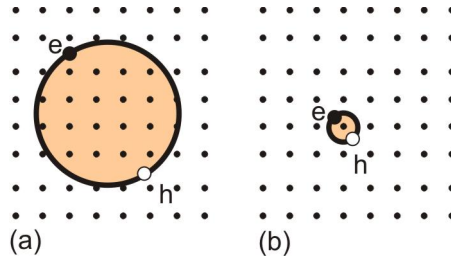


Abbildung 2.10.: Bild (a) verdeutlicht schematisch (freie) Wannier-Mott-Exzitonen, (b) zeigt (gebundene) Frenkel-Exzitonen.

$$E(n) = -\frac{\mu}{m_0} \frac{1}{\epsilon_r^2} \frac{R_H}{n^2} = -\frac{R_x}{n^2}. \quad (2.31)$$

Hier ist $\mu = (1/m_e^* + 1/m_h^*)^{-1}$ die reduzierte Masse des Elektrons (Lochs) mit effektiver Masse $m_{e,h}^*$, $R_H = 13.6\text{eV}$ die Rydberg-Konstante des Wasserstoffatoms und ϵ_r die Dielektrizitätskonstante des Materials.

Der Ausbreitungsradius eines Elektron-Loch-Paares ist

$$r_n = n^2 \frac{m_e}{\mu} \epsilon_r a_H = n^2 a_x \quad (2.32)$$

mit dem Bohr-Radius eines Wasserstoffatoms von $a_H = 5,29 \times 10^{-11}\text{m}$ und m_e der Elektronenmasse. Für GaAs mit $\epsilon_r = 12,8$, $m_e^* = 0,067m_0$ und $m_h^* = 0,2m_0$ erhält man $R_x = 4,2\text{meV}$ und $a_x = 13\text{nm}$.

2.5.3. Quantenpunkte

Quantenpunkte, wie sie in der vorliegenden Arbeit Verwendung finden, werden ausschließlich durch selbstorganisiertes Wachstum hergestellt, wie in Abschnitt 2.1 demonstriert. Deponiert man InAs auf GaAs(001), so wächst dieses im SK-Wachstumsmodus auf. Abhängig von der Wachstumsrate, also der dem Substrat angebotenen Menge an Material, und der Substrattemperatur läßt sich die Größe und Dichte sehr akkurat und reproduzierbar einstellen. Die Dichte kann dabei soweit reduziert werden, daß QPe einzeln spektroskopiert werden können, z.B. mittels μ -PL (s. 3.6). Die Größe, also der Durchmesser und die Höhe bestimmen die Stärke des Einschlußpotentials. Kleiner QPe haben demnach höhere Grundzustandsenergien als größere.

Die Energieniveaus in einem QP berechnen sich mit dem gleichen Ansatz wie die im Übergitter (s. 2.2.2), es kommt jedoch zu einer Quantisierung in alle drei Raumrichtungen mit diskreten Energieniveaus, ähnlich wie in einem Atom. Daher werden QPe auch als "künstliche Atome" bezeichnet. Untersuchungen der elektronischen Struktur von QPen lassen eine von Atomen bekannte Elektronenverteilung erkennen, einteilbar in s-, p- und d-Schalen [66]. Die Energieeigenwerte läßt sich

anhand des Modells eines zweidimensionalen harmonischen Oszillator berechnen. Dies ist sinnvoll, da QPe in lateraler Richtung meist eine größere Ausdehnung besitzen als in Wachstumsrichtung. Die Energiestruktur wird somit durch das laterale Einschlußpotential bestimmt [67]:

$$E_{n,l} = (2n + |l| + 1)\hbar\omega_0 \quad (2.33)$$

Hier ist n die radiale Quantenzahl und l die Drehimpulsquantenzahl. Das s-Niveau hat als $n=0, l=0$, das p-Niveau $n=0, l=\pm 1$ und das d-Niveau $n=0, l=\pm 2$ bzw. $n=1, l=1$ mit zweifacher, vierfacher und sechsfacher Entartung.

2.5.4. Der photoelastische Effekt

Trifft ein Lichtstrahl auf einen anisotropen Kristall, so erwartet man, daß die durch das elektrische Feld \mathbf{E} induzierte Polarisation \mathbf{P} nicht mehr parallel zum E-Feld orientiert ist. Unter der Annahme eines anisotropen, linearen und dielektrischen Mediums wird eine dielektrische Verschiebung erzeugt:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \varepsilon_0\tilde{\chi}\mathbf{E} = \varepsilon_0(1 + \tilde{\chi})\mathbf{E} = \varepsilon_0\tilde{\varepsilon}\mathbf{E} \quad (2.34)$$

Hier stellt ε_0 die elektrische Permittivität, $\tilde{\chi}$ die elektrische Suszeptibilität und $\tilde{\varepsilon}$ den Dielektrizitätstensor dar. Dieser kann durch eine geeignete Transformation diagonalisiert werden, so daß er folgende Form annimmt:

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Die Hauptachsenelemente ε_i sind hier die Hauptdielektrizitätskonstanten. Für optisch isotrope Medien gilt ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3$), die optischen Eigenschaften sind demnach nicht richtungsabhängig. Anders ist der Fall, wenn nur zwei Komponenten identisch sind, also ($\varepsilon_3 = \varepsilon_2 \neq \varepsilon_1$), man spricht von einem optisch einachsigen Kristall. Üblicherweise nutzt man die Symmetrie des Kristalls aus und führt eine optische Achse in, z.B. in z-Richtung. Längs dieser Richtung tritt keine Polarisationsabhängigkeit auf, für andere Richtungen beobachtet man jedoch Abweichungen von diesem Verhalten. Da die Wellengeschwindigkeit abhängig von der Richtung des Wellenvektors \mathbf{k} und der Brechungsindex durch

$$n = \frac{c}{v} = \frac{c}{\omega_0/k} \quad (2.36)$$

definiert ist, ist dieser ebenfalls richtungsabhängig, also $\mathbf{n} = c/\omega_0\mathbf{k}$. Festkörper, die eine Wurtzit-Struktur haben (wie z.B. ZnO, CdS, CdSe, CdTe, GaN und AgI) sind uniaxial und sind auch ohne den Einfluß einer Verspannung anisotrop, sie weisen

eine Doppelbrechung auf in Kristallrichtungen, die nicht mit der optischen Achse zusammenfallen (in dieser Struktur die c-Achse). Ein bekannter Vertreter eines optisch anisotropen Kristalls ist Kalkspat. Trifft ein unpolarisierter Strahl auf diesen, so beobachtet man das Phänomen der Doppelbrechung, der Strahl wird in zwei Strahlen aufgespalten, den sogenannten ordentlichen und außerordentlichen Strahl. Das elektrische Feld des ordentlichen Strahls ist senkrecht, das des außerordentlichen Strahls parallel zum Hauptschnitt des Kristalls orientiert.

Neben der intrinsisch vorhandenen Anisotropie besteht ebenfalls die Möglichkeit, diese durch äußere Einwirkung zu induzieren. Hierzu gehören neben dem elektrooptischen Effekt (Kerr- und Pockels-Effekt) und dem magnetooptischen (Faraday-Effekt) der photoelastische Effekt [68]. Er beschreibt die Auswirkung einer äußeren, mechanischen Belastung in Form einer Druck- oder Zugspannung auf den Brechungsindex. Unter Verwendung von kugelsymmetrischen Koordinaten, stellt sich die Änderung des Brechungsindex für die TE- und TM-Moden, ausgedrückt mit den Komponenten ε_i des optoelastischen Tensor und den Verspannungskomponenten entlang der Hauptachsen σ_i wie folgt dar [69]:

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{TE} = \sigma_2 \varepsilon_r + \sigma_1 \varepsilon_\theta + \sigma_2 \varepsilon_\varphi, \quad \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{TM} = \sigma_1 \varepsilon_r + \sigma_2 \varepsilon_\theta + \sigma_2 \varepsilon_\varphi \quad (2.37)$$

Die Abkürzung TM und TE steht für die transversal magnetische bzw. elektrische Polarisation.

2.5.5. Methoden zum Verändern der Emissionsenergie

Um die Energie eines von einem QP emittierten Lichtes und die Modenenergie eines Resonators zu verändern und in Resonanz zu bringen, existieren verschiedene Konzepte, von denen zwei im Folgenden erörtert werden. In Tabelle 6.2 werden später weitere Konzepte zusammengefaßt.

Temperatur

Diese stellt die einfachste aller Methoden dar. Hierzu wird in der Praxis im Kryostat ein Heizelement verwendet, das durch einen Temperaturregler angesteuert wird. Dadurch wird die Probe üblicherweise in einem Bereich von 4 bis maximal 70 K verändert. Es bewirkt eine Zunahme der temperaturabhängigen elektronischen Bandlücke $E_g = E_g(T)$ des Materials, hier exemplarisch für GaAs [70, 71]:

$$E_g = 0,415\text{eV} - 2,76 \times 10^{-4}\text{eVK}^{-1}T^2/(T + 83\text{K}) \quad (2.38)$$

Die Emissionsenergie der QPe erfahren eine sogenannte Rotverschiebung, also eine Verschiebung zu größeren Wellenlängen bzw. kleineren Energien. Die Verschiebung

für einen Temperaturanstieg von $T=4$ K auf $T=60$ K ist etwa $\Delta\lambda \approx 2$ nm, die Verschiebung der Resonatormoden ist dagegen deutlich geringer, da sie nur durch die Änderung von $n = n(T)$ beeinflusst wird [72,73]. Somit kann durch einen sogenannten Temperaturdurchlauf die Linie eines QPes die der Moden kreuzen. Zu dem Zweck muß die Energie des Quantenpunkt (QP)es zu Beginn des Temperaturdurchlaufs höher sein als die der Mode.

Biaxiale Verspannung

Eine weitere Methode der Energieverschiebung stellt die Anwendung einer externen Verspannung dar. Hierzu werden piezoelektrische Kristalle verwendet. Piezoelektrische Keramiken werden dort eingesetzt, wo mechanisch bewegliche Teile mit einer hohen Präzision bewegt werden müssen, z.B. in der Astronomie oder optischen Kommunikation, wo Schrittweiten im Wellenlängenbereich realisiert werden müssen. Dazu wurden in den Anfängen zunächst Ferroelektrika mit geringen Koerzitivfeldern verwendet. Doch seit der Entwicklung von Blei-Zirkonat-Titanaten $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$ (PZT) haben diese sich immer mehr etabliert. Der entscheidende Nachteil von derartigen piezoelektrischen Keramiken ist die große Hysterese und ein stets zu beobachtender Alterungsprozess. Hier haben sich Blei-Magnesium-Niobate $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ -basierte Keramiken (kurz PMN) durchgesetzt. Es handelt sich hier um einen ferroelektrischen Perowskit mit einer Curie-Temperatur von etwa 0°C [74]. Bei Raumtemperatur ist der kubische Perowskit der Form ABO_3 zufällig mit Mg^{2+} - und Nb^{5+} -Ionen auf den B-Plätzen besetzt. Genau diese Zufallsbesetzung sorgt für die Bildung von Mikrovolumen innerhalb des Kristalls und daher einen großen Bereich der Curie-Temperatur. Durch Hinzugeben von Bleititanat, PbTiO_3 , kann diese weiter angehoben werden, der Kristall erhält dann die Bezeichnung PMN-PT, auch Piezokristall oder im Folgenden kurz Piezo genannt. Er besteht zu 72% aus PMN und 28%PT [75] und hat eine Dicke von $300\mu\text{m}$ (Gitterkonstante= $4,022\text{\AA}$). Er ist zudem mit einer 30nm dünnen metallischen Schicht aus $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (LSMO) versehen, diese fungiert als Topkontakt.

Durch Anlegen einer Gleichspannung an einen Piezokristall wird dieser verformt. Ein auf dem Piezo mittels eines Lithographielackes aufgeklebte Mikroring erfährt diese Verformung ebenfalls, was eine Verschiebung der Gitteratome hervorruft, mit der Folge, daß die Bindungslänge zwischen den Atomen verändert wird. Dies nennt man eine Verspannung, wobei man zwischen Druck- und Zugspannung unterscheidet, je nachdem, ob die Bindungslänge verringert oder vergrößert wird, verglichen mit der Länge im Gleichgewichtszustand, also ohne den Einfluß einer Verspannung. Die Auswirkung einer Verspannung auf die Emissionenergie von QPn wurde in [76] untersucht. Es wurde eine Verschiebung von $11,3 \pm 1,8 \mu\text{eV}/\text{MPa}$ gemessen, was vergleichbar ist zu Werten, die man durch eine uniaxiale Verspannung in [110]-Richtung von GaAs erhält.

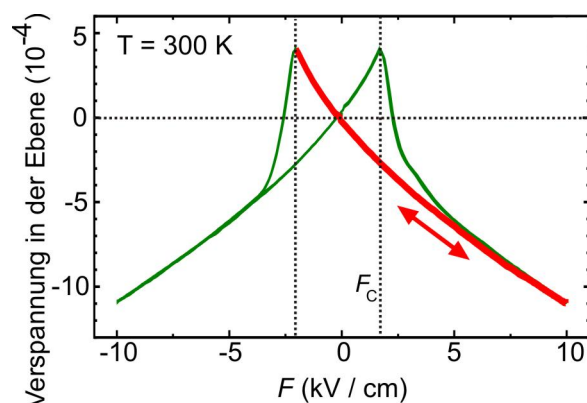


Abbildung 2.11.: Laterale Verspannung von PMN-PT(001) in $[100]$ -Richtung in Abhängigkeit eines elektrischen Feldes $E \parallel [001]$, gemessen bei Raumtemperatur nach [75].

Eine deutlich höhere Verspannung wird durch einen PMN-PT erzeugt. Diese damit hervorgerufene Verspannung ist die größte zur Zeit bekannte bei piezoelektrischen Kristallen (0,6 % bei gleichzeitiger kleiner Hysterese [77]). In [75] wurde unter anderem die laterale Verspannung in $[100]$ -Richtung eines 0,72PMN-0,28PT(001) in Abhängigkeit eines elektrischen Feldes bei Raumtemperatur gemessen, das parallel zur $[001]$ -Richtung angelegt wurde. In Abb. 2.11 ist sehr klar zu sehen, wie zunächst die laterale Verspannung zunimmt (es handelt sich also um eine Zugspannung) und bei Erreichen von F_C die Domänen umklappen und eine negative Verspannung (also eine Druckspannung) erzeugt wird. Wird das elektrische Feld nun wieder auf 0 kV/cm zurückgefahren, so folgt die Verspannung einem anderen Verlauf als beim Hochfahren. Man beobachtet, genau wie in einer Hysteresekurve eines Ferromagnets, beim Hochfahren eine anfängliche Neukurve. Beim Runterfahren folgt die Verspannung einem Ast, dem sie auch beim weiteren Runterfahren folgt. Dieser Ast erstreckt sich bis zum Koerzitivfeld bei negativen Feldern. Einen vollkommen symmetrischen Verlauf erhält man, wenn nach einem kompletten Durchlauf ein negatives Feld anlegt. Diese Kurve wird daher auch "Schmetterlingskurve" genannt. Weitere Erläuterungen zur Handhabung finden sich in 4.3.5.

2.6. Quantenelektrodynamik von optischen Resonatoren

Die Wechselwirkung eines Emitters ändert sich, wenn dieser nicht in ein Kontinuum eines Vakuumfeldes emittiert, sondern in einem Resonator untergebracht ist. Im Folgenden wird als Emitter ein Quantenpunkt [78] in Betracht gezogen. Das emittierte Licht eines QPes regt dann im einfachsten Fall eine einzelne Resonatormode an. Ob im Resonanzfall eine schwache Wechselwirkung in Form des Purcell-Effekts oder eine starke Wechselwirkung unter Ausbildung einer sogenannten Vakuum-Rabi-

Aufspaltung zu Tage tritt, wird durch drei Faktoren bestimmt:

1. Photonenzerfallsrate κ
2. Nichtresonante Zerfallsrate γ
3. Stärke der Emitter-Photon-Kopplung g_0

Die Photonenzerfallsrate κ ist über $\kappa = \omega/Q$ mit dem Gütefaktor $Q = \omega/\Delta\omega = \lambda/\Delta\lambda$ (Q-Faktor) korreliert. Dies bedeutet, daß kleine Zerfallsraten nur bei großen Q zu erwarten ist. Nur wenn der Verlust von Photonen aus dem Resonator langsamer vonstatten geht als die Wechselwirkungszeit zwischen ihnen, ist eine schwache Kopplung zu erwarten. Ansonsten ist dieser Vorgang irreversibel wie eine spontane Emission.

Die Emitter-Photon-Kopplung läßt sich mit

$$g_0 = \left(\frac{\mu_{12}^2 \omega}{2\epsilon_0 \hbar V_m} \right)^{1/2} \quad (2.39)$$

ausdrücken. Hier ist μ_{12} das Dipolmoment, ω die Frequenz des Lichtes, und V_m das Modenvolumen. Ist $g_0 \ll \max(\kappa, \gamma)$, so erwartet man eine schwache Kopplung, umgekehrt, also $g_0 \gg \max(\kappa, \gamma)$, sollte man eine starke Kopplung beobachten können. Die Zerfallsrate γ wird durch mehrere Faktoren bestimmt: Der Emitter kann beispielsweise in eine Raumrichtung emittieren, in der sich keine Mode befindet (Eigenschaft des Resonators). Ebenso denkbar ist ein Zerfall in andere Energieniveaus mit einer nichtresonanten Frequenz (interne Dynamik des Emitters). Und schließlich kann der angeregte Zustand des Emitters in andere Zustände gestreut werden, ohne ein Photon zu entsenden (Streuung an Fremdatomen oder Phononen).

2.7. Mikroscheiben und -ringe als Mikroresonatoren

In den letzten zehn Jahren sind als direkte Anwendung der Resonator-Quantenelektrodynamik (CQED) einige Konzepte vorgestellt und realisiert worden. Eine von diesen wird exemplarisch in diesem Abschnitt nun beschrieben. Abb. 2.12 stellt eine Übersicht über bisher bekannte und untersuchte Mikroresonatoren dar. Im folgenden beschränken wir uns nur auf solche Resonatoren, die sogenannte *whispering-gallery*-Moden besitzen.

Mikroscheiben und -ringe nutzen ebenso wie Mikrosäulen und photonische Kristalle den Einschluß des Lichtes durch Totalreflexion aus. Das eingekoppelte Licht wird an den Wänden reflektiert und durchläuft somit die komplette Scheibe (s. Abb. 2.13). Es entstehen "stehende Wellen", die als Flüsternde-Galerie-Moden (WGM) bezeichnet werden. Dies ist vergleichbar mit dem Phänomen, daß u.a. in der *whispering gallery* in der St. Paul's Kathedrale in London in Erscheinung tritt. Dort kann ein Gespräch, das an der einen Seite der Galerie stattfindet, an jeder beliebigen Stel-

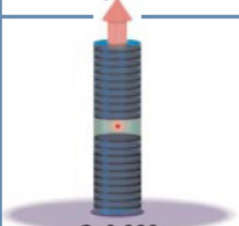
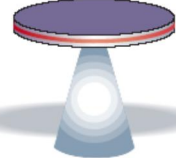
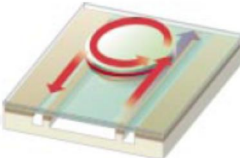
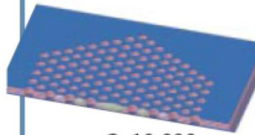
	Fabry-Perot	Whispering gallery	Photonic crystal
High Q	 <p>Q: 2,000 V: 5 $(\lambda/n)^3$</p>	 <p>Q: 12,000 V: 6 $(\lambda/n)^3$</p>  <p>Q_{III-v}: 7,000 Q_{Poly}: 1.3×10^5</p>	 <p>Q: 13,000 V: 1.2 $(\lambda/n)^3$</p>

Abbildung 2.12.: Diese Übersicht zeigt eine Auswahl bisher bekannten Arten von Mikroresonatoren [79].

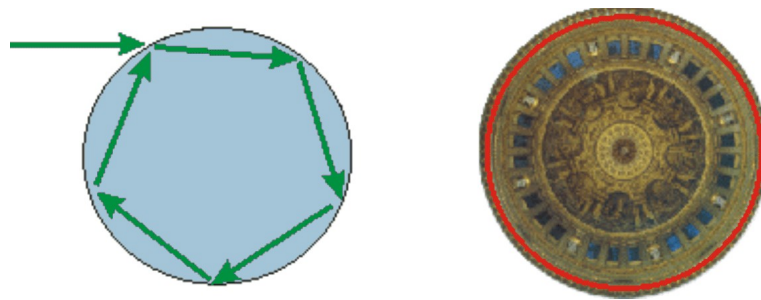


Abbildung 2.13.: Das Prinzip der sog. WGM, benannt nach der Flüstergalerie in St. Paul's Cathedral, Abb. nach [80].

le entlang der Galleriewand gehört werden (s. Abb. 2.13). Sie wurden erstmals 1912 wissenschaftlich von Lord Rayleigh erwähnt. Eine Arbeit über Mikroscheiben aus InP/InGaAsP auf Basis dieses Prinzips wurde 1991 veröffentlicht [81], viele Arbeiten folgten in den darauf folgenden Jahren [9, 82–91]. Eine theoretische Beschreibung des Spektrums findet man in [92]. Die wichtigsten Ergebnisse werden hier nun kurz dargestellt.

Zur Beschreibung der Resonatormoden eines Mikroscheibenresonators werden sinnvollerweise Zylinderkoordinaten eingesetzt, also die axiale Richtung z , die radiale Koordinate r und der azimuthale Winkel θ . Optische Resonanzen werden durch die radiale Quantenzahl N und die azimuthale Quantenzahl M bezeichnet. Für den Fall eines idealen optisch transparenten Dielektrikums werden Lösungen der Helmholtzgleichung gesucht. Durch Separieren der Wellengleichung in einen radialen und einen azimuthalen Anteil der Form $\Psi(r, \theta) = R(r)e^{iz\theta}$ ergeben sich zwei Differentialgleichungen

$$r^2 \frac{d^2}{dr^2} R(r) + r \frac{d}{dr} R(r) + (k^2 r^2 - Z^2) R(r) = 0 \quad (2.40)$$

und

$$\frac{d^2}{d\theta^2}\Theta(\theta) - Z^2\Theta(\theta) = 0. \quad (2.41)$$

Hier ist $k = n_{eff}\omega/c$ mit dem effektiven Brechungsindex n_{eff} des Dielektrikums, Z ist eine komplexe Konstante und Θ ist der azimuthale Teil des elektrischen Feldes. Der effektive Brechungsindex n_{eff} ersetzt bei der Berechnung des Modenspektrums einer Mikroscheibe den 3D-Brechungsindex n , da in solch einer Mikroscheibe die Ausdehnung der Scheiben in z-Richtung stets so dünn ist, daß der Lichteinschluß an der Grenzfläche von Luft und Scheibe außerordentlich groß ist. Man beschränkt sich also auf die Lösung des optischen Feldes $\psi = \psi(r, \theta)$ (s. Glg. 2.40 und 2.41). Damit ist klar, daß eine Veränderung der Dicke durch Druck- oder Zugspannung die Dicke der Scheibe und damit schließlich das Modenspektrum verändert. WGM werden durch die Randbedingung $\Psi_{in}(R, \theta) = 0$ beschrieben, hier ist Ψ_{in} das optische Feld für $r \leq R$. Der Ansatz lautet dann

$$\Psi_{in}(r, \theta) = A_{M,N} J_M(r n_{eff} \omega_{M,N} / c) e^{iM\theta}, \quad (2.42)$$

wobei J_M die Besselfunktion mit ganzzahliger Ordnung $M = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ darstellt und $A_{M,N}$ eine Normalisierungskonstante ist. Daraus ergeben sich Resonanzfrequenzen $\omega_{M,N} = x_M^N c / n_{eff} R$, mit x_M^N der N ten Nullstelle von $J_M(r)$ und $N = 1$ für WGMs.

3. Experimentelle Methoden

Zur Untersuchung wurden verschiedenste Methoden eingesetzt, die in diesem Kapitel vorgestellt werden. Diese setzen sich zusammen aus mikroskopischen und spektroskopischen Methoden. Erstere helfen, während der Prozessierung den Fortschritt zu kontrollieren und zu steuern, letztere dienen der quantitativen Untersuchung, was aber nicht zwangsläufig bedeuten muß, daß Mikroskopie nur qualitative Ergebnisse hervorbringt. Die Analyse mittels Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) dient beispielsweise der Bestimmung von Schichtdicken, wie später gezeigt wird. Idealer ist jedoch eine Kombination aus Mikroskopie und Spektroskopie, um ein möglichst vollständiges Gesamtbild zu erhalten.

3.1. Lichtmikroskopie

Die Lichtmikroskopie stellt die einfachste und schnellste Methode der Charakterisierung dar. Dank moderner Mikroskope mit ihren hochwertigen Objektiven, hochauflösender Digitalkameras und der dazugehörigen Software, ist sowohl eine qualitative, als auch quantitative Analyse (z.B. Ausmessen von Längen) möglich. Die Vergrößerungen liegen im Bereich von 1000x.

Als Lichtmikroskop kam u.a. das Modell *Eclipse LV150* von Nikon mit einer Digitalkamera des Typs *Digital Sight DS-Fi1-U2* zum Einsatz. Es ist auf einem schwingungsgedämpften Tisch in einer Reinraumumgebung aufgestellt und ermöglicht so auch bei hoher Vergrößerung Bilder mit großer Schärfe aufzuzeichnen. Die dazugehörige Software *NIS-Elements BR 3.0* ermöglicht unter anderem die oben erwähnte Vermessung von Proben. Andere eingesetzte Mikroskope waren ähnlich ausgestattet.

Doch ein Lichtmikroskop ist aufgrund seiner mit zunehmender Vergrößerung abnehmenden Schärfentiefe nur begrenzt einsetzbar und nur sinnvoll in Verbindung mit anderen Mikroskopiemethoden, wie zum Beispiel der Rasterelektronenmikroskopie.

3.2. Rasterelektronenmikroskopie (REM)

Mit Hilfe der Rasterelektronenmikroskopie (REM) lassen sich real erscheinende Bilder jeglicher Oberflächen aufnehmen, vorausgesetzt diese sind in irgendeiner Weise vakuumbeständig und besitzen eine leitfähige Oberfläche oder können anderweitig ausreichend Elektronen zum emittieren zur Verfügung stellen. Daher eignen sich vor

3. Experimentelle Methoden

allen metallischen Oberflächen mit einer großen Anzahl an freier Valenzelektronen zur Untersuchung.

Moderne Geräte können unter idealen Bedingungen (schwingungsgedämpft, kon-

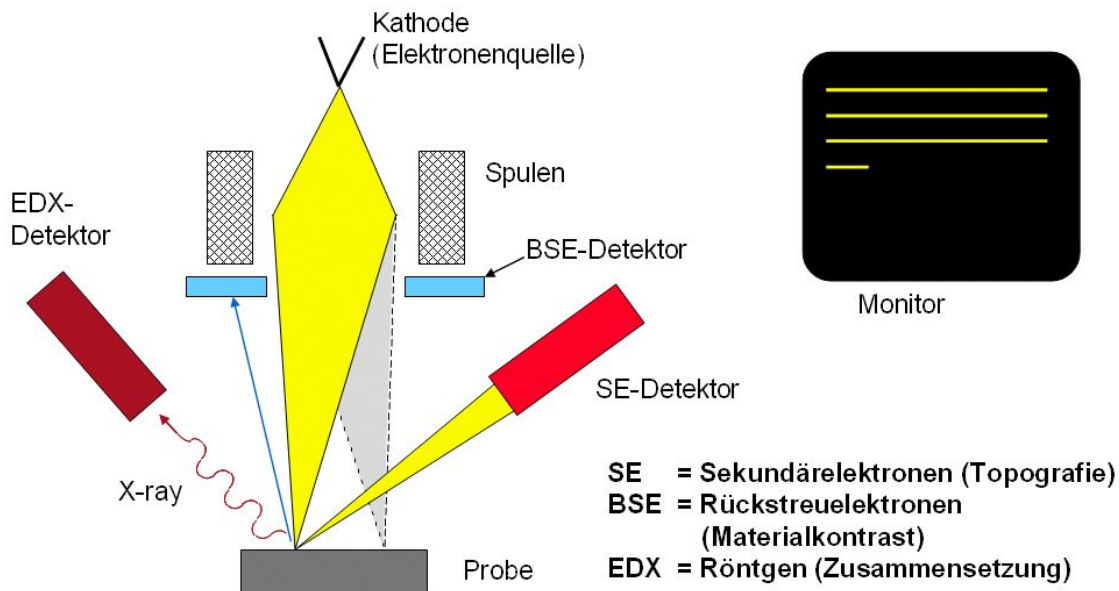


Abbildung 3.1.: Prinzipieller Aufbau eines Rasterelektronenmikroskops, nach [93]

stante Umgebungstemperatur, geringer Lärmpegel etc.) Strukturen im Bereich von 1-2 nm auflösen. Auch hier ist mit Hilfe von Software eine Vermessung möglich. Liegen die Strukturen im Bereich von Mikrometern, so lassen sich aus dem Vergleich von REM-Bildern und optischen Bildern bereits mit einem Lichtmikroskop Oberflächen hinsichtlich ihrer Beschaffenheit charakterisieren. Im Folgenden soll kurz auf die Funktionsweise eingegangen werden, es wird daher auf weiterführende Literatur verwiesen [94].

In einem REM wird in einer sogenannten Mikroskopsäule, kurz Säule, mit Hilfe einer Kathode durch thermische Emission ein Elektronenausstritt in ein bestehendes Vakuum erzeugt¹. Eine Hilfselektrode, ein sogenannter Wehnelt-Zylinder, sorgt dafür, daß vor der Kathode eine Raumladung aufrecht erhalten wird. Für diesen Zweck liegt an ihr ein gegenüber der Kathode negatives Potential in der Größenordnung von -100V an. Die austretenden Elektronen werden sodann zur Anode Richtung Probe beschleunigt. Ein System aus magnetischen und elektromagnetischen Linsen bündelt den Strahl weiterhin. Eine Ablenkeinheit sorgt dafür, daß der Strahl rasterförmig über die Probenoberfläche bewegt wird. Ein geeigneter Detektor sammelt die emittierten Elektronen (niedernergetische Sekundär- oder rückgestreuten Elektronen) und ermöglicht so eine Untersuchung der Probenoberfläche. Bei modernen Geräten wird das so erzeugte Signal digital ausgelesen und

¹Auf die Elektronenerzeugung durch Feldemission wird an dieser Stelle nicht weiter eingegangen.

kann mit Hilfe von Software direkt auf einem Computermonitor als Bild dargestellt, manipuliert und gespeichert werden (s. Abb. 3.1). Für die in dieser Arbeit dargestellten REM-Bilder wurde ein nVision von ZEISS eingesetzt mit einer Beschleunigungsspannung von 5 kV.

3.3. Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)

Ein TEM verwendet ebenso wie ein REM Elektronen zur Mikroskopierung. In einem TEM wird eine hinreichend dünne Probe mittels eines Elektronenstrahls durchleuchtet. Zu diesem Zweck wird ein hochenergetischer Elektronenstrahl (50-400 kV) erzeugt und mit einer Reihe von Kondensoren und Aperturen (s. Abb. 3.2) auf die zu untersuchende Probe gerichtet. In dieser Arbeit wurde ein FEI Tecnei TEM 200 kV verwendet. Der Elektronenstrahl wird an der Probe gestreut, hierbei unterscheidet man zwischen elastischer und inelastischer Streuung. Im ersten Fall werden die negativ geladenen Elektronen an dem Atomkern ohne Energieverlust abgelenkt, im zweiten Fall kommt es zu inelastischen Stößen zwischen den Elektronen des Strahls und denen in der Probe mit der Folge von Energieverlust und Absorption.

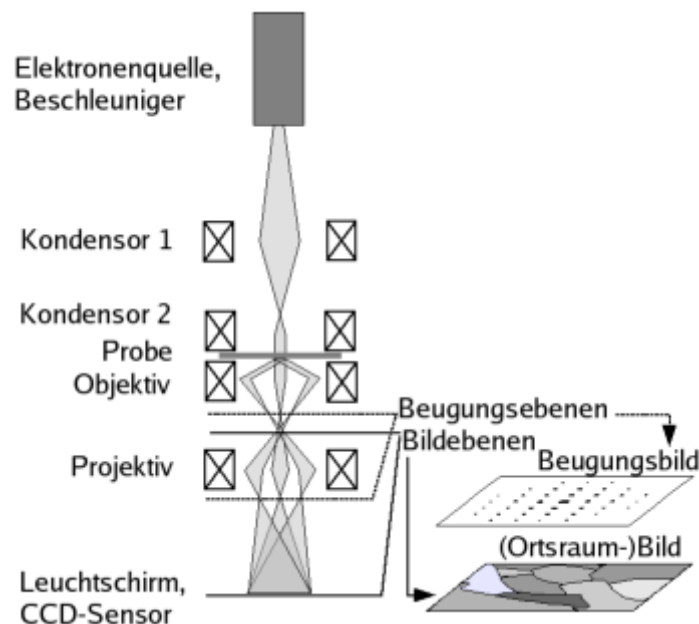


Abbildung 3.2.: Aufbau eines Transmissionselektronenmikroskop, nach [93].

Das Bild wird auf einem Leuchtschirm bzw. ein CCD-Chip² sichtbar gemacht. Es existieren verschiedene Abbildungsmodi. Bei der Hellfeldabbildung wird der ungebeugte Hauptstrahl benutzt, um die Probe zu durchleuchten. Der Kontrast entsteht durch die Änderung der Intensität, wenn der Strahl die Probe passiert. Die

²charged-coupled-device; wegen der hohen Elektronenenergie wird meist ein Szintillator vorgeschaltet

Dunkelfeldabbildung verwendet gebeugte Strahlen zur Abbildung. Dazu muß entweder die Elektronenquelle gekippt werden, oder wie in modernen Geräten der Fall, wird der Strahl durch eine Spule abgelenkt. Wird der Strahl auf diese Weise auf einen bestimmten Beugungsreflex ausgerichtet, so werden die entsprechenden Netzebenen besonders hell dargestellt. Hochauflösende Transmissionselektronenmikroskopie (HRTEM) bedeutet, daß sowohl der ungebeugte als auch der gebeugte Strahl, die in Interferenz gebracht werden, zur Bilddarstellung verwendet wird. Weiterhin ist es nötig, die Probe derart auszurichten, daß ausgewählte Netzebenen parallel zum Strahl orientiert sind. Eine Abbildung des Kristallgitters ist somit möglich, bei ausreichend großer Beschleunigungsspannung können insbesondere einzelne Netzebenen identifiziert werden. [95]

Eine weitere Betriebsart bietet ein konventionelles REM. Ein Detektor, der in Bezug auf die Strahlrichtung hinter der Probe angebracht ist, ermöglicht ein Durchleuchten der Probe, wobei der Strahl die Probe abrastert, weshalb diese Art der Analyse Rastertransmissionselektronenmikroskopie (STEM) [96] genannt wird. Auch hier muß die Probe ausreichend dünn sein (5-500 nm).

Mittels fokussierten Ionenstrahlätzen (FIB) wurde aus den in dieser Arbeit untersuchten Proben eine Lamelle präpariert. Dazu wird an der zu schneidenden Stelle Kohlenstoff oder Platin deponiert, sodann schneidet bzw. entfernt der FIB-Strahl die umliegenden Bereiche (s. Abb. 5.3). Ein zusätzlich eingebauter Manipulator wird dann genutzt, um die Lamelle an diesem zu befestigen und dann aus dem Substrat herauszuziehen und an einem geeigneten Probenhalter zu fixieren. Moderne Geräte haben eine FIB-Säule und eine REM-Säule in einem Gerät vereint, so daß der Schneidvorgang *in-situ* im Hochvakuum verfolgt werden kann, so wie das hier verwendete Crossbeam 1540 EsB von ZEISS.

3.4. Energieabhängige Röntgenspektroskopie (EDX)

Die energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX) ist eine Analysemethode, mit deren Hilfe Oberflächen auf deren chemische Zusammensetzung untersucht werden können. Oft ist ein EDX-Detektor in ein REM integriert. Dadurch ist es möglich, an beliebigen Positionen der Probe eine ortsaufgelöste Analyse durchzuführen. Hier wird die Funktionsweise nur kurz beschrieben, weitere Details findet man in [94] und [97].

Der im REM vorhandene Elektronenstrahl schlägt ein Elektron aus einer inneren Atomschale heraus. Die Lebensdauer dieses Zustandes, also des fehlenden Elektrons, ist jedoch sehr kurz, so daß ein Elektron von einer weiter außen liegenden Schale diesen Platz besetzt und dabei ein Röntgenquant mit einer Energie freisetzt, die der Energiedifferenz zwischen den beiden Atomschalen entspricht. So entsteht für jedes Element ein spezifischer "Fingerabdruck". Die Darstellung und Auswertung

des Signals wird von einem Rechner vorgenommen. Als Software kommt das dem Gerät mitgelieferte Programm *GENESIS* der Firma EDAX zum Einsatz.

3.5. Röntgenstrahlreflektometrie

(a)

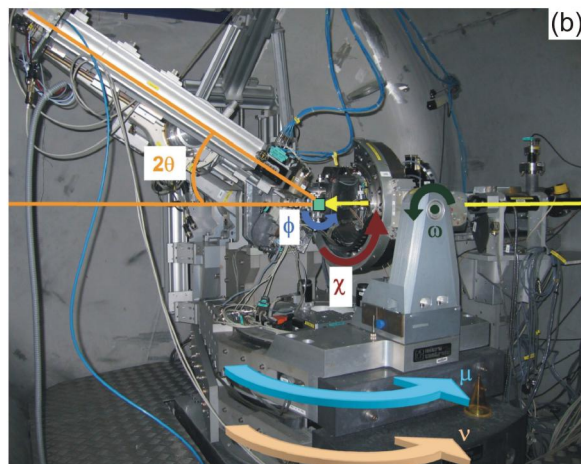
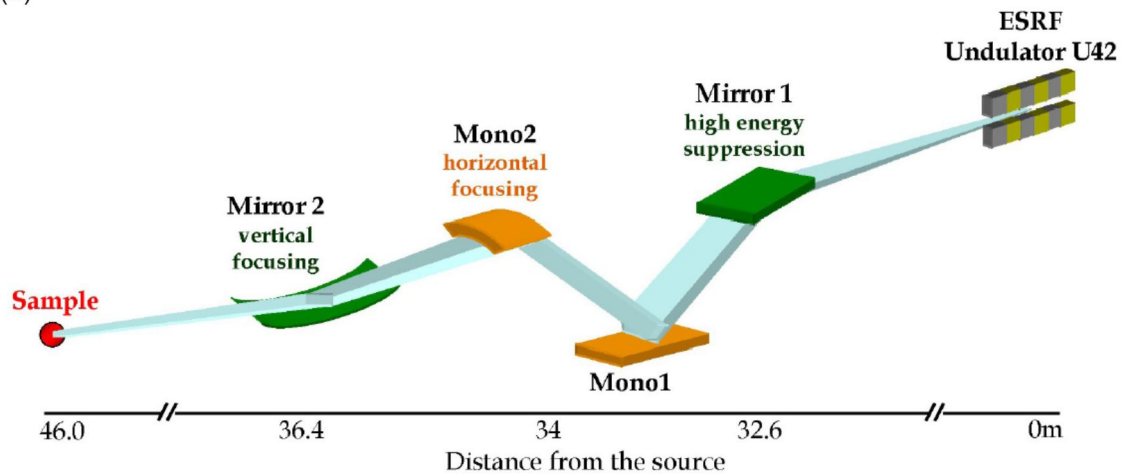


Abbildung 3.3.: XRR-Meßaufbau [54]: Bild (a) zeigt schematisch den vereinfachten Aufbau des optischen Systems, (b) ist ein Bild des 4+2-Diffraktometers, in gelb eingezeichnet ist der Strahlengang, die anderen Freiheitsgrade sind durch Pfeile gekennzeichnet.

Die in dieser Arbeit vorliegenden Reflektivitätsmessungen wurden an der Beamline ID01 am ESRF in Grenoble, Frankreich durchgeführt. Die Synchrotronquelle besteht aus einem Speicherring, in dem Elektronen mittels *bending magnets* auf einer Kreisbahn mit einem Durchmesser von etwa 268 m gehalten und mittels sogenannter *focus magnet* fokussiert werden. Die Elektronenergie beträgt üblicherweise 6 GeV mit einer Stromstärke von etwa 200 mA. *Undulator*, eine komplexe Anordnung von Magneten, stehen zur Erzeugung eines äußerst intensiven Synchrotronstrahls mit einer Brillanz von etwa 10^{19} Photonen/s/mrad²/mm²/0,1%Bandbreite (s. Abb. 3.3

(c) bei einer Energie von 8,5 keV ($=1,459\text{\AA}$) zur Verfügung. Dies ist etwa fünf Größenordnungen höher als die Strahlung, die man aus der Ablenkung durch einen Bending Magnet erhält. Der Strahl wird sodann in ein optisches System eingespeist, das im wesentlichen aus Spiegeln zur vertikalen und horizontalen Fokussierung und einem Si(111)-Monochromator besteht (s. Abb. 3.3 (a)). Den detaillierten Aufbau findet man in [98]. Der Strahl hat dann eine vertikale Ausdehnung von $0,75\ \mu\text{m}$ und eine horizontale Ausdehnung von $3\ \mu\text{m}$ und wird in der Experimentierkammer auf die Probe fokussiert. Sie ist auf einem Huber-Turm montiert, der wiederum auf einem 4+2-Diffraktometer installiert ist. Somit kann die Probe eine Translation in alle drei Raumrichtungen sowie eine Rotation um die vertikale Achse und Kippung um zwei horizontale Achsen erfahren. Ebenso kann der Detektorarm azimuthal und in der Polarebene bewegt werden (s. Abb. 3.3 (b)). In Reflektivitätsmessungen wird der Synchrotronstrahl unter einem sehr flachen Winkel (kleiner als der kritische Winkel α_c , s. 2.4) eingestrahlt, der Detektor, eine Avalanche-Photodiode, der auf dem Detektorarm montiert ist, muß dann unter dem selben Winkel wie der Einfallswinkel zur Probe hin ausgerichtet werden. Weiterhin wurde die Probe derart ausgerichtet, daß der Strahl möglichst parallel zum MeSSL ausgerichtet ist, um eine möglichst große Fläche zu erfassen.

3.6. Photolumineszenz

Photolumineszenzspektroskopie (PL) stellt eine weit verbreitete Methode zur optischen Charakterisierung dar. In diesem Abschnitt wird nun der Aufbau eines PL-Meßaufbaus skizziert, dazu betrachten wir Abb. 3.4:

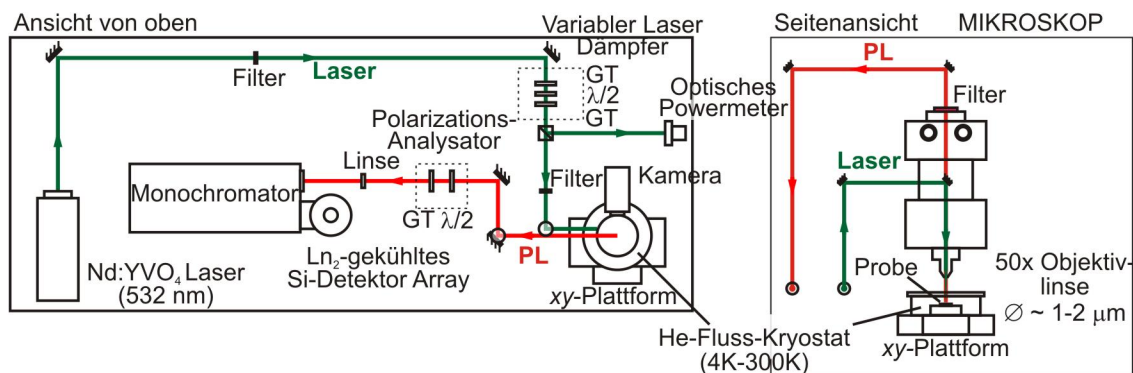


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung des PL-Meßaufbaus. Erläuterungen und Erklärungen finden sich im Text.

Zunächst wird mit einem frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Laser ein kohärenter Laserstrahl mit einer Wellenlänge von $\lambda=532\ \text{nm}$ erzeugt (grün in der Skizze) und auf ein System zur stufenfreien Abschwächung der Intensität geleitet. Es besteht aus einem Polarisator, einem $\lambda/2$ -Plättchen und einem weiteren Polarisator. Durch

Drehen des Polarisators wird die Signalstärke abgeschwächt. Mit einem Strahlteiler wird ein Teil des Strahls auf ein optisches Leistungsmeter geleitet, der andere Teil des Strahls wird in ein Lichtmikroskop eingekoppelt und auf die Probe fokussiert, die sich in einem Durchflußkryostaten (Cryovac) befindet. Dieser wiederum ist auf einer lateral beweglichen Plattform (M-505-4DG9 von P.I., Steuerung: Plis-mart V1.1.26) montiert. Das von der Probenoberfläche reflektierte Licht kann mit einer CCD-Kamera beobachtet werden. Weiterhin wird das von der Probe erzeugte Signal aus dem Mikroskop ausgekoppelt und über einen Polarisationsanalysator in ein Spektrometer (Acton spectra pro 2500i mit 50cm Fokusslänge) geleitet (roter Strahlengang). Dort befinden sich optische Gitter mit unterschiedlicher Liniendichte (je nach Aufbau: 300, 600, 1200 und 1800 mm^{-1}). Das Gitter sorgt dafür, daß das Signal in ein wellenlängenaufgelöstes Signal verwandelt wird. Ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter Silizium-Detektor nimmt dieses Spektrum auf und leitet es zur digitalen Beobachtung und Verarbeitung zu einem PC (WinSpec/32). Von diesem aus können Spektren aufgenommen, gespeichert und analysiert werden.

Zur Synchronisation der Bewegung der Probe mit dem Aufnahmezeitpunkt des Spektrums ist der Meßrechner mit dem Triggeranschluß der Detektorsteuerung verbunden. Innerhalb der Aufnahmesoftware muß weiterhin der Triggermodus aktiviert werden. Ein IDL-Programm wurde verwendet, um ein Makro zu erstellen, das von einer weiteren Steuersoftware ausgelesen werden konnte und so die Motorsteuerung während der gesamten Messung übernahm. Der Motor kann Schrittweiten von 1 $\mu m/60$ ausführen, also etwa 20 nm (laut Herstellerangaben).

3.7. Molekularstrahlepitaxie

Die in dieser Arbeit verwendeten Proben wurden ausschließlich in einer Molekularstrahlepitaxieanlage hergestellt. Mit Epitaxie³ bezeichnet man das atomlagengenaue Abscheiden von Materialien auf einem vorhandenen Substrat. Es handelt sich um eine besondere Art von Kristallwachstum [11], da mit ihr einkristalline Schichten auf einem Substrat aufeinander aufgebracht werden können, die sich hinsichtlich ihrer kristallinen Ordnung an die darunterliegende Schicht anpassen [99]. Man unterscheidet zwischen Homoepitaxie und Heteroepitaxie, falls gleiche bzw. verschiedene Materialien [99] aufeinander gewachsen werden. Der Name Molekularstrahlepitaxie weist zudem darauf hin, daß das Quellmaterial in molekularer Form verdampft wird [11, 99].

Im Folgenden wird der Aufbau einer MBE-Anlage und das Wachstum skizziert. Es sei zur tieferen Ausführung auf die bereits erwähnte, einschlägige Literatur verwiesen [11, 12, 99]. In Abbildung 3.5 ist der schematische Aufbau eines MBE-Systems dargestellt [11, 12]. Herzstück ist die Wachstumskammer im linken Teil des Bildes, die

³vom griech. "epi" + "taxis", soviel wie übereinander anordnen

3. Experimentelle Methoden

über Plattenventile mit einer Präparationskammer⁴ und einer Ladekammer verbunden ist. Die Wachstums- und Präparationskammer besitzt einen mit Hilfe einer Kombination aus Ionen- und Kryopumpen erzeugten Basisdruck von ca. 1×10^{-10} mbar, die Ladekammer lediglich ca. 2×10^{-8} mbar. Mittels eines Transfersystems können Proben von einer Kammer zur nächsten befördert werden, ohne das Ultrahochvakuum (UHV) zu brechen.

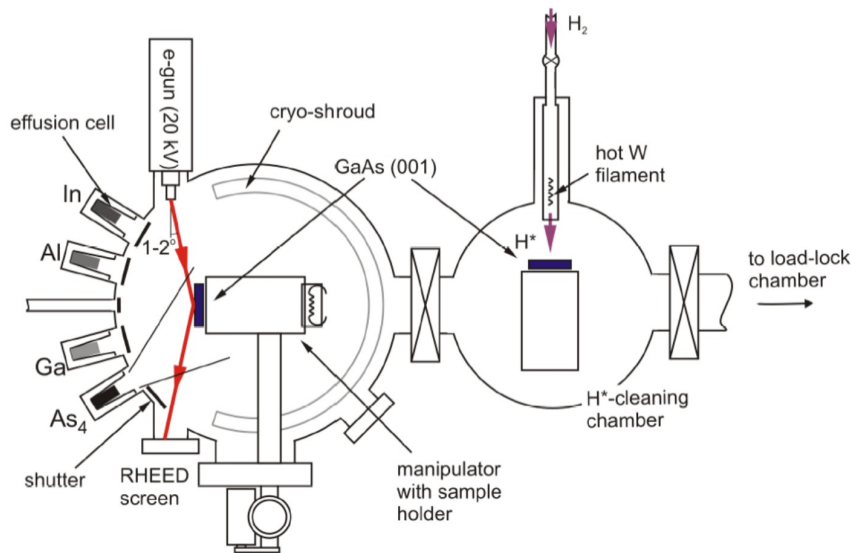


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung eines MBE-Systems. Erläuterungen dazu finden sich im Text [27].

Die Wachstumskammer beherbergt acht Effusionszellen, mit denen im UHV die in der Zelle befindlichen Elemente verdampft werden (Al,In,Ga-Metallzellen: Crea-tec, Erligheim; Si,Be,As-Zellen: Riber). Sie sind widerstandsbeheizt und können so maximal auf 1400°C erhitzt werden. Das Substrat wird auf einer Substratheizung plaziert, die bis zu 700°C hochgeheizt werden kann. Vor jeder Zelle befindet sich je ein Blendensystem (*engl.* "Shutter" mit einer Reaktionszeit von ca. 0,1 s), der den Molekularstrahl während des Wachstums ferngesteuert unterbricht.

Zur *in-situ*-Kontrolle des Wachstums [100, 101] ist zudem in der Wachstumskammer ein RHEED-System installiert (Reflective high energy electron diffraction, zu deutsch "Beugung hochenergetischer Elektronen unter streifendem Einfall") (s. Abb. 3.5). Der hochenergetische Elektronenstrahl (Beschleunigungsspannung 20 kV) trifft unter einem Winkel von etwa 2° auf die Oberfläche, wird reflektiert und erzeugt ein Beugungsmuster, das auf einem Phosphoreszenzschirm beobachtet werden kann. Damit ist es möglich, Aussagen über die Oberflächenmorphologie [100], die Substrattemperatur [101] und die Wachstumsraten [11] zu treffen.

⁴deren Aufbau für diese Arbeit nicht weiter relevant ist

3.8. Elektronenstrahlithographie

Für das Positivverfahren wird ein Doppellacksystem aus einer Schicht des PMMA-Lacks (Polymethylmethacrylat) AR-P 641.07 und AR-P 671.02 von Allresist[©] verwendet. Sie haben ein Feststoffgehalt von 7% bzw. 2,5% und ein Molekulargewicht von 200K bzw. 950K. Dies soll dazu führen, daß der zuerst aufgebrauchte, untere Lack aufgrund seiner höheren Empfindlichkeit lateral aufgeweitet wird und somit einen sogenannten "undercut", also einen Unterschnitt bzw. eine Aufweitung des Lackes zum Boden hin, erzeugt. Dies begünstigt den Lift-off Prozess, da auf diese Weise ein Kontakt zwischen Metall und Lack unterbunden wird. Als Entwickler wird eine Gemisch aus Methylisobutylketon (MIBK) und Isopropanol im Verhältnis 3:1 verwendet, 75 s reichen aus, um vollständig zu entwickeln, anschließend wird zum Stoppen Isopropanol eingesetzt. Die Probe wird in beiden Flüssigkeiten stets langsam und gleichmäßig geschwenkt. Bevor Metall aufgedampft wird, ist es üblich, Lackreste mit Hilfe eines Sauerstoffplasmas zu entfernen. Hier kommt ein Plasma-Lab 100-E zum Einsatz.

Proximity-Effekt Der Proximity-Effekt stellt folgenden Sachverhalt dar: Bei Verwendung von Elektronenstrahlithographie (ESL) wird die Struktur dadurch erzeugt, daß der Lack mittels des Elektronenstrahls punktwise belichtet wird. Der Abstand der Punkte (sog. *area step size*) sowie die Verweildauer (sog. *dwel-time*, gegeben durch die Dosis des Strahls) kann in der verwendeten Lithographie-Software bestimmt werden. Wünschenswert ist ein derartiger Überlapp der Punkte, daß die Konturen der zu schreibenden Struktur lückenlos und ohne daß die einzelnen Punkte auflösbar sind, wiedergegeben werden. Ist der Abstand der Punkte zu groß oder die Verweildauer zu gering, so würde beispielsweise eine Linie aus einer Reihe von Bogensegmenten bestehen. Ein geringerer Abstand und eine große Verweildauer bedeuten jedoch eine größere Schreibzeit. Der Proximity-Effekt macht sich vor allem bei gekrümmten Konturen bemerkbar, und zwar umso mehr, je stärker die Krümmung ist, da hier durch die Krümmung ein größerer Überlapp zustande kommt. Bei einem Ring betrifft dies also die Innenseite des Ringes, während gegenteiliger Effekt am äußeren Rand zu Tage tritt. Eine Proximity-Korrektur sorgt nun dafür, daß die kritischen Bereiche einer zu schreibenden Struktur eine unterschiedliche hohe Dosis erhalten. Die Software unterteilt die Struktur dafür in weitere Bereiche und errechnet die geeignete Dosis.

3.9. Aufdampfen von Metallschichten

Zum Aufdampfen von metallischen Schichten, aber auch von SiO_x-Schichten, wurde eine thermische Aufdampfanlage "Univex" benutzt. Die Probe wird auf einen Pro-

benteller aufgeklebt und im Rezipienten montiert. Ein Schwingquartz in unmittelbarer Nähe der Probe dient der Bestimmung der Aufdampfrate. In einem Wolframschiffchen wird das zu verdampfende Material gefüllt und mit einer von außen steuerbaren Blende abgedeckt. Nach dem Evakuieren des Rezipienten auf einen Druck von etwa 10^{-6} mbar wird durch die Schiffchen ein Gleichstrom von 6-8A getrieben, somit erhitzt und verdampft das Material. Ist die gewünschte Aufdampfrate eingestellt, wird die Blende manuell geöffnet. Eine elektronische Regelungseinheit überwacht den Prozess und regelt den Strom derart, daß die vorher gewählte Aufdampfrate konstant bleibt und sorgt nach Erreichen der Schichtdicke für die Beendigung des Prozesses.

Statt des thermischen Verdampfens ist es auch möglich, das Material mittels eines Elektronenstrahls zu Erhitzen und zu verdampfen. Das übrige Vorgehen während des Aufdampfens ist identisch, unterscheidet sich je nach Anlage nur in nicht erwähnenswerten Details.

4. Probenherstellung

Dieses Kapitel widmet sich den Methoden, die eingesetzt wurden, um zum einen MeSSLs und zum anderen einen Mikroringresonator (MRR) herzustellen. Den Anfang macht stets eine mit Molekularstrahlepitaxie gewachsene Heterostruktur (s. 4.1). Die Konvertierung eines radialen in ein planares Übergitter wird sodann in 4.2 vorgestellt, gefolgt von der Beschreibung der Herstellung von Mikroringresonatoren (4.3).

4.1. Wachstumsprozess

In dieser Arbeit werden sogenannte *epi-ready* Wafer verwendet. Diese lassen sich ohne weitere Behandlung in das MBE-System einschleusen. Die GaAs-Wafer mit einer (001)-Oberfläche werden mit Tantaldrähten auf speziell für die MBE-Anlage konzipierte Molybdänblöcken befestigt und in die Ladekammer eingeschleust. Nach oder auch schon während des Abpumpens auf einen Druck von ca. 2×10^{-7} mbar wird der Wafer auf 300°C hochgeheizt, um auf der Oberfläche befindliches Wasser und Restgase zu entfernen. Etwa 30 min später erfolgt dann der Transfer in die Wachstumskammer.

Dort wird die Probe zunächst auf eine Temperatur gebracht, bei der das thermische Desorbieren des nativen Oxids im RHEED-Schirm beobachtet wird. Dies geschieht bei nominell 580°C [11], weswegen dies eine erste Temperaturkalibration darstellt. Etwa 20°C über dieser Deoxidationstemperatur wird dann ein 200nm dicker GaAs-Puffer gewachsen, der sich in einem typischen Beugungsbild auf dem RHEED-Schirm bemerkbar macht. Es erfolgt sodann eine weitere Temperaturkalibration am Phasenübergang der $c(4 \times 4)$ - zur (2×4) -Oberflächenrekonstruktion. Es wird ein zweiter, 20nm dicker GaAs-Puffer gewachsen. Auf diesem wird direkt die gewünschte Heterostruktur ohne Unterbrechung gewachsen. Schließlich wird die Probe mit 30°C /min auf ca. 100°C heruntergekühlt und ausgeschleust.

4.2. Präparation radialer und planarer Übergitter

Dafür wird zunächst ein radiales Übergitter erzeugt, in dem eine Schichtfolge von epitaktisch gewachsenem Halbleiter und thermisch aufgedampften Metall durch selektives Unterätzen aufgerollt wird (s. 4.2.1). Anschließend wird daraus, wie in

4.2.2 beschrieben, ein planares Übergitter erzeugt, hier also ein Metall/Halbleiter-Übergitter. Für eine ausführliche und systematische Beschreibung der Präparierung sei auf Ref. [27] hingewiesen.

4.2.1. Nanoröllchen

Die Herstellung eines radialen Übergitters bedarf einer Anzahl an Prozessschritten. Diese sind zusammengefaßt:

1. Vereinzeln und Reinigung des epitaktisch gewachsenen Halbleitersubstrats
2. Thermisches Aufdampfen der Metallschicht
3. Definieren der Startkante zum Aufrollen
4. Selektives Unterätzen durch Entfernen der Opferschicht

Vereinzeln und Reinigen Der Wafer wird nach dem Ausschleusen aus dem Ultrahochvakuum (UHV) alsbald mit Photolack bedeckt, um ein Oxidieren der Oberfläche zu minimieren. Die Proben werden sodann in typischerweise $4 \times 4 \text{ mm}^2$ große Stücke vereinzelt und einer Standardreinigung (s. Anhang B) unterzogen.

Aufdampfen der Metallschicht Das Aufdampfen der Metallschicht (Chrom bzw. Titan/Gold) geschieht durch thermisches Aufdampfen im Hochvakuum (etwa 10^{-6} mbar).

Definieren der Startkante Die Startkante wird der Einfachheit halber mit einem Sandpapier der Körnung 1000 durchgeführt. Um eine optimales Rollen zu gewährleisten, wird in einem Winkel von 45° zur Probenkante gekratzt, also entlang der [100]-Kristallrichtung [30].

Selektives Unterätzen Unmittelbar nach Definieren der Startkante wird mit HF (Verhältnis 2:30= HF(50% vol.): deionisiertes Wasser) die AlAs-Opferschicht entfernt. Die Ätzzeit bestimmt hierbei die Anzahl der Umdrehungen.

4.2.2. Konvertierung eines radialen in ein planares Übergitter

Um die radiale Übergitter in planare Übergitter zu überführen, kann die Rolle durch Einwirkung einer äußeren Kraft zusammengedrückt werden. Zur Ausübung der äußeren Kraft wurde ein Gerät verwendet, das üblicherweise in der Nanoimprintlithographie eingesetzt wird [102]. Es handelt sich um einen Nanoimprinter[©] der Firma OBUCAT. Dieser besteht aus einem Teller zur Aufnahme der Proben und des Stempels (z.B. aus Si gefertigt), einem heb- und senkbaren Metallzylinder, der auch das Heizelement beherbergt und einem Drucklufteinlaß, der den nötigen

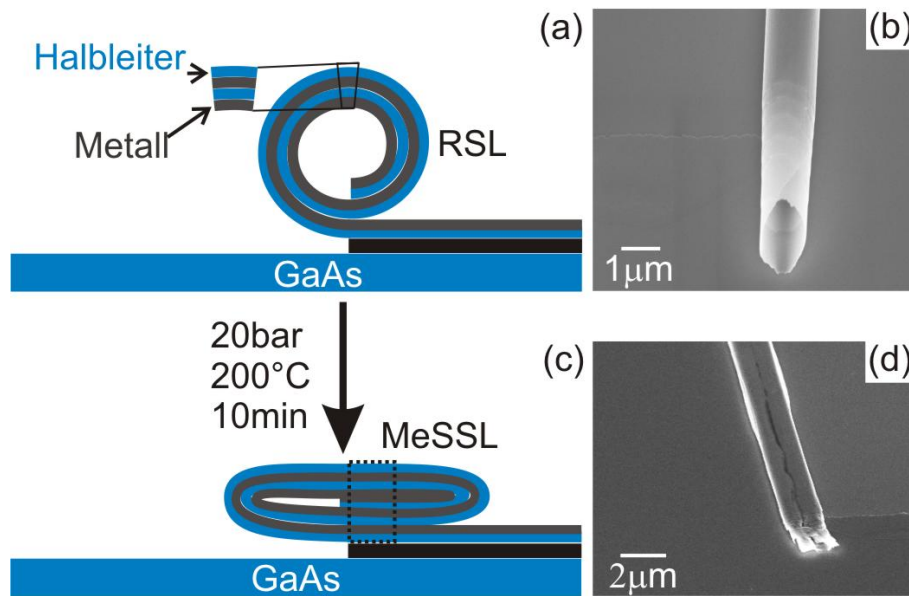


Abbildung 4.1.: Abb. (a) und (c) illustrieren die Herstellung eines Metall/Halbleiterübergitters, (b) und (d) zeigen REM-Bilder eines Röllchens vor und nach dem Pressen.

Druck ausübt. Dies geschieht mittels Druckluft, die über einer Metallfolie, die über den Teller plaziert wird, verteilt wird und somit den Stempel und die Probe zusammendrückt.

Die wie zuvor in 4.2.1 beschriebenen präparierten Röllchen werden kopfüber auf einem ausreichend großen Stück Silizium plaziert. Um zu vermeiden, daß Teile der Röllchen nach dem Pressvorgang auf dem Si haften, wird die Si-Oberfläche mit einer nichthaftenden Schicht versehen [103]. Die Probe und das Si werden auf eine Temperatur von 200°C erhitzt. Dies bewirkt, daß das Material weicher und leichter verformbar wird. Ein Druck von nominell 20 bar wird für 10 min aufrechterhalten und erst wieder reduziert, wenn eine vorher festgelegte Temperatur (meist 60-80°C) erreicht wird. Dies gewährleistet, daß die Schichten nicht zu plötzlich abkühlen. Schäden im Material, die durch Wärme hervorgerufene plastische Veränderungen erzeugt werden können, können so möglicherweise reduziert werden. Dieser Vorgang wird in Abb. 4.1 veranschaulicht.

4.3. Herstellung von isolierbaren Mikroringresonatoren

Um Mikroringresonatoren (MRR) zu fabrizieren, werden die Ringe zunächst auf dem Ausgangssubstrat prozessiert, um sie dann von diesem zu lösen und auf einem Trägersubstrat zu deponieren, der einen kleineren Brechungsindex n hat. Saphir (Al_2O_3) eignet sich beispielsweise dafür sehr gut, da es einen Brechungsindex von

etwa 1,77 hat [104]. In dieser Arbeit wurde zudem ein piezoelektrischer Kristall verwendet.

Die vier Hauptschritte eines Positivverfahrens sind folgende (s. Abb. 4.2):

1. ESL
2. Aufdampfen von Metall
3. Naßchemisches Ätzen und Entfernen des Metalls
4. Unterätzen
5. Übertragung des Rings auf das gewünschte Substrat (nach dessen vorheriger Präparierung)

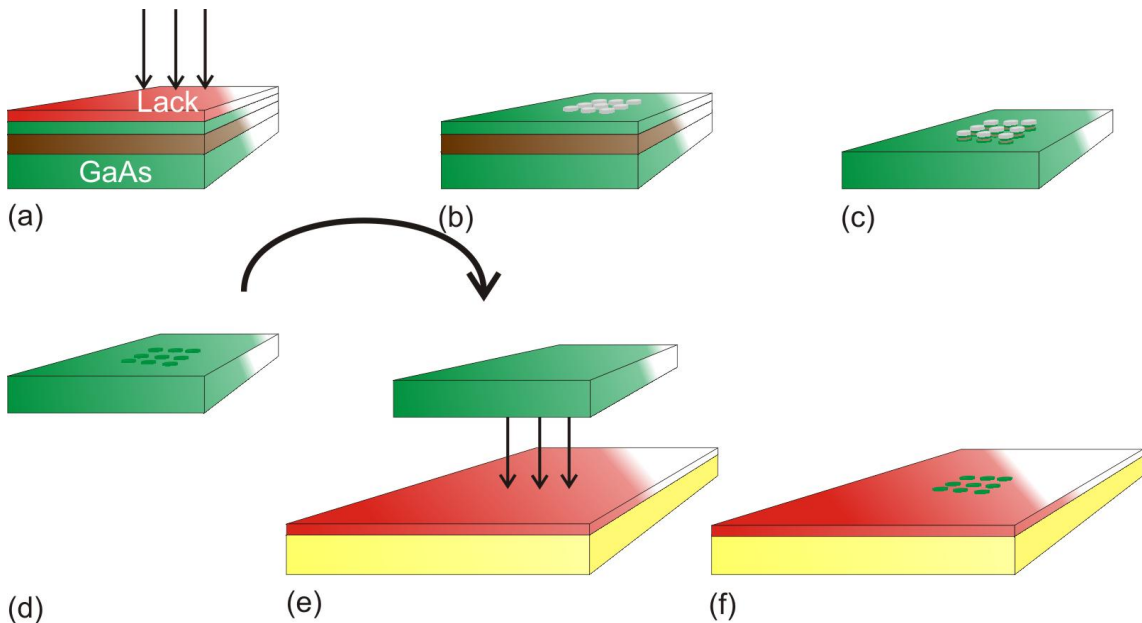


Abbildung 4.2.: In dieser Abbildung werden die einzelnen Schritte des Prozesses illustriert: (a) Elektronenstrahlithographie, (b) Nach dem Lift-off, (c) Ätzen, (d) Entfernen der Opferschicht, (e) Übertragen der Ringe auf Trägersubstrat, (f) Finaler Zustand

4.3.1. Substrate

In Abb. 4.3 ist schematisch der Aufbau der Substrate dargestellt. Sie unterscheiden sich zum einen in der Dicke der AlGaAs-Schicht, und zum anderen in der Dicke der oberen, optisch aktiven GaAs-Schicht. Ebenso ist die QP-Dichte unterschiedlich. Die darauffolgende Tabelle 4.1 faßt die Schichtdicken zusammen.

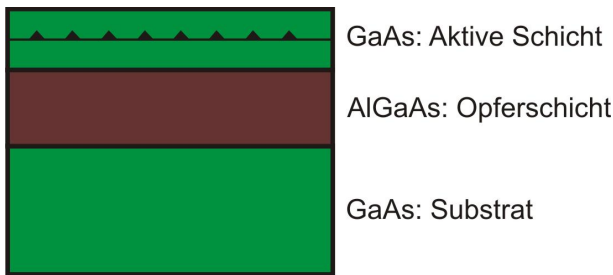


Abbildung 4.3.: Schichtaufbau des Substrats, das für die Mikroringresonatoren verwendet wurde.

Wafer	Dicke AlGaAs (nm)	Anteil Al (%)	Dicke aktive Schicht (nm)	QP-Dichte (cm^{-2})
64825	800	70	206	$> 10^9$
63725	1000	70	248	$< 10^8$

Tabelle 4.1.: Übersicht über die Schichtdicken der verwendeten Substrate.

4.3.2. Lithographie

Zur Erzeugung der Ringe wurde ESL verwendet (s. 3.8). Die verwendete Dosis hängt von den Dimensionen ab. Da keine Proximity-Korrektur verwendet wurde, mußten für jeden Satz von Ringdurchmesser eine optimale Dosis ermittelt werden. Diese sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt und verstehen sich als Anhaltspunkte. Ein Dosistest für die jeweilige Struktur ist unabdingbar. Weiterhin sind hier die Ringgrößen nach den weiteren Prozessschritten angegeben.

D_a/D_i ($\mu m/\mu m$)	Dosis (μCcm^{-2})	D_a/D_i nach Lift-off ($\mu m/\mu m$)	D_a/D_i nach Ätzen ($\mu m/\mu m$)
6/1	220-260	6,1/0,9	(3,8-4,3)/(2,1-2,4)
5/1	240-260	5,1/0,9	(3,0-3,3)/(1,7-2,3)
4/1	200-240	4,1/1	2,8/> 1

Tabelle 4.2.: Übersicht über die Ringdimensionen so wie über die entsprechende Dosis.

4.3.3. Aufdampfen von Metall

Titan wird durch thermisches Verdampfen deponiert. Es wird üblicherweise mit einer Aufdampftrate von $1-2\text{Å}/s$ aufgedampft, die Dicke beträgt dann nominell 80 nm. Anschließend erfolgt ein Lift-off. Dazu wird der Remover AR-P 600-70 von Allresist[©] verwendet. Er wird in einem Wasserbad auf $75^\circ C$ erwärmt, die Probe verbleibt dort für 2 Stunden, abschließend oder auch währenddessen unterstützt Ultraschall die

komplette rückstandsfreie Entfernung des Lackes und des darauf befindlichen Metalls. Es erfolgt zuletzt eine Standardreinigung.

4.3.4. Naßchemisches Ätzen

Als Ätzlösung wird eine Mischung aus Kaliumdichromat ($K_2Cr_2O_7$, 0,5mol/l in H_2O), Bromwasserstoff (HBr, 48% vol. in H_2O) und Essigsäure ($C_2H_4O_2$, 100% vol.) im Verhältnis von 1:2:1 präpariert [87].

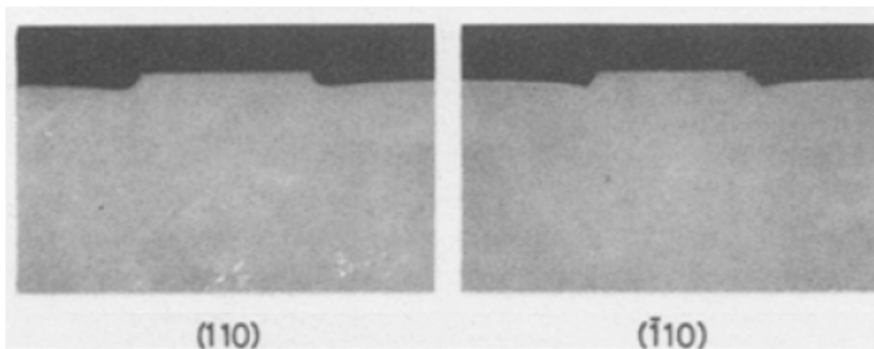


Abbildung 4.4.: Diese Abbildung zeigt einen Querschnitt einer mit der Kaliumdichromat-basierten Ätzlösung geätzten GaAs-Probe [105].

Diese Ätzlösung hat folgende Eigenschaften:

- Ätzt GaAs mit einer hohen Isotropie, also unabhängig von der Kristallrichtung. Die runde Form des Rings bleibt auf diese Weise erhalten
- Sie erzeugt sehr glatte Wände, was bei optischen Bauelementen unbedingt notwendig ist, um Verluste an rauen Oberflächen zu minimieren
- Das Profil des Querschnittes ist verglichen mit den üblicherweise verwendeten Ätzlösungen, die z.B. Schwefelsäure oder Phosphorsäure enthalten, sehr steil (s. Abb. 4.4)

Da bei diesem Prozess jedoch bis in das GaAs-Substrat herunter geätzt werden muß, erfordert es eine längere Ätzzeit. Sie beträgt je nach Alter der Ätzlösung mindestens 75 bis 300 Sekunden¹. Die Ätzrate für das AlGaAs ist offensichtlich geringer, wurde jedoch nicht weiter bestimmt. Da auch ein laterales Ätzen stattfindet, wird das Titan, das als Ätzmaske fungiert, stark unterätzt. Die Ringdimensionen müssen also so bedacht werden, daß sie ausreichend breit sind, um nicht vollständig weggeätzt zu werden (4.5 (a) und 4.6 (a)). Das Titan wird üblicherweise anschließend in Aceton unter Anwendung von Ultraschall entfernt. In einem Lichtmikroskop kann dies kontrolliert und bei Bedarf weiter geätzt werden. Erkennbar ist das an der Färbung des die Ringe umgebenden Materials. Ist dies nicht gleichmäßig sondern

¹Der Al-Gehalt im AlGaAs liegt hier bei 70%

farbig, so handelt es sich um AlGaAs. Das GaAs erscheint als einheitlich weiße Oberfläche im Hellfeldmodes des Mikroskops.

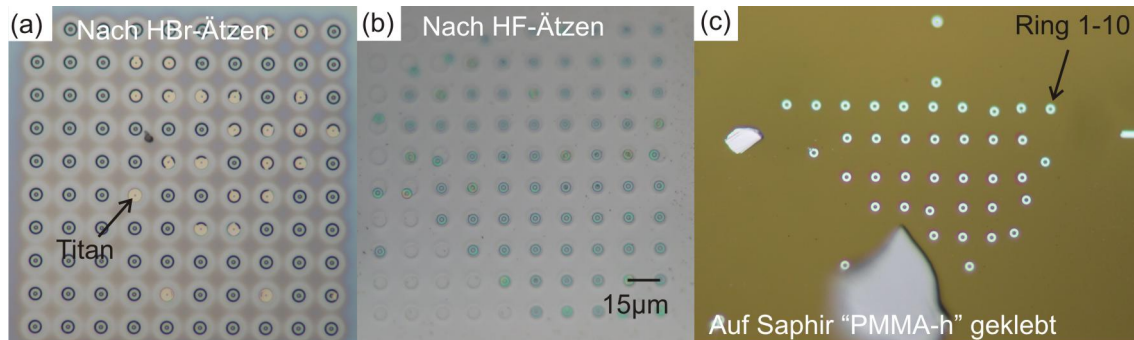


Abbildung 4.5.: Dargestellt sind Lichtmikroskopbilder der Probe ebl07-08-25-07 (a) nach dem ersten naßchemischen Ätzen (Hbr), (b) nach dem HF-Ätzen und (c) aufgeklebt auf dem Saphir mit der Kennung PMMA-h.

Abb. 4.5 zeigt, wie sich der Prozess unter einem Lichtmikroskop verfolgen läßt. Bild (a) zeigt die Ringe nach dem naßchemischen Ätzen mit der HBr-Lösung. Auf einigen Ringen ist das Titan noch vollständig vorhanden, bei den meisten ist dieses jedoch entfernt bzw. überstehende Ränder sind abgebrochen (s. auch Abb.4.6 (b)). Um die Ringe herum sieht man eine bräunliche Schattierung, es wurde offensichtlich in der AlGaAs-Schicht gestoppt. Diese wird jedoch beim nächsten Ätzschritt (Abb. (b)) entfernt, genauso wie Titan-Reste. Sehr deutlich ist zu sehen, wie die Ringe deutlich blau gefärbt sind, ein Zeichen dafür, daß die Ringe nun auf dem Substrat liegen (s. Abb.4.6 (b)). Einige Ringe sind zudem während des Ätzens weggeschwemmt worden. Auf dem Saphir aufgeklebt erhält man ein Bild wie in 4.5 (c) gezeigt: Nicht alle Ringe sind auf dem Saphir aufgeklebt worden, die Ausbeute ist selten 100%. Ebenso kann es passieren, daß Ringe durch einen zu stark ausgeübten Druck beschädigt oder gar zerstört werden. Ebenso ist nicht klar, ob ein Erwärmen des Saphirs während des Transfers diesen begünstigt, oder ob nicht durch die zugeführte Wärme der Lack ausgehärtet wird und somit Klebekraft verliert. Eine weitere Optimierung ist also notwendig, z.B. durch Verwendung einer Vorrichtung zur gleichmäßigen Ausübung des Druckes.

4.3.5. Übertragen der Ringe auf PMN-PT

Um das AlGaAs zu entfernen und damit den Ring vom Substrat zu lösen, wird Flußsäure (HF) mit einer Konzentration von 10% (vol.-Konzentration) verwendet. Die Ätzzeit beträgt dann etwa 60-80s. Im Lichtmikroskop ist dann deutlich zu sehen, daß der Ring auf dem Substrat liegt (Abb. 4.5 (b), 4.6 (b) und 4.8). Anschließend wird ein Stück PMN-PT² verwendet. Er besteht zu 72% aus PMN und 28%PT [75]

²für einen Saphir sind die folgenden Arbeitsschritte identisch

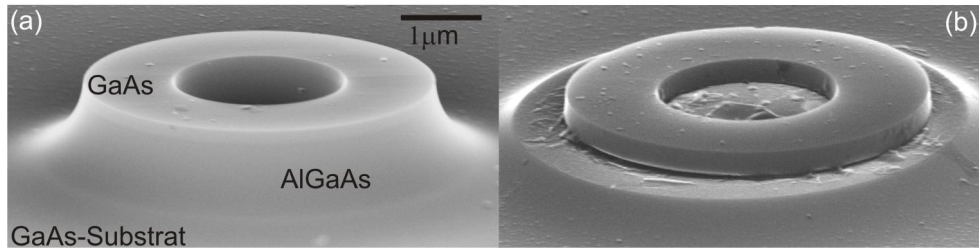


Abbildung 4.6.: REM-Aufnahmen der Mikroringe nach dem (a) ersten Ätzschritt und (b) nach dem HF-Ätzschritt.

und hat eine Dicke von $300\mu\text{m}$ (Gitterkonstante= $4,022\text{\AA}$) und ist zudem mit einer 30nm dünnen metallischen Schicht aus $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (LSMO) versehen. Diese fungiert als Topkontakt. Der Piezo wird mit einer etwa $1\mu\text{m}$ dicke Schicht SiO_x ³ bedampft⁴, anschließend wird sie mit PMMA-Lack (AR-P 671.04 von Allresist[©] mit 7%/200K) beschichtet und auf einer Heizplatte mit $T=120^\circ\text{C}$ deponiert, um den Lack auszubacken. Die Probe wird nun kopfüber auf den PMN-PT () gelegt und sanft und mit leichtem Druck mit der Rückseite einer Pinzette für etwa 10-20s aufgedrückt (Abb. 4.2 (e)). Der ausgeübte Druck darf nicht zu groß sein, da die Probe sonst brechen kann. Schließlich wird die Probe wieder entfernt, der PMN-PT von der Heizplatte entfernt. Im günstigsten Fall befinden sich die Ringe auf dem Lack (Abb. 4.5 (c), 4.7 und 4.8). In Tabelle 5.2.3 sind die Schichtdicken der verschiedenen PMN-PT-Proben zusammengefaßt.

Denkbar wäre auch ein Verfahren, bei dem im ersten Ätzschritt nicht komplett durch die gesamte AlGaAs-Schicht hindurchgeätzt wird (z.B. nur 50-70%), die Probe sodann kopfüber auf das neue Substrat mit leichtem Druck plaziert wird und dann dem zweiten, also dem HF-Ätzschritt unterzogen wird. Der Vorteil wäre die Vermeidung von Schäden durch den manuell ausgeübten Druck und somit eine Erhaltung der Struktur des Ringes. Dies kann oft in lichtmikroskopischen Bildern festgestellt werden. Da der Piezo mit Lack beschichtet ist, würde die SiO_x -Schicht nur von der Seite geätzt werden.

PMN-PT	Dicke SiO_x (nm)	Dicke PMMA (nm)
3	1280	362
4	2300	343
5	955	350
6	955	350

Tabelle 4.3.: Übersicht über die Schichtdicken der verwendeten Piezos

³zur Minimierung von optischen Verlusten in das Metall

⁴thermisch oder durch Elektronenstrahlverdampfung

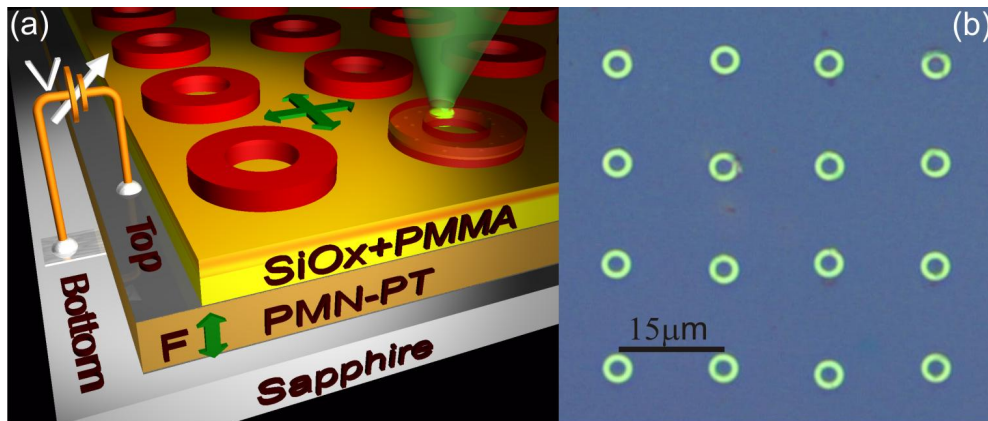


Abbildung 4.7.: Abb. (a) zeigt ein 3D-Bild der Mikroringe auf einem Piezokristall, so wie er zur Messung präpariert wird, (b) zeigt eine typische Draufsicht mit einem Lichtmikroskop auf Mikroringe auf PMN-PT plaziert.

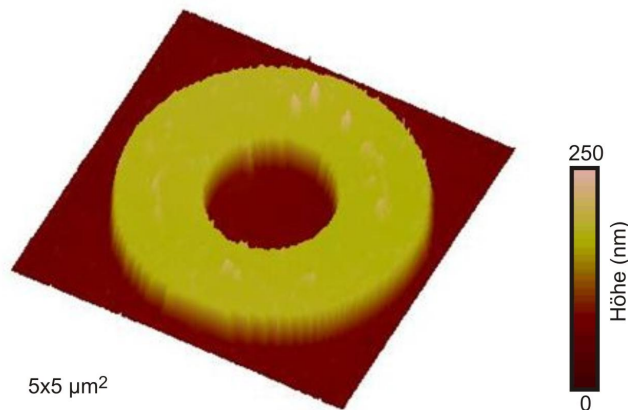


Abbildung 4.8.: AFM-Aufnahme ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$) eines Mikrorings, plaziert auf einer Lage PMMA-Lack

Zum elektrischen Kontaktieren des Piezos wird dieser mit sehr wenig Leitsilber derart auf ein Saphirplättchen geklebt, daß dieser sich frei ausdehnen kann. Ein dünner Streifen aus Leitsilber wird als Rückkontakt verwendet, auf der Piezooberfläche wird der andere Kontakt ebenfalls mit Leitsilber hergestellt, wie in Abb. 4.7 (a) schematisch dargestellt ist. Vor der ersten Verwendung des piezoelektrischen Kristalls muß dieser polarisiert werden. Dazu wird schrittweise (meist 10-20 V/s) bei Raumtemperatur (RT) eine Spannung von bis zu 300 V an den Kristall angelegt, wie in Abb. 2.11 (b) gezeigt [75]: Bis zum Koerzitivfeld F_C erhöht sich zunächst die laterale Verspannung (grüner Ast, Zugspannung), oberhalb dieses Feldes klappen die Domänen jedoch um und weisen eine negative laterale Verspannung auf, was eine Kompression des Kristalls bedeutet. Wird das Feld bis zum negativen Koerzitivfeld zurückgefahren, so folgt die Verspannung dem roten Ast, man erzeugt al-

so mit negativen Feldern eine Zugspannung. Nun besteht die Möglichkeit, zwischen Zug- und Druckspannung auszuwählen, solange man das negative Koerzitivfeld nicht überschreitet, da hier die Domänen wiederum umklappen und der Kristall ein symmetrisches Verhalten wie bei positiven Feldern zeigt. Diese Kurve wird aufgrund ihres Aussehens "Schmetterlingskurve" genannt. Bei sehr tiefen Temperaturen steigt F_C stark an, weshalb ein Polarisieren nicht mehr möglich ist. Das bedeutet aber wiederum, daß nach dem erstmaligen Polarisieren bei RT mit positiven Feldern größere negative Felder bei kryogenen Temperaturen angelegt werden können mit der Folge einer größeren Verspannung.

5. Charakterisierung eines Metall/Halbleiter-Übergitters

In diesem Kapitel wird die Charakterisierung eines Übergitters, bestehend aus einer Metall und einer Halbleiterschicht, im Folgenden MeSSL genannt, vorgestellt. Die Präparation ergibt sich aus 4.2 sowie aus Anhang B.

Übergitter sind schon seit den dreißiger Jahren fester Bestandteil in der Forschung. Für die Halbleitertechnologie war eine Arbeit von Esaki und Tsu grundlegend: Die Autoren sagten die Bildung von sogenannten Minibändern durch Aufschichten von monokristallinen Halbleiterschichten voraus [4]. Dies tritt ein, sobald die Schichtdicken weniger als 100\AA betragen. In optischen Experimenten lässt sich die Subbandstruktur von Übergittern studieren und darstellen [35,36]. Deveaud *et al.* berichten sehr ausführlich über optische Studien an Übergittern, an denen der Transport in Wachstumsrichtung, also durch die Schichtfolge hindurch durchgeführt wird. Löcher haben wegen ihrer größeren effektiven Masse (für GaAs: $m_e^* = 0,067m_e$, $m_h^* = 0,45m_e$) eine geringere Tunnelwahrscheinlichkeit durch Übergitter hindurch. Daher eignen sich Übergitter als Filter für Effektivmassen [106,107]. In Photolumineszenz- (PL) und PL-Anregungsmessungen (PLE) wurde darüberhinaus der vertikale Transport durch die Minibandstruktur eines Übergitters gezeigt [108,109]. All diese Arbeiten berichten über den Transport durch ein Halbleiterübergitter aus GaAs und AlGaAs. Die Situation ändert sich, wenn das Übergitter aus einem Halbleiter und einem Metall besteht. Letztere unterscheiden sich vor allem dadurch, daß Halbleiter eine Bandlücke besitzen, die bei Raumtemperatur nicht ohne weiteres von den beim Transport beteiligten Elektronen überwunden werden kann, im Metall dagegen findet auch bei Raumtemperatur elektrische Leitung statt, da es aufgrund der Überlappung des Valenz- und Leitungsbandes eine solche Energiebandlücke nicht gibt. Darüberhinaus unterscheiden sich Metalle und Halbleiter in ihren kristallinen Eigenschaften: Die Gitterkonstante der in dieser Arbeit verwendeten Metalle (Cr und Au) und der Halbleiter sind sehr unterschiedlich (siehe Tabelle 5.1). Metall wird, wie auch in dieser vorliegenden Arbeit, meist durch thermisches Verdampfen oder Sputtern aufgebracht, wogegen Halbleiter üblicherweise epitaktisch deponiert werden können. Hier trifft also das polykristalline oder sogar amorphe Metall auf einen kristallinen Halbleiter. Die Grenzfläche ist dementsprechend komplex, genauso wie die Bandstruktur. Shiraishi und Kamimura [41] berichten in ihrer Arbeit über die Bandstruktur und die elektronischen Zustände eines Si-Al-Übergitters, die eine Gitterfehlpassung von 34% haben.

Es existieren viele Arbeiten zu verschiedensten Metall/Halbleiter-Übergängen. Interessant in der Halbleitertechnik sind vor allem Schottky-Kontakte [110] und Kombinationen aus ferromagnetischen Metallen auf Halbleiteroberflächen für Spininjektoren [111, 112].

Verbindung	elastisches Modul in <010>-Richtung (GPa)	Gitterkonstante (Å)	Bandlücke (eV)
AlAs	-	5,66	2,15
GaAs	85,3	5,65	1,424
In _{0,2} Ga _{0,8} As	78,5	5,734	1,139
In _{0,33} Ga _{0,67} As	74,113	5,782	0,975
InAs	51,4	6,06	0,355
Cr	279	2,88	-
Au	78,5	4,08	-

Tabelle 5.1.: Materialparameter einiger III-V Halbleiter und Metalle nach Ref. [113–117]

5.1. Variationen der Materialparameter

Zur Herstellung eines MeSSLs wurden in dieser Arbeit verschiedene Materialparameter kombiniert. Dazu gehören zum einen die Verwendung einer Einfachhalbleiterschicht aus InGaAs bzw. einer Bishicht aus InGaAs und GaAs. Weiterhin wurde die Indiumkonzentration der InGaAs-Schichten variiert. Als weitere Größe wurde die Dicke des Metalls verändert, ebenso wie die Art des Metalls selber, in dieser Arbeit Chrom oder Gold.

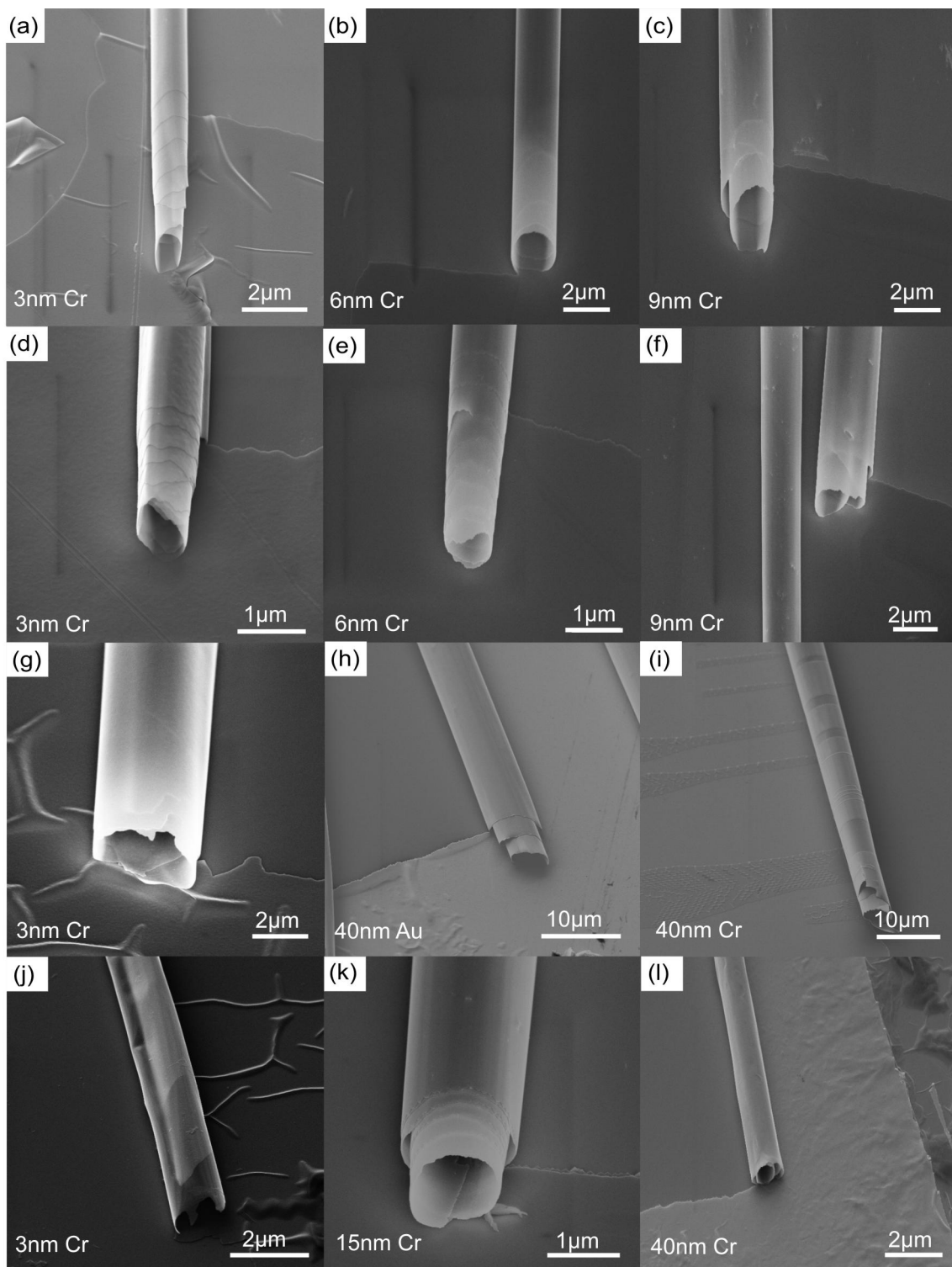


Abbildung 5.1.: Zusammenstellung zum Vergleich des Aufrollverhaltens der verschiedenen Materialkombinationen wie in Tab. 5.2 aufgelistet. 1. und 2. Reihe: Bilayer mit 20 bzw. 33% In, 60s lang geätzt 3. und 4. Reihe: Einfachlage mit 10nm InGaAs bzw. 20nm InGaAs, 60s bzw. 120s lang geätzt.

Wafer-Nummer	d_{InGaAs} (nm)	c_{In} (%)	d_{GaAs} (nm)	d_{Cr} (nm)	d_{Au} (nm)
64488	3	20	3	3, 6, 9, 15	6, 9, 10, 15
64490	3	33	3	3, 6, 9, 15	6, 9, 10, 15
64489	10	20	0	3, 15, 25, 40	10, 15, 25, 40
64460	20	20	0	3, 15, 25, 40	10, 15, 25, 40

Tabelle 5.2.: Übersicht über die verwendeten Materialkombination zur Herstellung radialer Metall/Halbleiterübergitter.

In Tabelle 5.2 ist eine Übersicht über die verwendeten Materialkombinationen gegeben. Die Wahl der Lagendicken sowie der In-Konzentration für diese symmetrischen Bilschichten basieren auf der Arbeit von Deneke *et al.* [27,118]. Es wurden also zwei Substrate mit einer Bilschicht aus InGaAs und GaAs unter Variation der In-Konzentration verwendet, und zwei Substrate mit einer einzelnen, aber unterschiedlich dicken InGaAs-Schicht mit 20 % Indium.

In Abb. 5.1 sind REM-Aufnahmen verschiedener Rollen mit verschiedenen Materialkombinationen zusammengestellt. In Abb. 5.1 (a)-(c) und (d)-(f) handelt es sich um das Bilagensystem mit 20 bzw. 33 % In, je 60 s mit HF (Verhältnis D.I.-Wasser zu HF(50% vol.)= 2:30) geätzt, in (g)-(i) und (j)-(l) sind Bilder der Einfachlagenkomposition mit 10 nm bzw. 20 nm InGaAs zu sehen, 60 s bzw. 120 s mit HF derselben Konzentration geätzt. Es hat sich gezeigt, daß nicht alle Kombinationen zu dem erwarteten Ergebnis führten, nämlich zu einer möglichst kompakt gerollten Metall/Halbleiterrolle. In (a), (g) und (j) beispielsweise ist das Aufrollen von einem Faltenwerfen¹ begleitet, in (l) lösen sich die Lagen vom Substrat, werfen jedoch keine Falten. Nur in den wenigsten Fällen ist eine kompakte Rolle vorhanden. Als optimale Kombination hat sich, wie in Bild (b) und (e) zu sehen, eine Kombination aus einem Zweilagensystem und 6nm Cr erwiesen. Jegliche Kombinationen mit Gold führten nicht zum Erfolg. Nur ein Repräsentant einer InGaAs/Au-Rolle ist in Bild (h) zu sehen. Die meisten Proben neigten zum Faltenwerfen. Letzteres Phänomen jedoch wird benutzt, um Nanokanäle mit Hilfe der Falten zu bilden [119]. In einer Veröffentlichung, in der ebenfalls eine Kombination aus InGaAs und Cr aufgerollt wird, stellt die von Schumacher *et al.* dar [24]. Es werden sehr dünne Einfachschichten aus InGaAs mit 18 bis 30% Indiumgehalt und 3 bis 12 nm Dicke mit Cr aufgerollt. Die kleinsten Rollen mit einem Radius von $r=300$ nm werden hier durch Verwendung von 6 nm Cr auf InGaAs mit 30 % In erzielt, die In-Konzentration liegt also 10 % über der hier verwendeten.

Tabelle 5.3 stellt die aus Glg. (2.1) zu erwartenden Rollendurchmesser den aus Abb. 5.1 abgelesenen Durchmessern gegenüber. Dabei wurde für die Berechnung des Durchmessers des Trilagensystems aus InGaAs/GaAs/Cr die Schichtdicke von GaAs

¹engl. wrinkling

d_{InGaAs}	c_{In}	d_{GaAs}	d_{Cr}	$D_{theor.}$	D_{real}
(nm)	(%)	(nm)	(nm)	(nm)	(nm)
3	20	3	3	960	995
3	20	3	6	1500	1615
3	20	3	9	2182	2004
3	33	3	3	573	487
3	33	3	6	890	943
3	33	3	9	1286	1723
10	20	0	3	1745	1650
10	20	0	40	6774	5165
20	20	0	3	4843	2118
20	20	0	15	3273	3142
20	20	0	40	6053	6728

Tabelle 5.3.: Vergleich zwischen den errechneten und aus REM-Bildern ermittelten Rollendurchmessern.

und Cr als d_2 zusammengefaßt, da die Verspannung in der InGaAs-Schicht enthalten ist. Die Werte stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit gut überein, lediglich bei wenigen Kombination differieren sie stärker voneinander. In einigen Fällen fallen die gemessenen Werte kleiner als die Kalkulierten aus. Offensichtlich verursacht das aufgebrauchte Metall eine zusätzliche Verspannung, die zu kleineren Durchmessern führen. Schumacher *et al.* finden in ihrer Arbeit eine durch Cr verursachte Verspannung von $\Delta\epsilon_{Cr} \approx 0,006$. Unter Berücksichtigung dieser stimmen ihre so errechneten Werte sehr gut mit den gemessenen überein.

5.2. Strukturelle Eigenschaften eines MeSSLs

Die fertig prozessierten MeSSLs werden hinsichtlich ihrer inneren Struktur im Folgenden vorgestellt. In Abb. 5.2 sind zwei Repräsentanten der zahlreichen MeSSLs als REM- und Lichtmikroskopbild dargestellt. In Abb. (a) und (c) sind REM-Aufnahmen zweier Metall/Halbleiter-Übergitter, im Folgenden mit MeSSL A und B bezeichnet, gezeigt. In (b) und (d) handelt es sich um die Aufsicht derselben MeSSL mit einem Lichtmikroskop. In den REM-Bildern sind die hellen Bereiche als die geätzte, also GaAs-Oberfläche identifiziert, die dunklen Bereiche stellen die ungeätzte, also Chrom-Oberfläche dar. Auch in (b) und (d) ist die GaAs- und die Cr-Oberfläche exemplarisch markiert. Die Aufrollrichtung in (a) und (c) ist mit Pfeilen gekennzeichnet, die mechanisch definierte Startkante ist in (c) und (d) mit einer gestrichelten Linie hervorgehoben.

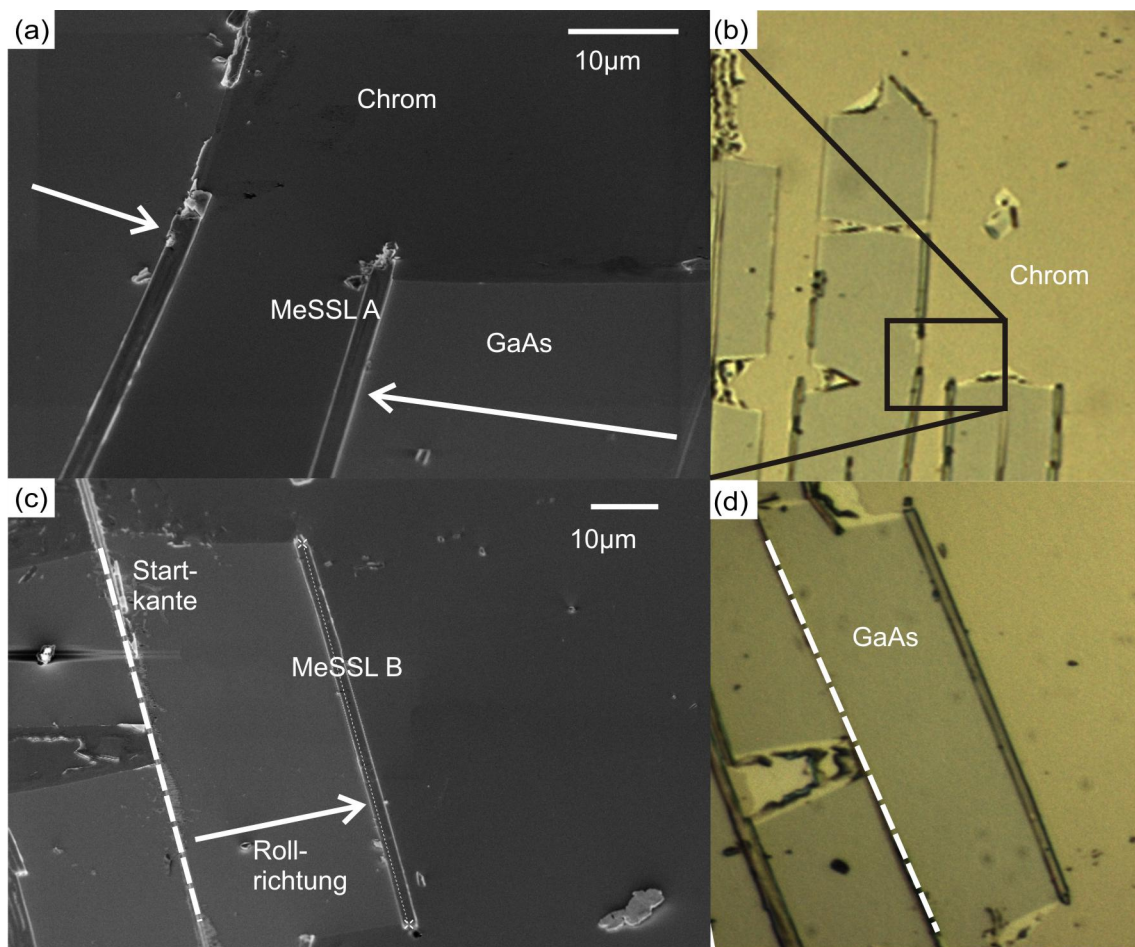


Abbildung 5.2.: REM und Lichtmikroskopbilder des MeSSL

Bild (a) und (b) zeigt die gepresste Rolle, MeSSL A, als REM- bzw. Lichtmikroskopbild, in (c) und (d) ist MeSSL B dargestellt. Es sind die GaAs- und die Chrom-Oberfläche gekennzeichnet.

Zur weiteren Untersuchung wird zunächst eine TEM-Analyse an speziell dafür herauspräparierten Lamellen verwendet. Eine chemische Analyse entlang der Schichtenfolge mittels EDX gibt Aufschluß über die tatsächlich existierenden Elemente. Schließlich wird die Reflektivität dieses Vielschichtsystems analysiert.

5.2.1. Kristalline Eigenschaften

Zur Untersuchung der inneren Struktur der MeSSL wurden aus diesen mittels FIB eine etwa 200nm dünne Lamelle herauspräpariert. Zu diesem Zweck wird Platin oder Kohlenstoff auf der zu präparierenden Stelle in einem Zeiss nVision deponiert und daraufhin mit dem Ionenstrahl die umgebenden Bereiche entfernt. In Abb. 5.3 (a) sieht man deutlich, wie eine dünne Lamelle im Substrat zurückbleibt, die im nächsten Schritt mittels eines Manipulators herausgelöst wird (Abb. 5.3 (b)). In Bild (c) ist die Halterung dargestellt, an der die Lamelle festgeklebt wird, um dann

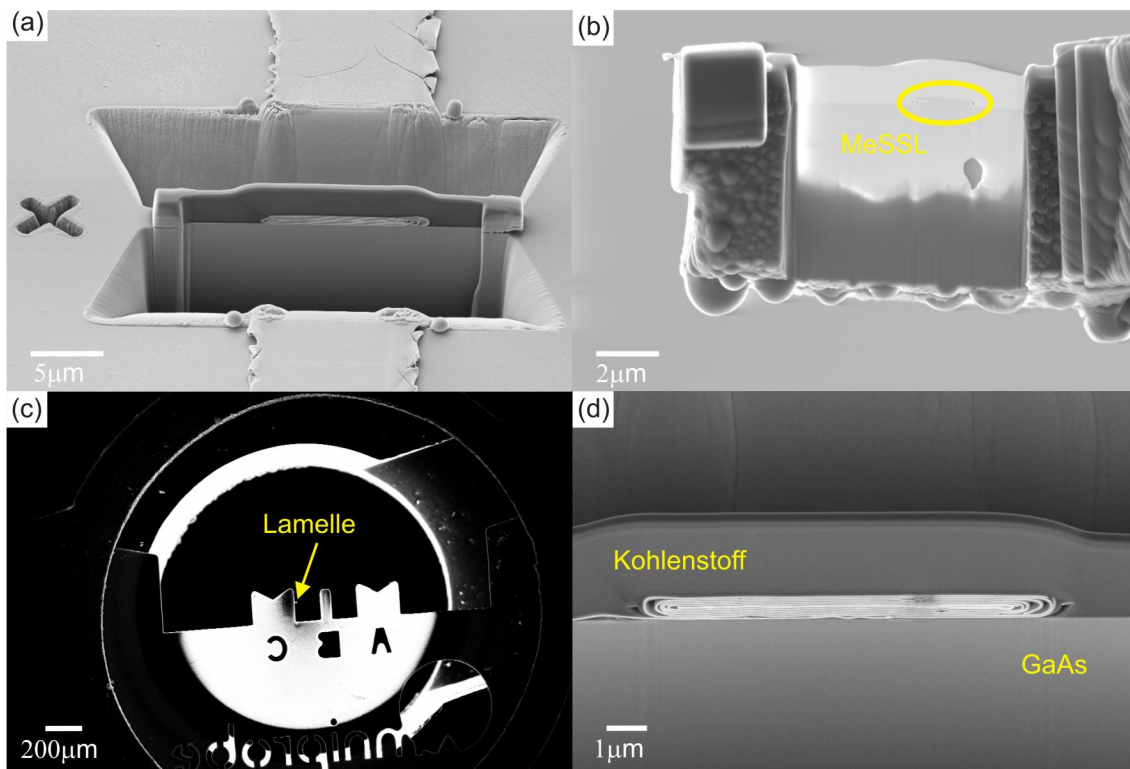


Abbildung 5.3.: REM-Bilder von einzelnen Präparationsschritten während der Herstellung einer TEM-Lamelle: (a) Mit FIB ausgedünnte Lamelle (b) Lamelle nach entfernen aus dem Substrat (c) Lamelle auf einem Halter zum Einbau in ein TEM montiert. Der Pfeil deutet die Position der Lamelle an. (d) STEM-Bild eines Au-MeSSLs.

in ein TEM eingebaut zu werden. Die Lamelle ist mit einem Pfeil gekennzeichnet. In (d) ist schließlich ein STEM-Bild eines Au-MeSSL dargestellt. Obenauf ist der Kohlenstoff zu sehen. Das darunterliegende GaAs ist ebenfalls gekennzeichnet.

In Abb. 5.4 (a) ist ein STEM-Bild eines Au-MeSSLs dargestellt. Der deponierte Kohlenstoff sowie das Substrat sind gekennzeichnet. Das Übergitter besteht aus 14 Schichten als Folge einer siebenfachen Umdrehung. Der Kontrast zwischen der polykristallinen Metall- und der kristallinen Halbleiterschicht ist leicht zu erkennen. Ein Materialkontrast entsteht hier zum einen durch die unterschiedliche Ordnungszahl der beteiligten Stoffe als auch durch die unterschiedliche Art der Kristallinität. Insbesondere das polykristalline Metall streut den Elektronenstrahl stärker als die nahezu perfekte kristalline Halbleiterschicht. Zu beachten ist, daß das Übergitter prozeßbedingt aus zwei Übergittern mit je sieben Schichten besteht, das durch eine Metallschicht, im Folgenden *Spiegelebene* genannt, getrennt ist. Dies ist im Einsatz in Bild (a) besonders gut zu sehen. Die zwei gegenüberliegenden Metallschichten bilden eine kompakte Schicht, da offensichtlich durch den Einfluss der eingesetzten Temperatur und des Drucks permanente Bindungen gebildet werden.

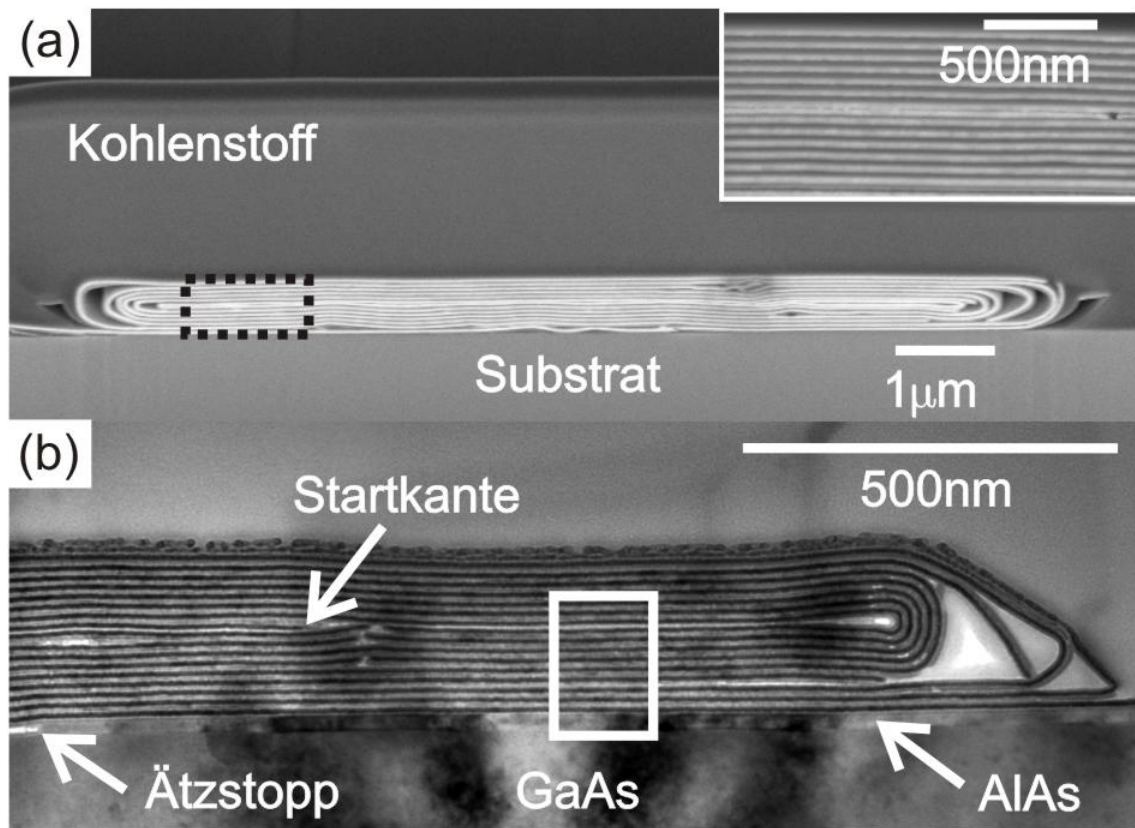


Abbildung 5.4.: Querschnittsansichten eines (a) Au-MeSSL mit einer Vergrößerung des markierten Bereiches im Einschub und (b) einer Cr-MeSSL. Es sind auch die Startkante, der Ätzstopp und die verbleibende AlAs-Lage markiert.

In Abb. 5.4 (b) ist ein TEM-Bild eines Cr-MeSSLs dargestellt. Auch hier ist der Materialkontrast leicht auszumachen. Die Spiegelebene ist nominell 12nm dick. Im Bild sind das AlAs, der Ätzstopp, die Startkante sowie das GaAs-Substrat ebenfalls gut zu erkennen. Der Ätzstopp im linken Bildbereich bildet eine Kante, an der die Rolle auf das darunterliegende Substrat heruntergedrückt wird. Auch in der Umgebung der Startkante werden die Schichten zusammengepresst. Beides führt dazu, daß sich innerhalb des Lagenkonstrukts komplex geartete Verspannungen ausbilden, die dann offensichtlich zu den leicht erkennbaren Bruchstellen führen. Ebenfalls bedingt der Prozeß, daß das radiale Übergitter an den Enden bricht, es kann durch den Druck (etwa 20bar) also zu vielerlei Beschädigungen kommen.

In Abb. 5.5 (a) ist ein Ausschnitt aus dem Cr-MeSSL dargestellt, der in Abb. 5.4 (b) durch einen weißen Rahmen gekennzeichnet ist. Hier sind zwölf Perioden identifizierbar und durchnummeriert, die Spiegelebene ist deutlich als hellgraue Schicht zu erkennen und ist nochmals hervorgehoben. Es fällt auf, daß die Dicke der

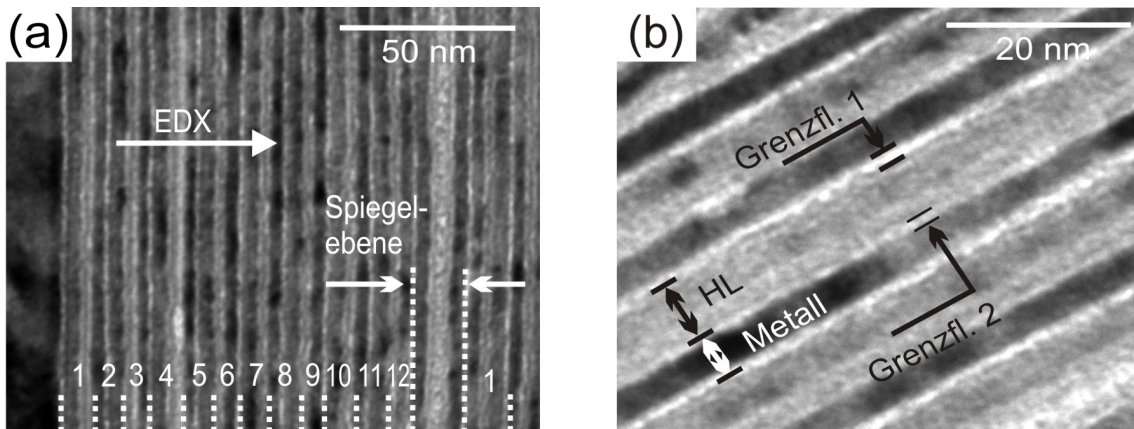


Abbildung 5.5.: Detaillierte TEM-Bilder der Cr-MeSSL: in (a) sind neun der 17 Schichten nummeriert, ebenso ist die Spiegelebene hervorgehoben. In (b) sind die einzelnen Bestandteile des Übergitters identifiziert.

Trischichten nicht gleichmäßig ist. Schicht neun ist beispielsweise deutlich dünner als die meisten anderen. Neben der Schwierigkeit, diese in diesem Bild eindeutig voneinander zu unterscheiden, können zum einen ungünstige Druckverteilung während der Herstellung zu diesem Ergebnis führen, zum anderen wäre aber auch eine ungleichmäßige Dicke der einzelnen Schichten vorstellbar: epitaktisch gewachsene Schichten können Schichtdickenfluktuationen über mehrere Monolagen aufweisen, das thermisch aufgedampfte Chrom kann ebenfalls ungleichmäßig dick aufgedampft worden sein, da die Probe während des Aufdampfens nicht gedreht wird. Weiterhin führt möglicherweise Oxidation zur Veränderung der Oberflächen. Dies zeigt sich sehr deutlich in Abb. 5.5 (b). Neben der Halbleiter- (HL) sind die Metall- und die Grenzflächenschichten GF1 und 2 hervorgehoben. Die HL-Schicht ist etwa 7 nm dick, in guter Übereinstimmung mit dem nominellen Wert von 6 nm, und der Dicke, die durch TEM-Untersuchungen an einer ungeätzten Stelle gefunden wurde (nicht dargestellt). Sie hat eine überwiegend gleichmäßige graue Textur, was auf die Erhaltung der kristallinen Struktur hinweist. Das Chrom ist ungleichmäßig grau bis schwarz dargestellt, was eine Polykristallinität vermuten läßt. Diese Schicht ist jedoch nur etwa 4 nm dick. Addiert man jedoch die Dicken der beiden Grenzflächen, mit je etwa 1 nm, so ergibt dies eine Dicke von etwa 6 nm. Die Grenzflächen streuen stark und erscheinen deswegen in weiß. GF1 stellt die Grenzschicht zwischen zwei aufeinanderfolgenden Perioden, es handelt sich also möglicherweise um oxidiertes Chrom. GF2 ist der Übergang zwischen GaAs und Cr, es könnte als oxidiertes GaAs identifiziert werden. Diese Vermutung soll im folgenden Abschnitt untermauert werden.

5.2.2. Chemische Analyse

Um die im vorhergehenden Abschnitt aufgestellte Vermutung auf ihren Wahrheitsgehalt zu prüfen, wurde die TEM-Lamelle des MeSSLs einer chemischen Analyse

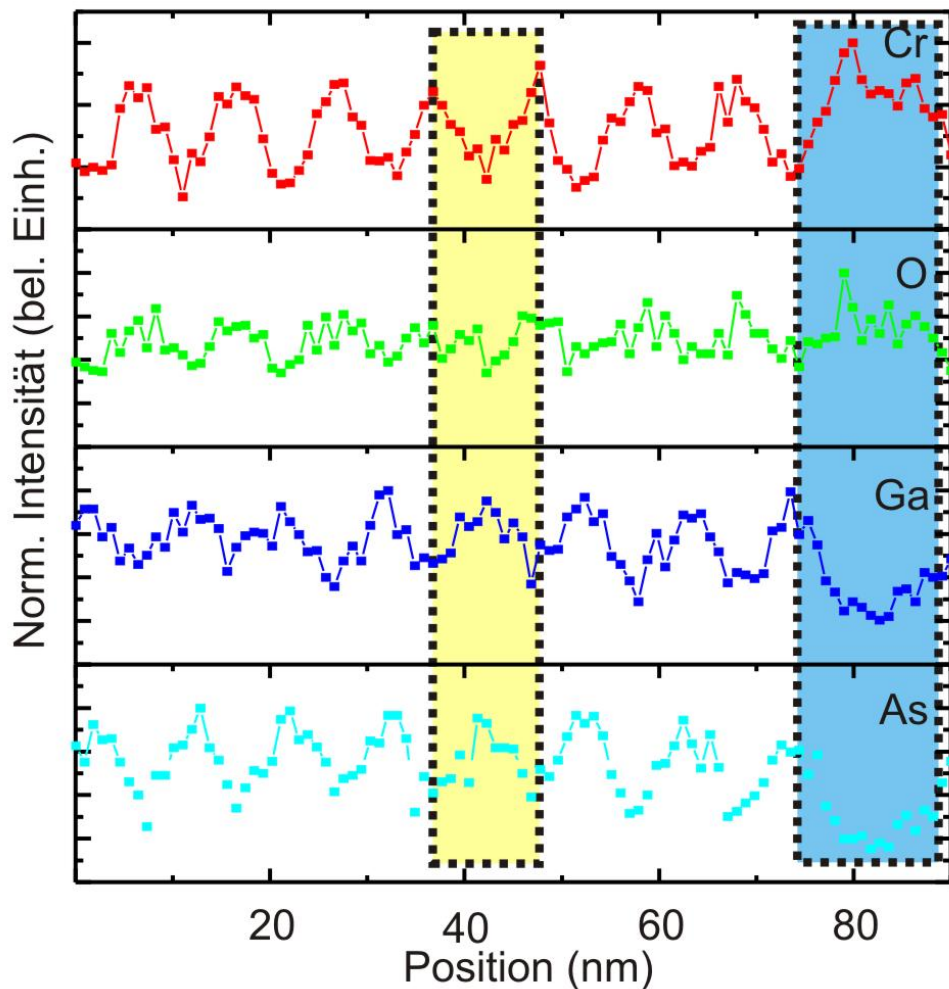


Abbildung 5.6.: EDX-Analyse für vier ausgesuchte Elemente, entlang einer Linie wie in Abb. 5.5(b) dargestellt, der gelbe Kasten hebt eine Periode hervor.

mittels EDX im STEM-Modus des TEM unterzogen. Das Ergebnis ist in Abb. 5.6 dargestellt. Hier sind vier EDX-Spektren ausgesuchter Elemente geplottet, die entlang einer Linie aufgenommen wurden, die in Abb. 5.5(a) eingezeichnet ist. Eine gelbe Box hebt zusätzlich eine Periode hervor, die blaue Box markiert den Bereich der Spiegelebene. Wie zu erwarten, zeigen die Spektren von Ga und As an derselben Position Maxima, wogegen Cr minimale Intensität aufweist. Das Spektrum von Indium zeigte keine nennenswerten Ergebnisse, da die Intensität der detektierten Röntgenquanten im Vergleich zu den anderen Elementen zu gering war.

Man betrachte nun das Spektrum von Sauerstoff: Es hat meist relativ breite Maxima und diese koinzidieren sowohl an der Position der Ga- und As-Peaks als auch der Cr-Maxima. Folglich findet man an diesen Positionen Oxide von GaAs und Cr

(z.B. GaO oder Cr₂O₃). Deneke *et al.* finden in ihren Untersuchungen an räumlichen Übergittern ebenfalls die Bildung von Oxiden während des Herstellungsprozesses [2, 23]. Dies führt dazu, daß bei der gezielten Dimensionierung von Mikro- und Nanoröllchen die Bildung von Oxiden berücksichtigt werden muss [30, 118].

In den Spektren sind acht der zwölf Perioden mit nahezu identischer Dicke abzählbar, die neunte Lage neben der Spiegelebene ist aufgrund der Existenz derselbigen ausgeschmiert. Das Cr-Maximum ist entsprechend breit. Nach dieser Betrachtung ist es eindeutig, daß es sich bei den Grenzflächen um Oxide handelt. Obwohl die Wafer nach dem Ausschleusen aus der MBE-Kammer unmittelbar (maximal drei bis vier Stunden später) mit Photolack zum Schutz der Oberfläche vor Oxidation und Verunreinigungen beim Vereinzeln bedeckt wurden, ließ sich eine Oxidation der GaAs-Oberfläche wohl nicht vermeiden.

5.2.3. Reflektivität von Vielfachlagen

Um zu überprüfen, inwieweit die einzelnen Schichten dieses Multilagensystems strukturell erhalten geblieben sind, wurden Reflektivitätsmessungen durchgeführt. Dazu wurde die Probe auf einem Probenhalter mit Leitsilber geklebt und im Meßaufbau fixiert (s. Abb. 3.3 (b)). Die Probe musste dann mittels eines von oben auf die Probe gerichteten Mikroskops möglichst parallel zum Strahl ausgerichtet werden, um einen möglichst großen Bereich des Übergitters zu beleuchten. Insbesondere bei sehr kleinen Winkeln ist der sogenannte *footprint*, also die Ausleuchtzone des Strahls, sehr groß, so daß auch unerwünschte Bereiche neben der zu untersuchenden Stelle detektiert werden. Im Weiteren wurde die Probe bezüglich Höhe und Kippung so positioniert und die Ausrichtung des Detektors derart angepaßt, daß die Signalstärke maximal ist. Im Folgenden werden die Messungen an zwei verschiedenen Stellen auf derselben Probe gezeigt, die in Abb. 5.2 als REM- und Lichtmikroskopbild dargestellt sind.

Um den Strahl exakt auf eine geeignete Position auszurichten, war es zunächst notwendig, durch Reflektivitätsmessungen unter einem festen Einstrahlwinkel α_i (hier: $\alpha_i = 1,42^\circ$) Karten der Umgebung der vorher grob positionierten MeSSLs zu erstellen. Daraus ließ sich dann eine optimale Position bestimmen, um winkelabhängige Reflektivitätsmessungen durchzuführen. In Abb. 5.7 (a) und (d) sind Reflektivitätsmessungen zweier MeSSLs als Konturplot dargestellt. Rot bedeutet hier maximale, blau minimale Reflektivität. Eingezeichnet ist auch die Position des MeSSLs A und B, die GaAs- und Cr-Oberflächen sind markiert (s. auch Abb. 5.2), ebenso wie die Strahlrichtung. In (b) und (c) sind die korrespondierenden lichtmikroskopischen Bilder als Aufsicht abgebildet. Ein Vergleich zwischen (a) und (b) bzw. (c) und (d) lässt die verschiedenen Bereiche im XRR- und dem Lichtmikroskopbild identifizieren: In (a) sind die Cr-Oberflächen mit einer erhöhten Reflektivität in der gesamten y-Richtung bei etwa $x=-37\mu\text{m}$ bis $x=-74\mu\text{m}$ sowie bei $x=26\mu\text{m}$ auszumachen, die GaAs-Oberflächen zeigen geringere Reflektivität. Bei $x=-31\mu\text{m}$, $y=-$

$338\mu\text{m}$ so wie bei $x=-13\mu\text{m}$ und $x=-8\mu\text{m}$, ist während des Aufrollens offensichtlich, ein Teil des Lagensystems abgerissen und umgeklappt. Hier wird der Strahl in beliebige Richtungen gestreut, zeigt also geringere bis minimale Reflektivität. Die Cr-Oberfläche zeigt stets höhere Intensität, da es sich hier um das ungeätzte Lagensystem handelt. Vielfachreflektionen führen dazu, daß die eintreffende Strahlung innerhalb des Schichtsystems reflektiert wird und Reflektionen aus verschiedenen Schichten sich kohärent überlagern können (s. dazu Abb. 2.6), während es sich bei dem von der GaAs-Oberfläche reflektierten Strahl nur um eine Reflektion an einer einzelnen Schicht handelt (s. Abb. 2.5). Auch in Abb. 5.7 (d) ist dieses Reflektionsverhalten offensichtlich. Sehr klar sind für $x < 25\mu\text{m}$ die stark reflektierenden Bereiche der Cr-Oberfläche zu erkennen. In (a) wie auch in (d) sind die Bereiche gekennzeichnet, in denen die MeSSLs zu finden sind. Dazu wurden im nächsten Schritt winkelabhängige Reflektivitätsmessungen durchgeführt.

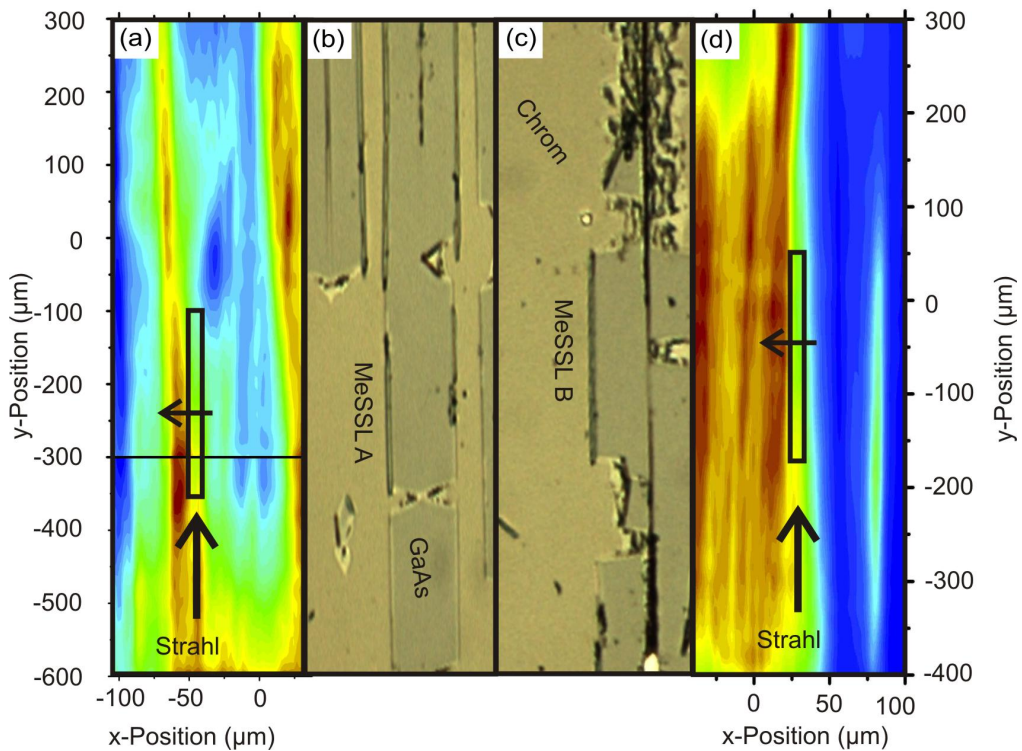


Abbildung 5.7.: In Abb. (a) und (d) sind die Übersichtsspektren unter einem festen Winkel der Probe an der Position der MeSSL A und B dargestellt. Jeweils daneben in (b) und (c) sind die lichtmikroskopischen Bilder abgebildet.

In Abb. 5.8 (a) und (b) sind die Reflektivitäten der MeSSL A bzw. B über den reziproken Streuvektor $q = 4\pi/\sin\alpha_i$ aufgetragen. Die Positionen der einzelnen Kurven sind durch entsprechend farbige Punkte im Einschub dargestellt und entspricht der Bewegung wie in Abb. 5.7 (a) und (d) durch einen kleinen Pfeil hervorgehoben, also von der geätzten GaAs-Oberfläche (schwarzer Plot) über die Vielfachlagen hinweg (türkiser bzw. blauer Plot) bis hin zur Chromoberfläche (grüner Plot). Letz-

tere Kurve stellt demnach die Reflektivität des Dreilagensystems Cr/GaAs/InGaAs dar. In (a) bilden sich im türkisen Plot bei $q = 0,19\text{\AA}^{-1}$ und $q = 0,24\text{\AA}^{-1}$ Reflektivitätsmaxima heraus, die der Reflexion an dem Multilagensystem zugeschrieben wird. Die Breite des Peaks bei $q = 0,19\text{\AA}^{-1}$ beträgt etwa $\Delta q = 0,007\text{\AA}^{-1}$, was einer 90 nm dicken Schicht entspricht und daher der Reflexion von knapp der Hälfte des Übergitters zugeschrieben wird. Einige Lagen tragen somit nicht zur Reflexion bei. Der Grund dürfte die komplexe Lagenzusammensetzung sein. Auch in (b) sowie in anderen XRR-Messungen ist die Bildung von Maxima mit kleiner werdenden Linienebreite reproduzierbar zu beobachten, hier findet man im blauen Plot ebenfalls bei $q = 0,19\text{\AA}^{-1}$ und $q = 0,24\text{\AA}^{-1}$ Maxima, die hier jedoch nicht so ausgeprägt sind. Dies kann einer leichten Fehlausrichtung des Strahls bezüglich der MeSSL zugeschrieben werden. Trotz alledem sind keine eindeutigen und typischen periodischen Multilagengoszillationen zu beobachten. Das Übergitter bildet demnach einen Lagenstapel, doch geht partieller Verlust der Phasenkohärenz über mehrere Perioden des Lagensystems verloren.

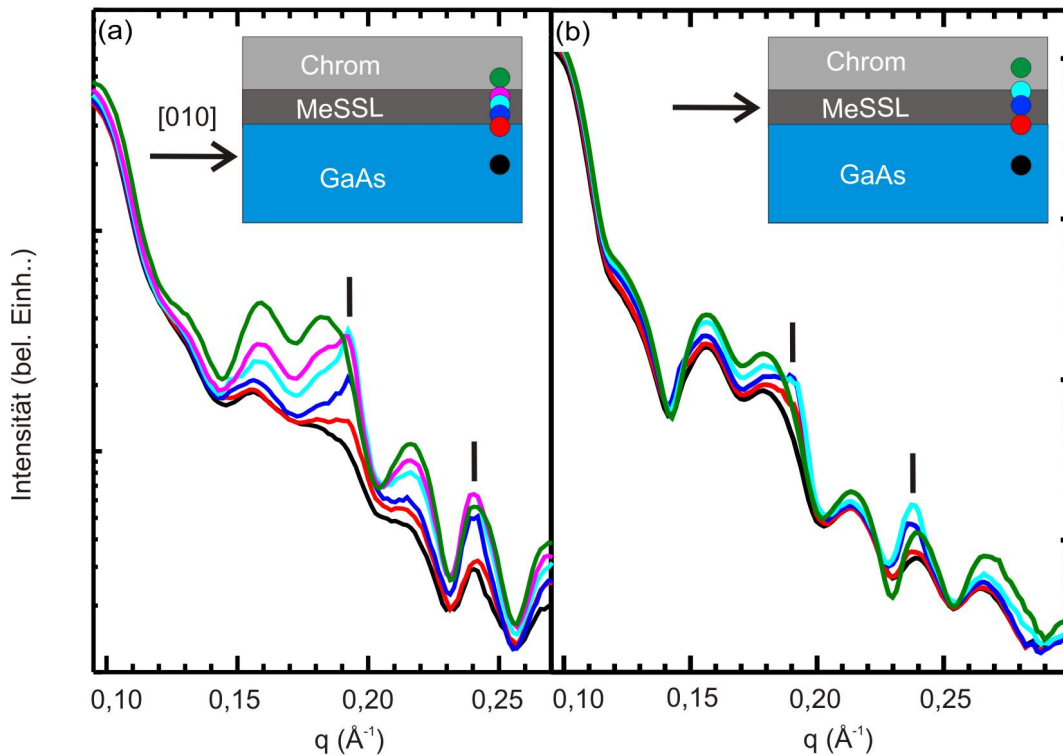


Abbildung 5.8.: Reflektivitätskurven der MeSSL A (a) und B (b) für verschiedene Positionen, wie im Einschub durch farbige Punkte schematisch dargestellt. Striche markieren die durch das Übergitter erzeugten Signale.

Die Ursache liegt entweder in der Bildung von Oxiden, oder, und das ist eher wahrscheinlich, durch geringfügige Dickenfluktuationen der Cr/GaAs/InGaAs-Wände, verursacht durch Pressfehler und -lücken entlang des MeSSL. Da der Röntgenstrahl etwa $3\mu\text{m}$ in der Breite bemisst, werden viele dieser Hohlräume beleuchtet (s. dazu z.B. Abb. 5.5), was dann zu einer Unterdrückung der Kohärenz des Reflektivitätssignal zwischen den einzelnen Lagen führt. Auch werden durch die große Ausleuchtzone, bedingt durch den flachen Einstrahlwinkel, Bereiche neben der endlich großen zusammengepressten Rolle beleuchtet und tragen zum detektierten Signal bei.

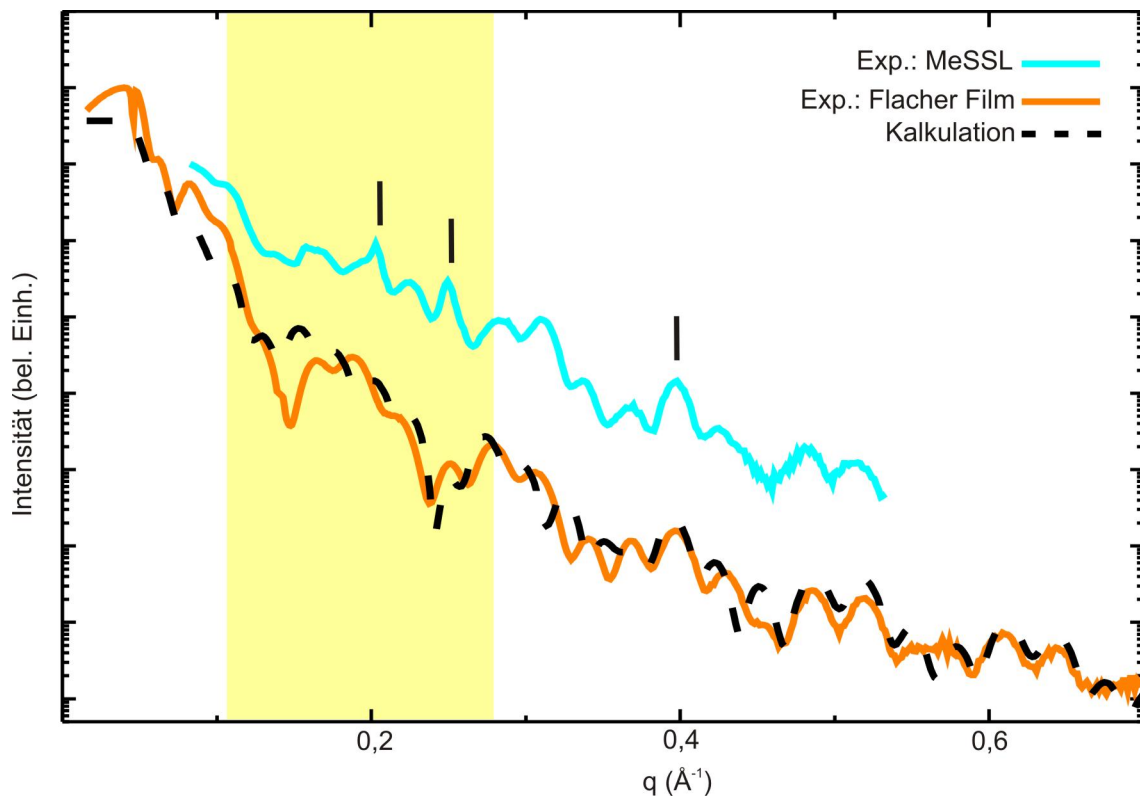


Abbildung 5.9.: Reflektivitätskurven für einen ungeätzten, flachen Film (schwarz und gestrichelt) sowie eine kalkulierte Kurve (orange Kurve). Zum Vergleich in blau die Reflektivität des MeSSL A. Eine gelbe Box markiert den Bereich, in dem die in Abb. 5.8 (a) dargestellte Kurve aufgenommen wurde.

Um Schichtdicken des Mehrlagensystems zu bestimmen, wurden Reflektivitätsmessungen in einem Bereich der Probe an einem ungeätzten, also nicht aufgerollten Schichtensystem aus Cr/GaAs/InGaAs als Referenz durchgeführt. In Abb. 5.9 ist sie als orange Kurve über den reziproken Streuvektor dargestellt. Es sind vier Hauptmaxima zu sehen, die durch Minima bei $q=0,14, 0,24, 0,35, 0,44$ und $0,56 \text{ \AA}^{-1}$ begrenzt sind. Aus der Differenz $\Delta q \approx 0,1 \text{ \AA}^{-1}$ zweier q -Werte ergibt sich mit $D = 2\pi/\Delta q$ eine Lagendicke von $D \approx 63 \text{ \AA} = 6,2 \text{ nm}$. Diese Dicke könnte also der Gesamtdicke des Halbleiters (GaAs/InGaAs) zugeschrieben werden. Auch käme dies für die Cr-

Schicht in Frage, doch spricht dagegen, daß sich auch im ungeätzten Zustand Oxide bilden können, so daß die Schichtdicke wieder geringer ausfällt. Jedem Hauptmaximum sind drei bis vier Nebenmaxima überlagert. Aus der Breite einer dieser Maxima ergibt sich daher die Dicke des AlAs, beispielsweise ergibt sich mit $q=0,21$ und $0,24 \text{ \AA}^{-1}$ eine Schichtdicke von etwa 21 nm, was sehr nah an der nominellen Dicke von 20 nm liegt.

Um die Schichtdicken genauer zu bestimmen, wurde aus den Schichtdicken, die man aus den TEM-Untersuchungen erhält, mittels des Parrat-Formalismus [60] unter Verwendung der Motofit-Moduls [120] für IGOR Pro eine Reflektivitätskurve ermittelt und an die gemessene Kurve durch Variation der Schichtdicken und deren Rauigkeit gefittet. Dieser ist in schwarz in Abb.5.9 dargestellt. Hier können fünf Hauptmaxima identifiziert werden, denen vier Nebenmaxima überlagert sind. Die Tatsache, daß die kalkulierte Kurve nicht exakt an die Meßdaten angepaßt werden kann, kann durch bereits oben aufgeführte Ursachen (große Ausleuchtzone durch flachen Einstrahlwinkel und unzureichende Ausrichtung, endliche Größe des MeSSL) begründet werden. Hinzu kommt, daß durch Kippen der Probe während der Messung der Fokus des Strahls sich verschiebt, auch ändert sich der Footprint kontinuierlich. Er wird mit größerem Winkel immer kleiner, dies ändert also durchgängig die Messbedingungen. Dies läßt sich ebenfalls im Bereich des kritischen Winkels bei $q=0,04 \text{ \AA}^{-1}$ verifizieren. Die errechnete Kurve zeigt hier das erwartete Verhalten der maximalen, konstanten Reflektivität, da unterhalb des kritischen Winkels der Strahl komplett an der obersten Schicht reflektiert wird, ohne die darunterliegenden Lagen zu detektieren. Die gemessenen Daten zeigen hier jedoch einen ungewöhnlichen Kurvenverlauf. Unter einem solch flachen Winkel ist der Strahl jedoch sehr sensitiv auf Verunreinigungen und Flocken geätzter Schichten.

Material	d_{TEM} (nm)	d_{EDX} (nm)	d_{XRR} (nm)
Cr	4 (1)	6 (1,5)	5,5 (0,5)
GaAs			2,5 (0,5)
InGaAs	6-7 (1)	6 (1,5)	2,5 (0,5)
AlAs	15 (1)		15,1(0,5)

Tabelle 5.4.: Vergleich der Dicken, erhalten aus TEM, EDX and XRR für die Referenz des flachen Cr/GaAs/InGaAs/AlAs Lagenstapels. Fehlerbalken sind in Klammern hinter jedem Wert angegeben.

Zum Vergleich ist in Abb. 5.9 als türkiser Plot die Reflektivitätskurve des MeSSLs A wie in Abb. 5.8 (a) abgebildet. Der gelbe Bereich hebt hier den Bereich hervor, der in Abb. 5.8 dargestellt ist. Hier sind neben den bekannten Maxima bei $q=0,19$ und $0,24 \text{ \AA}^{-1}$ ein weiteres bei $q=0,40 \text{ \AA}^{-1}$ markiert. Die qualitative Übereinstimmung der Kurven zeigt, daß das ursprüngliche Dreilagensystem nicht wesentlich durch die

Fabrikationsmethode verändert oder gar zerstört wird. Es läßt sich also ein nanometerstrukturierter Vielfachlagenstapel mit einer Fläche von nur $1,75 \times 90 \mu\text{m}^2$ herstellen.

In Tabelle 5.2.3 sind die Schichtdicken, die man aus der TEM-, EDX- und XRR-Analyse erhält, zusammen mit ihren Fehlerbalken zusammengefaßt. Die Werte stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit gut überein, die verschiedenen Meßmethoden geben also ein in sich konsistentes Bild der Referenz-Multilagenstruktur wieder, die als Ausgangsmaterial für die Produktion von MeSSLs dient.

6. Charakterisierung von Mikroringresonatoren

In der Festkörperphysik hat sich in den vergangenen Jahren ein Forschungsgebiet etabliert, das sich mit der Quantenelektrodynamik von Zwei-Niveau-Systemen in Resonatoren beschäftigt, die sogenannte *cavity quantum electrodynamics* (CQED). Insbesondere die Möglichkeit, solche Systeme mit einem hohen Grad an Finesse zu fertigen, gab diesem Gebiet einen großen Vortrieb. Häufig besteht ein solches System zum einen aus einem Exziton, das in einem durch Epitaxie gewachsenen selbstorganisiert gewachsenen QP eingeschlossen ist, und zum anderen aus einem Resonator mit einem geringen modalen Volumen. Neben der in Abschnitt 2.7 erwähnten Mikroscheiben [9, 86, 90, 121] existieren Arbeiten über Mikrosäulen [122, 123] oder photonische Kristalle [124, 125], deren Interesse sich auf die Erlangung fundamentaler Erkenntnisse beschränkt. Eine auf diesen Konzepten durchaus praktische Anwendung ist die Einzelphotonenquelle [10, 126]. In dieser Arbeit wird erwähnt, weshalb Mikroringe zur optischen Charakterisierung besser geeignet sind als Mikroscheiben: Moden niedrigerer Ordnung haben am Rand ihre maximale Amplitude, Emitter, die sich innerhalb der Scheibe befinden, werden ebenfalls angeregt und stellen somit ein unerwünschtes Hintergrundsignal dar, wie sich in PL- und Photokorrelationsmessungen herausgestellt hat [10]. Da Mikroringe jedoch, anders als Mikroscheiben, nicht durch Unterätzen auf GaAs hergestellt werden können, da die fundamentalen Moden sich am Rand befinden, müssen diese zwangsläufig von ihrem ursprünglichen Substrat entfernt und auf einem anderen Substrat plaziert werden. Dieses sollte einen Brechungsindex aufweisen, der deutlich kleiner als von GaAs ist, um die Totalreflexion zu gewährleisten. Dazu wurde zunächst Saphir (Al_2O_3) ausgewählt, da es einen Brechungsindex von etwa 1,77 [104] hat und eine gute Wärmeleitfähigkeit besitzt. Letzteres ist wichtig, um die darauf befindliche Probe während der Messung möglichst in ein thermisches Gleichgewicht mit dem Kühlfinger des Kryostaten zu bringen. Es werden sodann Messungen durchgeführt, in denen versucht wird, durch Ändern der Temperatur und durch Kondensation von Gas die Emissionsenergie der Resonatormode E_M und des QPs E_X in Einklang zu bringen. Glas eignet sich ebenfalls als Substrat, Renner *et al.* zeigen in ihrer Arbeit die Realisation eines Mikroringesresonators aus ZnSe gefertigt mit CdSe-QP [88, 121].

Desweiteren wurden die Ringe dann auf einem piezoelektrischen Kristall plaziert, um die Änderung der Energie erstmals durch Verspannung zu erzeugen und in Resonanz zu bringen. Die Verspannung und die Verteilung der Moden innerhalb des Ringes

wurde durch finite-Elemente-Methode (FEM) und Finite-Different-Time-Domain-Methode (FDTD) modelliert und mit den Messergebnissen verglichen.

Ein sehr vielversprechendes Konzept, nämlich die Konvertierung eines AlGaAs-Sockels in einen isolierenden AlO-Sockel, was in Ref. [86] verwendet wurde, erbrachte leider nicht die gewünschten Resultate.

6.1. Mikroringe auf Saphir als Substrat

Als Ausgangssubstrat wurde das Substrat mit der Nummer #63725 verwendet. Die Quantenpunktdichte ist relativ gering ($< 10^{-8} \text{cm}^{-2}$). Die QP-Emission wurde mittels schnelles thermisches Ausheilen (RTA) (30" bei 955°C) von 0,9 auf etwa 1,3 eV blauverschoben [91]. Der Mikroring hat eine Höhe von 240 nm, die nominellen Dimensionen der Ringe (vorgegeben durch das Layout in der ESL-Software), gegeben durch das Verhältnis des Außen- und Innendurchmessers D_a/D_i betrug 6/1.

T-abhängige Messungen Die mittels der in 4.3 beschriebenen Methode auf einen mit PMMA beschichteten Saphirplättchen plazierten Ringe wurden temperaturabhängigen PL-Messungen unterzogen. Zu diesem Zweck wurden PL-Spektren kontinuierlich aufgenommen, während die Temperatur mit einer Rate, abhängig von der am Heizelement angelegten Spannung, gestiegen ist. Die Aufnahmezeit pro Spektrum wurde dahingehend gewählt, Spektren mit einer ausreichend hohen Intensität aufzunehmen (wiederum abhängig von der Leistung des eingestrahlt Lichtes). Meist reichte eine Aufnahmezeit von $t_{acq}=1$ s aus. Die Leistung wurde wiederum so gewählt, daß Moden ausreichend stark angeregt wurden, der Ring aber nicht signifikant erwärmt wurde. Letzteres läßt sich dadurch verifizieren, daß die Emissionslinien von Exzitonen wegen der dann auftretenden Erwärmung bereits eine Rotverschiebung im Spektrum zeigen. Ebenso konnte die Position des Laserspots auf dem Ring lateral und fokal verändert werden, was zu einer unterschiedlichen Erwärmung führte, da der Laserspot nur noch teilweise auf den Ring gerichtet ist und somit weniger Wärme an den Ring abgeben kann als im inneren Bereichen des Rings [91]. Die Leistung lag daher meist im Bereich von einigen hundert nW bis maximal einigen μW . Stets zu beachten ist, daß es sich bei der angegebenen Temperatur um die Temperatur handelt, die am Temperatursensor im Kryostaten gemessen wird und daher im allgemeinen nicht zwangsläufig der realen Temperatur der Probe entsprechen muß. Insbesondere wenn die Temperatur schnell hochgerammt wird, kann sich die Probe nicht so schnell erwärmen wie die Temperatur am Sensor ansteigt, die Temperatur der Probe ist daher meist niedriger. Zudem ist zu beachten, daß der Temperaturanstieg nicht linear ist. Dies trägt jedoch nur in geringem Maße zur Nichtlinearität der Verschiebung bei.

In Abb. 6.1 sind T-abhängige PL-Spektren in Form von sogenannten PL-Maps dargestellt. Hier werden PL-Spektren, die in einem von Benutzer vorgegebenen und

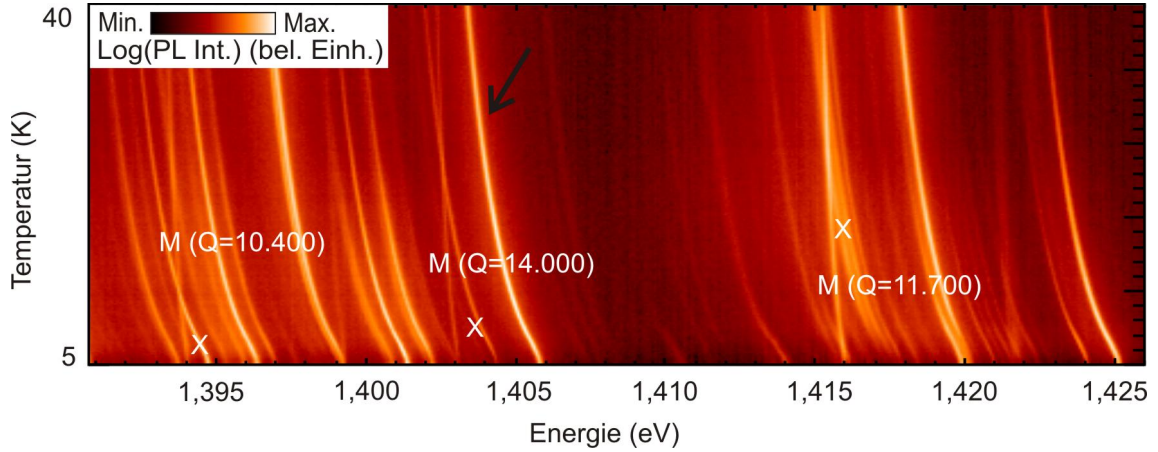


Abbildung 6.1.: Temperaturabhängige PL-Spektren eines Mikrorings auf einem Saphirplättchen plaziert. Sowohl Exzitonen als auch Moden sind mit X bzw. M markiert. Ein Pfeil markiert die Linie, die in Abb. 6.2 separat analysiert wird.

geeigneten zeitlichen Intervall t_{acq} aufgenommen werden, vertikal durch eine mit IDL programmierten Auswerterroutine angeordnet. Die Helligkeit in diesen Plots, wie auch in den folgenden Plots, ist der Logarithmus der Intensität des Signals, der Verlauf der Intensitätsspitzen ist auf diese Weise leicht auszumachen. Die Temperatur wurde hier von 5 auf 40 K erhöht bei einer Laserleistung von einigen μW und $t_{acq}=0,5$ s. Im Spektrum deutlich zu sehen sind Linien, die unterschiedlich stark zu niedrigeren Energien schieben, also eine unterschiedliche Temperaturabhängigkeit aufweisen. Linien, die stärker schieben, wurden hier mit X für Exziton, solche, die schwächer schieben, mit M für Mode markiert. Innerhalb des Temperaturintervalls verringert sich die Emissionsenergie der X-Linien um 2,44 meV, während die Energie der Resonatormoden um etwa 0,63 meV zu kleineren Energien, also rotverschoben. Die Änderung der QP-Energie rührt überwiegend von der Änderung der T-abhängigen Energiebandlücke $E_g = E_g(T)$ her (s. 2.5.5) [127], während die Modenenergien sich durch Änderung des Brechungsindex n verschieben (s. 2.7), der wiederum mit der Änderung der Bandlücke invers zusammenhängt. Letztere weist eine geringere Änderungsrate auf, weshalb die Zuordnung gerechtfertigt ist. Die Änderung durch die thermische Größenänderung ist vernachlässigbar, da in diesem Temperaturbereich der thermische Expansionskoeffizient kleiner als 10^{-7}K^{-1} beträgt [128]. Drei der vier Moden sind in diesem Plot markiert, es läßt sich ein Q-Faktor von $E/\Delta E=10.400, 14.000, 11.700$ (für $E=1,394015, 1,403471, 1,415907$ eV) bestimmen.

Weiterhin läßt sich ein Kreuzen von QP- und Modenlinien beobachten, die Energien stimmen demnach bei der gegebenen Temperatur überein. Dies ist eine Voraussetzung für eine schwache Kopplung zwischen dem Emitter (also dem QP) und der Resonatormode. Inwiefern der QP am Ort des maximalen Feldes der Mode sich befindet, läßt sich nicht bestimmen, ebenso geht aus dieser Messung nicht hervor,

ob eine schwache Kopplung vorliegt. Dafür wären Photokorrelationsmessungen notwendig, die zeitaufgelöst die Emission von Photonen darstellen können [10].

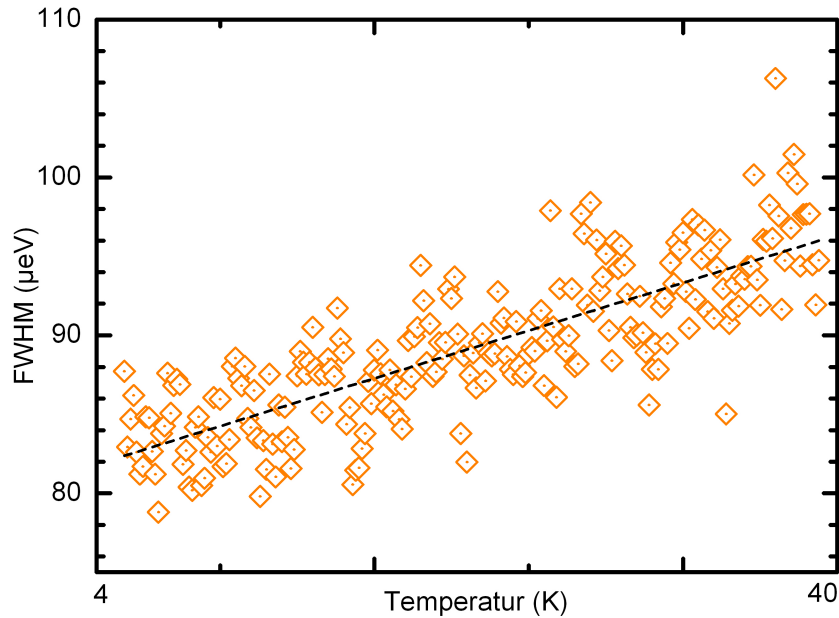


Abbildung 6.2.: Linienbreite aus einem Temperaturdurchlauf
Linienbreite (FWHM, orange Rauten) über der Temperatur aufgetragen,
entnommen aus der Messung aus Abb. 6.1.

Betrachtet man nun eine einzelne Linie genauer wie in Abb. 6.2, so stellt man eine zu erwartende Zunahme der Halbwertsbreite (Full width at half maximum) fest. Die Werte in diesem Plot wurden durch einen Lorentz-Fit an die Spektren aus Abb. 6.1 erhalten. Ein Pfeil markiert dort die Linie, die hier näher untersucht wird. Die Linie verbreitert sich von 82 auf 96 μeV mit einer Rate von 0,61 $\mu\text{eV}/\text{K}$. Dies liegt im Bereich dessen, was beispielsweise Bayer *et al.* für einzelne InGaAs-QPe berichten [127] und wird durch die Streuung an Gitterphononen erklärt.

Gaskondensation Eine weitere Möglichkeit bietet die Kondensation von Gas auf der Probe. Hierzu wird entweder Stickstoff oder Xenon verwendet [129]. Dadurch erhöht sich das Volumen des Resonators, was den effektiven Brechungsindex n_{eff} und damit die spektrale Lage der Modenlinien verändert (s. 2.7). Die Moden schieben dann zu höheren Energien, man beobachtet somit eine Blauverschiebung. Mosor *et al.* berichten von einer Rotverschiebung von etwa 4 nm [129]. Die Gasdesorption kann durch Heizen eingeleitet werden, sei es durch Heizen der Probe mittels des Heizelements oder durch Erhöhen der Laserleistung, was ebenfalls eine drastische Temperaturerhöhung bewirkt [91]. Die Gaskondensation kann dann in Verbindung

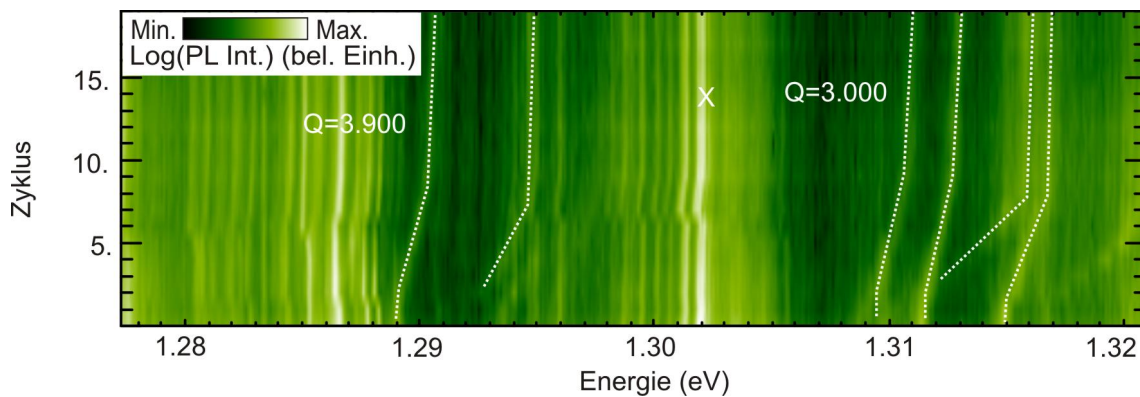


Abbildung 6.3.: PL-Map eines Mikrorings unter Anwendung von Gaskondensation
 PL-Map einer Mikrorings, dessen Modenemission mittels Gaskondensation
 verändert wird. In vertikaler Richtung sind die Spektren nach jedem Durchlauf
 angeordnet (s. Text)

mit anderen Methoden benutzt werden, wie z.B. die in [130] verwendete Methode des Stark-Effekts.

Ein Beispiel einer Messung, in der mittels Gaskondensation die Energie der Resonatormoden verändert wird, zeigt Abb. 6.3. Hier wurde zunächst bei einer Temperatur von $T=4$ K in den Kryostaten Xenon als Kondensationsgas eingelassen. Xe hat einen Siedepunkt von $T=165$ K [131], kondensiert also auf der Probe, insbesondere auf den Ringen. Ihr Volumen wird dadurch vergrößert, was sich in einer Änderung des effektiven Brechungsindex n_{eff} bemerkbar macht (s. 2.7) und schließlich zu einer Rotverschiebung führt. Neben Xe können auch andere Gase benutzt werden. Mosor *et al.* demonstrieren in ihrer Arbeit, daß auch Stickstoff benutzt werden kann. In unserem Experiment wurde nicht, wie in der vorgestellten Arbeit, Gas kontrolliert eingelassen, sondern unter Beobachtung eines an der Gasflasche angebrachten Druckmessers wurde wiederholt eine Gasmenge eingelassen, die zu einem Druckverlust von je etwa 1 bar führte. Währenddessen wurde die Verschiebung *in-situ* im Spektrum verifiziert. Durch Erhöhen der Laserleistung wurde daraufhin lokal das Gas erwärmt [91], was eine Desorption des Gases und eine Blauverschiebung zur Folge hatte.

Durch wiederholtes Anwenden dieses Verfahrens und Aufnahmen eines Spektrums bei $P=2 \mu\text{W}$ erhält man das in Abb. 6.3 dargestellte Ergebnis. Deutlich zu sehen sind Linien, die mit jedem Zyklus der Erwärmung blauverschoben. Die Verschiebung erreicht einen maximalen Wert von etwa 2 meV, Emissionslinien von QP'en bleiben von der Verschiebung unberührt. Auch bleibt die Intensität und die Linienbreite erhalten. Nachteilig ist neben der technischen Umsetzung (das kondensierte Gas muß beim Aufwärmen der Probe abgepumpt werden) die Tatsache, daß auch hier die spektrale Lage von QP und Mode günstig sein muß. Vorteilhaft ist jedoch die relativ kurze Zeit, in der sich die Verschiebung erreichen läßt, sowie die Kombinierbarkeit mit anderen Methoden.

6.2. Mikroringe auf einem piezoelektrischen Kristall als Substrat

Wie im vergangenen Abschnitt bereits demonstriert, treten bei der Verwendung der Temperaturänderung als Mittel zur Veränderung der Emissionsenergie Restriktionen auf:

- Es tritt mit zunehmender Temperatur eine Linienverbreiterung durch Elektronen-Phononen-Wechselwirkung auf
- Eine zunehmende Emission in den Barrierenbereich durch thermische Emission reduziert die Intensität
- Die Emissionsenergie des QPs E_X muß stets größer sein als die Energie der Mode E_M
- Der energetische Abstand $E_M - E_X$ darf nicht zu groß sein, da die Änderung $\Delta(E_M - E_X)$ begrenzt ist
- Die Kondensation von Gas führt, je nach Ausführung, zu einer maximalen Verschiebung von $\Delta E_M = 2\text{meV}$, auch hier muß die spektrale Lage von QP- und Modenemission günstig sein

Es wäre also wünschenswert, sich einer Methode zu bedienen, die all diese Nachteile nicht beinhaltet. Kürzlich wurden zwei Arbeiten vorgestellt, in denen eine Verschiebung durch Anlegen eines elektrischen Feldes unter Ausnutzung des *quantum confined Stark effect* (QCSE) gezeigt wurde [130, 132]. Doch auch hier ist nur eine Rotverschiebung möglich [132], nur durch Kombination mit Gaskondensation ist eine Verschiebung in beide spektrale Richtungen möglich [130]. Zudem ist die Prozessierung der Proben sehr umfangreich, bei höheren Feldstärken wird außerdem ein Tunneln der Ladungsträger begünstigt. Daher wurde als Substrat ein piezoelektrischer Kristall gewählt, der die Ausübung einer Zug- und Druckspannung erlaubt (s. 2.5.5).

In Tabelle 6.2 sind derzeit bekannte Methoden zum Verschieben von Emissionslinien von QP'en und Resonatormoden aufgeführt.

6.2.1. Maximale Verschiebung und Reproduzierbarkeit

Die Verschiebung der Emissionsenergie eines Exzitons ist in Abb. 6.4 zu sehen. In Teil (a) wurde über eine Dauer von etwa 6 Minuten die am Piezo angelegte Spannung von 0 auf 1000 V linear erhöht und anschließend für 10 Minuten konstant gehalten. Schließlich wurde die Spannung abrupt auf 0 V gesenkt, weitere Spektren wurden weitere 7 Minuten lang aufgenommen. Als Anregungsleistung wurde $P=1,2 \mu\text{W}$ benutzt, die Aufnahmezeit eines Spektrums betrug $t_{acq}=1$ Sekunde, bei einer Temperatur von $T=10$ K. Deutlich ist zu sehen, wie die Emissionsenergie nahe-

Methode	Verschiebung E_X	Verschiebung E_M	Pro & Kontra
Temperatur	Rot Änderung E_g	Rot ($\Delta E_M < \Delta E_X$) Zunahme n_{eff}	+ Einfach - Langsam ($\sim s$) - Verschiebung begrenzt
Laserinduziertes Erhitzen [91]	Rot Änderung E_g	Rot ($\Delta E_M < \Delta E_X$) Zunahme n_{eff}	+ Rel. schnell ($\sim \mu s$) + Lokal anwendbar - Strukturierung notwendig - Verschiebung begrenzt
Gas-kondensation [129]	-	Blau Änderung Größe Änderung n	+ Große Verschiebung - Spezielles Setup - Langsam ($\sim s$)
Laserbasierte Gaskondensation [91]	-	Blau Änderung Größe Änderung n	+ Große Verschiebung + Lokal anwendbar - Langsam ($\sim s$) - Spezielles Setup
Elektrisches Feld [130, 132]	Rot/Blau qCSE	-	+ Schnell ($< ns$) + Integrierbar - Komplexer Herstellungsprozess - Intensitätsverlust durch feldinduziertes Tunneln
Dielektrische Spitze [133]	-	Rot Änderung der dielektrischen Umgebung	+ Lokal anwendbar - Begrenzte Verschiebung
Nano-indentation [134]	Rot/Blau	-	+ Lokal anwendbar - Begrenzte Verschiebung
Biaxiale Ver-spannung [135]	Rot/Blau Änderung E_g piezoelek. Eff.	Rot/Blau Änderung Größe Änderung n	+ Rel. schnell ($\sim \mu s$) + Einfache Herstellung + Kein Quenching - Hohe Spannung erforderlich - Langsam in Vergleich zu E-Feld

Tabelle 6.1.: Übersicht über die bislang bekannten Methoden zum Verschieben von Emissionsenergien von Exzitonen und Resonatormoden E_X bzw. E_M .

zu linear zunimmt, also blau schiebt, jedoch beobachtet man eine weitere Zunahme während die Spannung konstant gehalten wird. Die maximale Änderung läßt sich zu $\Delta E = 2,79 \text{ meV}$ ablesen, also $2,79 \mu\text{eV/V}$. Auch nach dem Abschalten der Spannung nimmt die Energie innerhalb von 7min weiter ab und erreicht jedoch in diesem Zeitraum ihren anfänglichen Wert nicht mehr. In Abb. 6.4 (b) wurde die Spannung mehrfach zwischen 0 und 1000 V mit einer Rate von 5 V/s hoch- und heruntergeramppt. Angeregt wurde mit 600 nW, bei $T = 11 \text{ K}$ und einer Aufnahmezeit von 1 s. Die Energie in dieser Probe variierte maximal 1,4 meV mit einer nahezu linearen Rate von $1,3 \mu\text{eV/V}$, zudem kann man beobachten, wie in Abb. 6.4 (c) herausgestellt, wie bei jedem Durchlauf eine Drift von $130 \mu\text{eV}$ und $70 \mu\text{eV}$ auftritt. Erklären kann

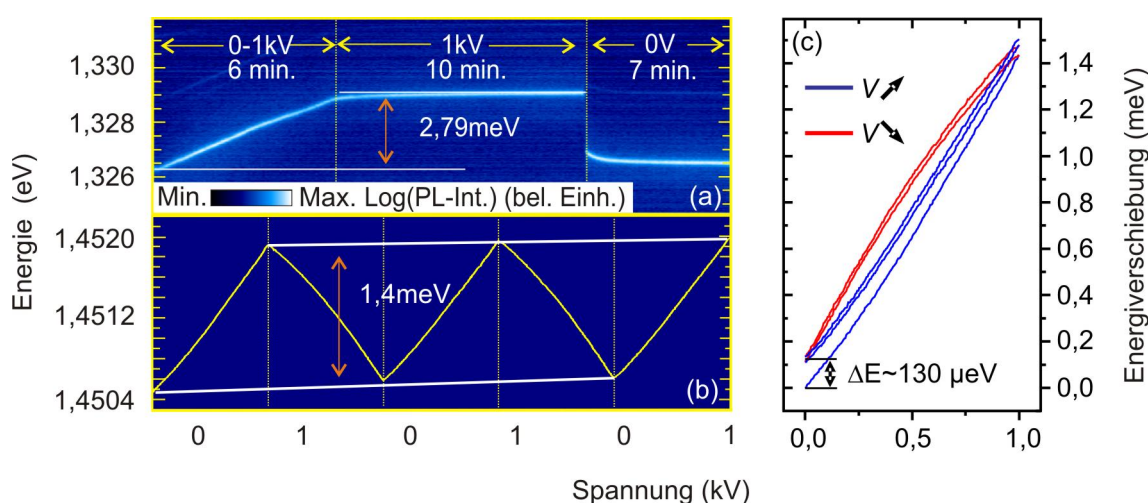


Abbildung 6.4.: Spannungsabhängige PL-Spektren für einen Spannungsdurchlauf (a) von 0 bis 1000V und abruptem Ausschalten der Spannung und (b) Mehrfachdurchlauf von 0 bis 1000V (c) Plot der fünf Durchgänge, in blau für ansteigende Spannung, in rot für fallende Spannungen.

man die Hysterese durch das Verhalten des Piezos: Üblicherweise wird der Kristall bei RT durch das Hoch- und Runterfahren einer Spannung polarisiert (s. Abb. 2.11). Es werden also Dipole innerhalb sogenannter Domänen bei einem Koerzitivfeld F_C in eine Richtung orientiert, die dann ohne ein elektrisches Feld bestehen bleiben. Es liegt jedoch die Vermutung nahe, daß nicht alle Domänen komplett polarisiert werden, es liegt also ein undefinierter Domänenzustand vor. Kühlt man den Piezo nun ab und legt dann ein elektrisches Feld an, so können einzelne Domänen spontan und willkürlich umklappen, so daß die vom Kristall ausgehende Verspannung nach jedem Durchlauf zunimmt. Verringern kann man diese Drift, indem man während des Abkühlens ein elektrisches Feld anlegt, so daß der Domänenzustand bis zum Erreichen der gewünschten Temperatur erhalten bleibt. Eine weitere intrinsische Eigenschaft eines piezoelektrischen Kristalles ist die nichtlineare Reaktion auf die angelegte Spannung [136]. Vor allem bei höheren Feldern ($>5 \text{ kV/cm}$) macht sich die Nichtlinearität bemerkbar. Hier weicht die quadratische Abhängigkeit der Verspan-

nung S von der Polarisation P durch $S \propto P^2$ ab, so daß Terme höherer Ordnung hinzugezogen werden müssen, um experimentelle Daten theoretisch zu beschreiben (s. Abb. 6.5).

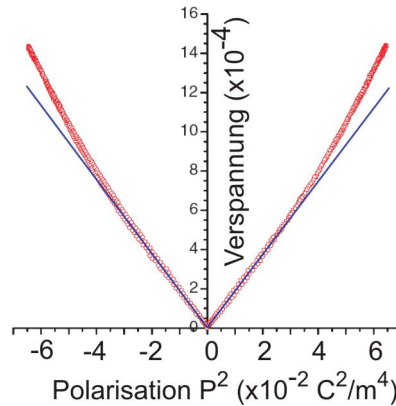


Abbildung 6.5.: Verspannung als Funktion der quadrierten Polarisation. Rote Kreise sind experimentelle Daten, die blaue Linie stellt einen Fit gemäß $S = QP^2$ dar [136].

Erklärt wird die Abweichung durch die Anharmonizität des Gitterpotentials, anschaulich gemacht in einem intuitiven Bild [74]: Im vorliegenden Fall eines Perowskit-Kristalls der Art $A(B_{I1/3}B_{II2/3})O_3$ haben die kleineren Ionen des Typs B, also Mg^{2+} und Nb^{5+} , innerhalb des O-Oktahedrons einen gewissen Bewegungsspielraum. Wird nun ein elektrisches Feld angelegt, so bildet sich ein Dipol aus dem Kation B und dem Anion O, während die Verspannung durch eine Störung im Gitter zustande kommt, hier durch die Verschiebung des Kations B. Da die Störung wegen des bereits erwähnten Spielraums des Kations jedoch sehr klein ausfällt, erwartet man eine große Polarisation bei geringer Verspannung, hervorgerufen durch kleine elektrische Felder. Da der Spielraum des Kations jedoch begrenzt ist, ist demzufolge auch die Polarisation begrenzt, während die Verspannung mit größer werdendem Feld noch weiter ansteigen kann. Die Verspannung hängt also nicht mehr nur rein quadratisch ab, sondern muß durch weitere Terme ergänzt werden.

Neben den intrinsischen Eigenschaften des Piezokristalls kann noch ein weiterer Effekt dazu führen, daß die Verspannung nicht direkt und vollständig auf den Ring übertragen wird: Zwischen dem Piezo und dem Ring befindet sich noch eine dicke Schicht von polykristallinen Siliziumoxid und eine Schicht von polymeren Lack. Hinzukommt, daß der Ring möglicherweise unter einem gewissen Winkel im Lack positioniert ist. Dies soll in den folgenden Abschnitten erörtert werden.

6.2.2. Vergleich zwischen einer und zwei Haftlagen

Die bisherigen Ergebnisse zeigten das Verhalten eines Ringes, der auf einer Lage Lack fixiert war. Es zeigte sich, daß die Verspannung verzögert abgegeben wurde.

In Abb. 6.6 (a) sind nun spannungsabhängige PL-Spektren eines Mikroringes dargestellt, der sich auf einer Lackschicht befindet. Sie wurden aufgenommen mit einer Leistung von 500 nW, $t_{acq}=1$ s und $T=11$ K. Hier ist zu sehen, daß es eine Vielzahl von Linien gibt, die eine unterschiedlich starke Verschiebung aufweisen. Auch klar zu beobachten sind Linien, die mit zunehmender Spannung (also bei 1kV) dieselbe Emissionsenergie annehmen. Als Beispiel seien hier zwei Linien bei 1,4533 eV und 1,4540 eV ($U=0$ V) genannt, die bei 1kV nicht mehr unterscheidbar sind, und schließlich bei 0 V wieder deutlich separiert sind. Der dazugehörige Temperaturdurchlauf ist in Abb. 6.7 abgebildet. Hier sind drei Moden hervorgehoben, die anderen Linien mit der größeren Rotverschiebung stammen von exzitonischen Zerfällen.

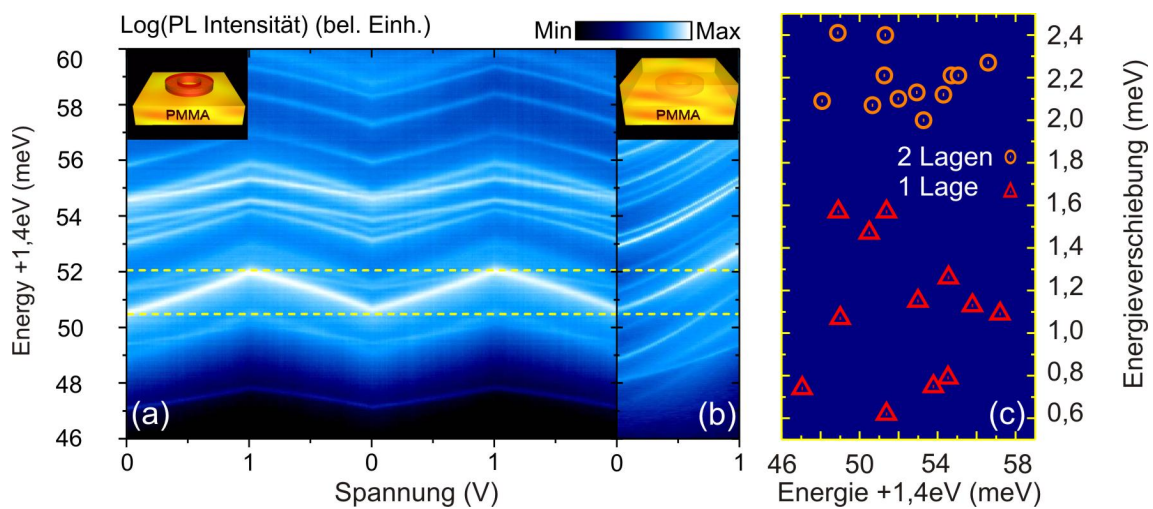


Abbildung 6.6.: Spannungsabhängige PL-Spektren für (a) eine Lackschicht und (b) zwei Lackschichten der Probe PMNPT5. Abb. (c) zeigt den Vergleich der Verschiebungen aus (a) und (b), mit roten Dreiecken für Ringe auf dem Lack, mit orangen Kreisen für die eingebetteten Ringe.

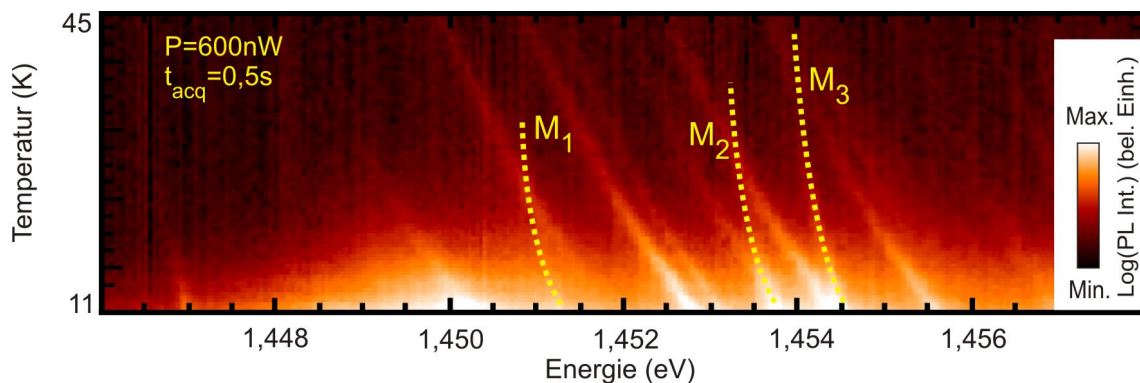


Abbildung 6.7.: Temperaturabhängige PL-Spektren des Ringes aus Abb. 6.6 auf PMNPT5.

Verwendet man nun eine zweite Lackschicht, und wiederholt das gerade gezeigte Experiment, so beobachtet man ein Verhalten, wie in Abb. 6.6 (b) zu sehen ist. Die Meßbedingungen sind identisch mit denen aus (a), das Resultat unterscheidet sich jedoch deutlich: Die Linien schieben zum einen stärker und auch gleichmäßiger. Zusammengefaßt ist dieses Resultat in Abb. 6.6 (c). Mit roten Dreiecken ist die maximale Verschiebung in Abhängigkeit der Emissionsenergie für eine Haftlage aufgetragen, orangefarbene Kreise für den Fall, daß die Ringe vollständig von Lack umgeben sind. Die maximale Verschiebung für eine Lackschicht variiert zwischen 0,6 und 1,6 meV, im Mittel $(1,29 \pm 0,22)$ meV. Sind die Ringe in Lack eingebettet, so reduziert sich die Bandbreite der Verschiebung auf 2,0 bis 2,4 meV, $(2,19 \pm 0,13)$ meV, die Streuung der Werte ist also halbiert. Die Verspannung wird also offensichtlich durch die Existenz einer zweiten Lackschicht gleichmäßiger und stärker übertragen.

6.2.3. Gleichförmigkeit der Verspannung

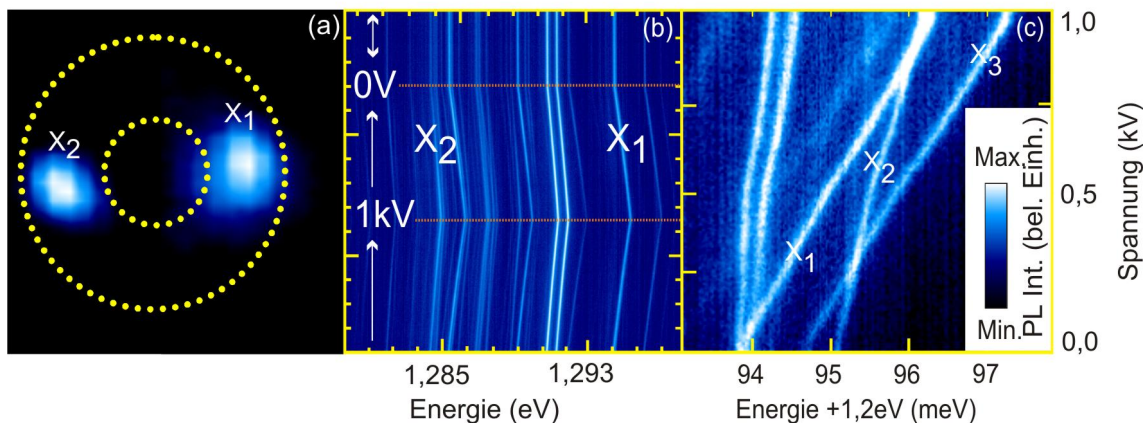


Abbildung 6.8.: (a) Ortsaufgelöste PL-Spektren eines Mikrorings, $10 \times 10 \mu m^2$ Größe. (b) Dazugehörige, spannungsabhängige PL-Spektren. (c) spannungsabhängige PL-Spektren von QDs.

Bisher wurde davon ausgegangen, daß die Verspannung nicht gleichmäßig auf den Ring übertragen wird. Um dies zu manifestieren, wurden ortsaufgelöste PL-Spektren aufgezeichnet. Zu diesem Zweck ist der Kryostat auf einer motorgetriebenen Plattform montiert. Diese kann computergesteuert eine Bewegung in lateraler Richtung ausführen (s. 3.6).

Die Karte in Abb. 6.8 (a) stellt das Ergebnis einer solchen Messung dar. Sie hat eine Größe von $10 \times 10 \mu m^2$ mit einer Auflösung von 200 nm und einer Aufnahmezeit von 0,5 sec pro Spektrum, angeregt durch 74 nW bei $T=10$ K. Dies entspricht einer Anzahl von $50 \times 50 = 2500$ Spektren und ca. 21 Minuten Meßzeit. Sie werden in einer Datei zusammengefaßt und wurden ebenfalls mit einem IDL-Programm ausgelesen und ausgewertet. Dafür wurden spannungsabhängige Spektren wie in Abb. 6.8(b) benutzt ($t_{acq}=1$ s, $P=114$ nW, $T=10$ K), um zwei Linien mit einer unterschiedlichen Verschiebung zu selektieren, in diesem Fall bei $957,8$ nm= $1,296$ eV (X1) und $965,77$ nm= $1,250$ eV (X2). In Abb. (a) ist nun zu erkennen, daß die zu verschiedenen Linien gehörenden Emission mit zwei unterschiedlichen Verspannungen, an zwei unterschiedlichen Stellen lokalisiert sind, ein Hinweis auf die ungleichmäßige Verspannung innerhalb des Rings. Analysiert man auf diese Weise weitere Linien, so stellt sich heraus, daß eine Verkipfung des Rings nicht auszumachen ist, da die Verschiebung über den ganzen Ring ungleichmäßig verteilt ist anstatt auf einer Seite stärker ausgeprägt zu sein.

Eine weitere Auswirkung der ungleichmäßigen Verspannung ist in Abb. (c) zu sehen: Hier sind drei Emissionslinien von QDs mit X1, X2 und X3 gekennzeichnet (Identifiziert durch einen Temperaturdurchlauf). X1 und X2 kreuzen sich bei einer Spannung von etwa 800 V, X2 und X3 schneiden sich bei einer Spannung von etwa 260 V. Aus diesem Experiment läßt sich zunächst nicht sagen, ob eine Kopplung

zwischen den QPen vorliegt. Mit dieser Methode ließe sich jedoch durchaus ein Experiment realisieren, in dem die Energie einer Mode mit Hilfe von Gaskondensation in Resonanz mit der Emissionsenergie bei Überlagerung der QP-Linien gebracht wird. Dadurch können wiederum QP in Wechselwirkung treten, also gekoppelt werden.

6.2.4. Vergleich von Exzitonen und Resonatormoden in Abhängigkeit von Temperatur und Verspannung

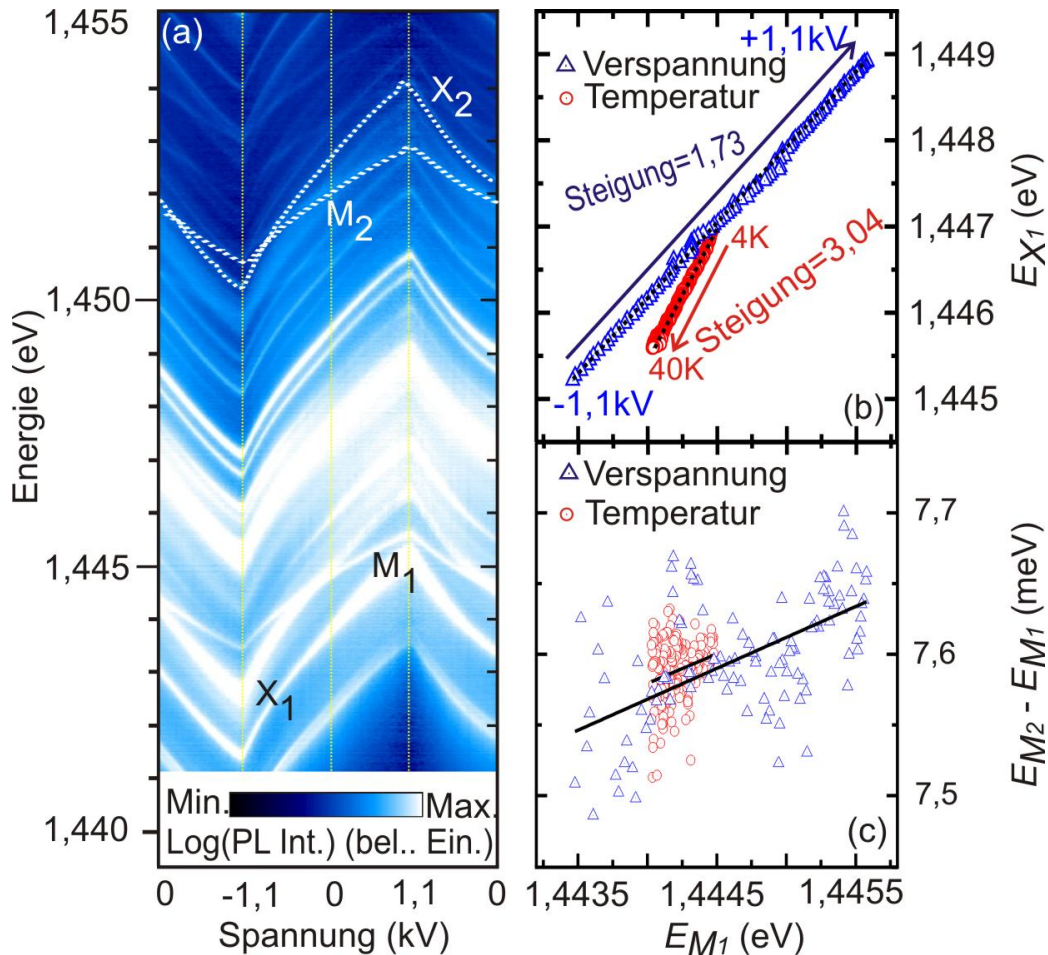


Abbildung 6.9.: Abb. (a) zeigt V-abhängige PL-Spektren, zwei Paare von Exzitonen und Moden sind markiert. (b) Verhältnis der Energien E_{X_1} und E_{M_1} , in roten (blauen) Dreiecken für einen Temperatur-(bzw. Spannungsdurchlauf aus (a)). (c) energetischer Abstand $E_{M_2} - E_{M_1}$, mit roten (blauen) Kreisen für das Verschieben durch Temperatur (Spannung).

Neben der Emissionsenergie von QPEn kann auch die Energie optischer Moden in einem Mikroresonator verändert werden. Dies soll in diesem Abschnitt gezeigt werden und betrachte dazu Abb. 6.9 (a). Hier sind in horizontaler Richtung spannungsabhängige PL-Spektren ($-1,1 < V < 1,1$ kV) geplottet. Die Spannung wurde zunächst in 20 V-Schritten auf +1,1 kV erhöht, anschließend auf -1,1 kV erniedrigt und schließlich auf 0V zurückgefahren. Jedes Spektrum wurde 2 s lang aufgenommen bei einer Temperatur von 5 K und 260 nW Laserleistung. Mit schwarzen und weißen gestrichelten Linien sind zwei Paare von Exzitonen und Moden hervorgehoben. X1 und M1 sind energetisch so angeordnet, daß ohne Anlegen eines elektrischen

Feldes an den Piezo die Linien ununterscheidbar sind und erst durch eine Blauverschiebung bei +1,1 keV um 0,78 meV separiert werden. Wie bereits erörtert, führt das Driften des Piezos dazu, daß bei einem Nullfeld die Ausgangssituation nicht wiederhergestellt wird, X1 und M1 sind bei 0 V unterscheidbar. Sie kreuzen sich erst durch Rotverschiebung bei leicht negativer Spannung (ca. 100 V) und sind schließlich bei 0 V abermals separiert (Offset von ca. 120 μeV). Die Ausgangslage für X2 und M2 ist derart, daß X2 auf der blauen Seite von X2 liegt. Um die Energien in Übereinstimmung zu bringen, wird eine Rotverschiebung benötigt. Durch eine Blauverschiebung wird deren energetischer Abstand jedoch zunächst erhöht und kreuzen sich erst bei einer Spannung von ca. -900 V. Durch die Drift kommt es dann beim Zurückfahren auf 0 V zu einer erneuten Kreuzung. Hier zeigt sich die enorme Stärke dieser Methode: Es spielt allgemein ausgedrückt keine Rolle, wie ein QP und eine Mode energetisch zueinander liegen, da stets die Wahl zwischen Rot- und Blauverschiebung besteht.

Zum Vergleich der Auswirkung von Temperatur und Verspannung auf Moden- und QP-Energie ist in Abb.6.9 (b) die Energie eines Exzitons und einer Mode ins Verhältnis zueinander gesetzt, mit blauen Dreiecken für die Verspannung und mit roten Dreiecken für die Temperaturverschiebung. Die exzitonische Emissionsenergie E_X schiebt hier mit einer Rate von etwa 1,6 $\mu\text{eV/V}$, insgesamt ergibt sich eine Verschiebung von 3,81 meV. Die Energie der Mode E_M weist eine Verschiebungsrates von 0,9 $\mu\text{eV/V}$ auf, somit ist es möglich, die Energien einander zu kreuzen. Aus dem Verhältnis läßt sich eine Steigung von $(\Delta E_X/\Delta E_M)^S=1,73$ für die Verspannung ablesen, und $(\Delta E_X/\Delta E_M)^T=3,04$ für die Temperatur. Physikalisch heißt dies nun, daß bei gleicher Verschiebung der Modenenergie die QP-Energie durch Verspannung weniger geändert wird. Zum Verständnis betrachte man die Mechanismen, die zur Verschiebung führen. Durch Erhöhen der Temperatur ändert sich die Energiebandlücke der Quantenpunkte (s. Glg. 2.38), was eine Verringerung der Emissionsenergie hervorruft. Der Grund dafür liegt in der Verschiebung der relativen Position des Leitungs- und Valenzbandes aufgrund der Wärmeausdehnung, der bei tiefen Temperaturen nichtlinear ist. Der größere Beitrag stammt von der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Gitter, was unterhalb der Debye-Temperatur zu einer linearen, und oberhalb dieser zu einer quadratischen Temperaturabhängigkeit der Bandlückenänderung führt [71].

Eine Verspannung bewirkt, wie auch die Temperatur, eine Veränderung der Energiebandlücke, die Emissionsenergie des QPs verändert sich, je nach Verspannungszustand (Zug- oder Druckspannung). Der Ring wird jedoch durch zwei Effekte beeinflusst: Er wird in seiner Größe verändert, was sich in n_{eff} auswirkt [81, 92]. Der zweite Effekt ist optoelastischer Natur (s. 2.5.4). Eine Druck- oder Zugspannung (im engl. *stress*, Einheit: Kraft/Fläche) führt zwangsläufig zu einer Volumenveränderung. Solange es sich um eine elastische Verformung handelt, ist die Verspannung des Mediums proportional zur Spannung (im engl. *strain*, dimensionslose Größe, $\Delta L/L$). Insgesamt ist also die Veränderung des Modenspektrum durch Verspannung größer

als durch Temperatur.

In Abb. 6.9 (c) wird schließlich die Energiedifferenz $\delta E = E_{M_2} - E_{M_1}$ als Funktion von E_{M_1} geplottet, jeweils für T- und V-Verschiebung. Für beide Methoden ändert sich ΔE mit einer Steigung von 0,4, bestimmt durch lineare Fits an die Messdaten. Die Zunahme von ΔE ist eine direkte Konsequenz des zunehmenden Lichteinschlusses und ist für beide Methoden vergleichbar innerhalb der Messunsicherheiten.

6.2.5. Simulationen

Da über die laterale Verspannung in Abhängigkeit des elektrischen Feldes für Temperaturen unterhalb von 70 K keine Daten präsent sind und auch bisher noch nicht versucht wurde, die Verspannung auf der Oberfläche einer PMMA-Schicht zu messen, wurde die durch die Verspannung induzierte Bandlückenverschiebung simuliert und dargestellt. Dazu wurde die finite Elemente Methode (FEM) benutzt, um die Größenordnung der Verspannung in den Mikroringen abschätzen zu können. Weiterhin wurde der Beitrag der Änderung des Brechungsindex und der physikalischen Deformation auf die Modenverschiebung dadurch bestimmt. Als Eingabegrößen für den Ring diente das mikroskopisch ermittelte Verhältnis des äußeren zum inneren Durchmesser von $D_a/D_i = 4,3/2,1 \mu m$. Dieser wurde sowohl auf einer PMMA- als auch auf einer SiO_x -Schicht liegend betrachtet. Darüberhinaus wurde der Fall simuliert, in dem der Ring komplett in PMMA eingebettet ist, wie in 6.2.2 experimentell bereits vorgestellt wurde.

Um Rechenzeit zu sparen, wurde zur Analyse der Deformation und des Spannungszustandes nur ein Viertel des Rings betrachtet (unter Beachtung symmetrischer Randbedingungen). Die Dicke der PMMA-Schicht betrug 400 nm, die Dicke der SiO_x -Schicht wurde mit 1 μm Dicke angenommen. Der Ring aus GaAs wurde als isotrop angenommen mit einem Young'schen Modul von 87 GPa und einem Poissonverhältnis von 0,31 [137, 138]. Für PMMA und SiO_x wurde mit Werten von 7,5 bzw. 70 GPa für das Young'sche Modul und 0,35 bzw. 0,17 für das Poissonverhältnis gerechnet. Der Angriffspunkt der Verspannung war die Unterseite der SiO_x -Schicht. Nachdem die Verspannung in der Schicht relaxiert ist, wurde die Bandlückenverschiebung ΔE_g berechnet unter Verwendung der Gleichung:

$$\Delta E_g = a(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \mp \sqrt{\frac{b^2}{2}(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})^2 + (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx})^2 + (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx})^2 + d^2(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{xz}^2)} \quad (6.1)$$

Hier sind $a = -8,33$ eV, $b = -1,7$ eV, und $d = -4,55$ eV die Deformationspotentiale für GaAs. Wegen der experimentellen Meßunsicherheit wurde vermieden, die Verschiebung der QP-Emissionsenergie explizit zu berechnen.

Zunächst wurde simuliert, welche Auswirkungen es hat, daß der Ring auf einer PMMA-Schicht oder in PMMA eingebettet ist. Abb. 6.10 (a) zeigt die Verschiebung

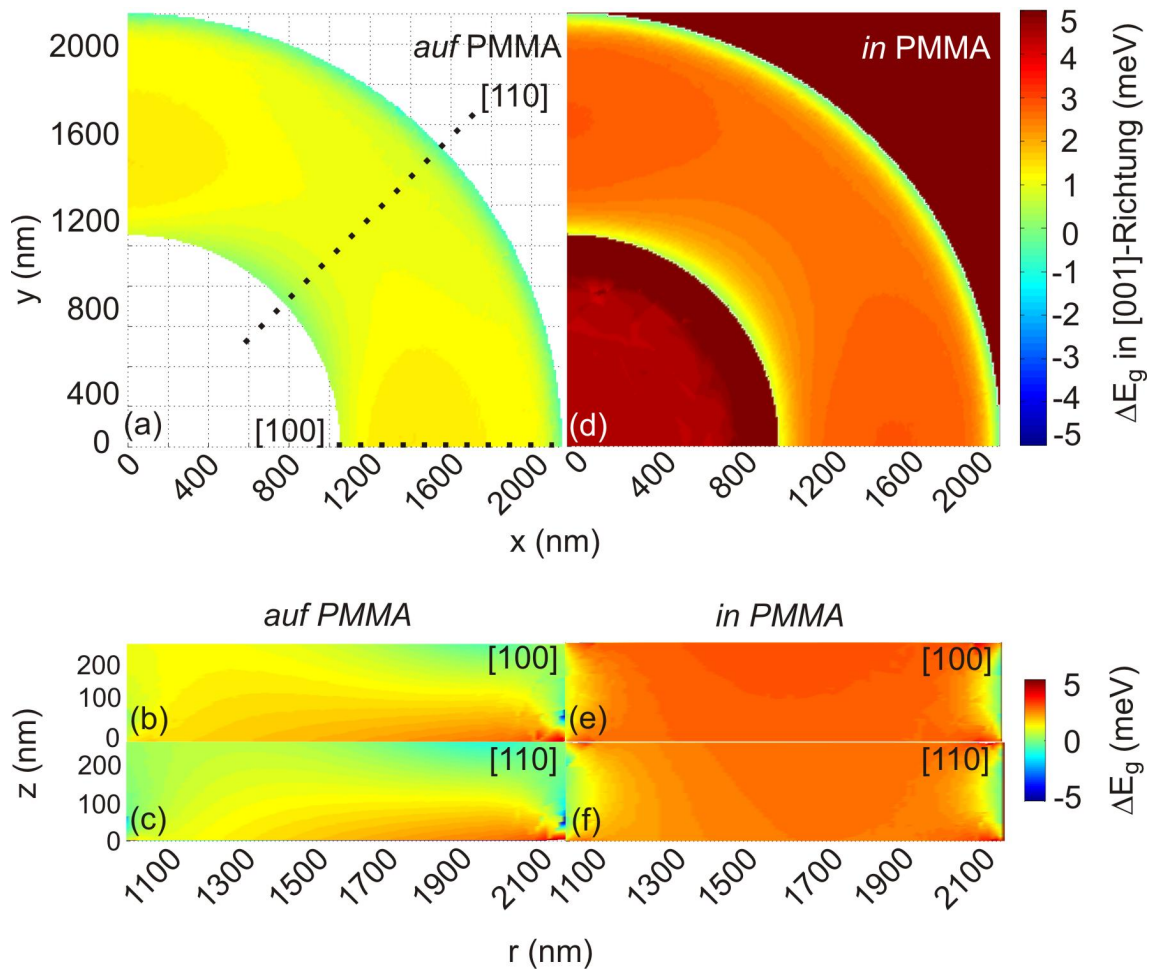


Abbildung 6.10.: Simuliertes Profil von ΔE_g für eine Druckspannung von 0,1% für einen Ring auf PMMA: (a) in der QP-Ebene, (b) und (c) in [100]- bzw. [110]-Richtung im Querschnitt (s. gestrichelte Linien in (a)). Abb. (d)-(f) entsprechende Profile für einen Ring in PMMA eingebettet.

der Bandlücke von GaAs als Draufsicht in der QP-Ebene. Sie variiert zwischen 0,9 und 1,2 meV und ist nicht gleichmäßig ausgeprägt. In (b) und (c) ist ein Querschnitt in [100]- und [110]-Richtung dargestellt. Deutlich zu sehen ist, daß die Verschiebung am inneren Rand des Rings, z.B. bei $r=1300$ nm und $z=170$ nm in [100]-Richtung größer ist als in [110]-Richtung. Ein ähnliches Verhalten beobachtet man auch für den Fall, daß der Ring eingebettet ist (Abb. 6.10 (d)-(f)). Die ebenfalls ungleichmäßige Verschiebung erreicht hier maximale Werte von nahezu 2,6 meV, also um einen Faktor von 2,2 größer. Die Verschiebung an den Rändern des Rings nimmt in beiden Richtungen zur Ringmitte ($z=110$ nm) hin ab (Abb. (e) und (f)). Ebenfalls ist das Verspannungsprofil für die beiden Richtungen unterschiedlich ausgeprägt. Während für die [100]-Richtung die Verspannung von der Oberseite bis zur Mitte des Rings gleichbleibt (z.B. bei $r=1650$ nm) und dann abnimmt, so ist sie für die [110]-Richtung an der gleichen Position zwar geringfügig kleiner, aber identisch bis zum Boden des

Rings. In allen Fällen jedoch ist die Verpannung am Boden und an der Oberseite des äußeren Randes am größten, was sich durch die geringere Krümmung und der damit geringeren Steifigkeit erklären läßt. Gleiche Simulationen wurden auch an einem kleineren und etwas niedrigeren Ring durchgeführt ($D_a/D_i \sim 2,1/1,1$, $h=200$ nm; nicht abgebildet). Die in diesem Ring vorhandene Verspannung fiel für beide Kristallrichtungen um etwa 0,3 meV kleiner aus, sowohl für den auf der Lackschicht liegenden Ring, als auch den eingebetteten. Da die Krümmung für einen kleinen Ring stets geringer ausfällt, ist die Vermutung dadurch bestätigt.

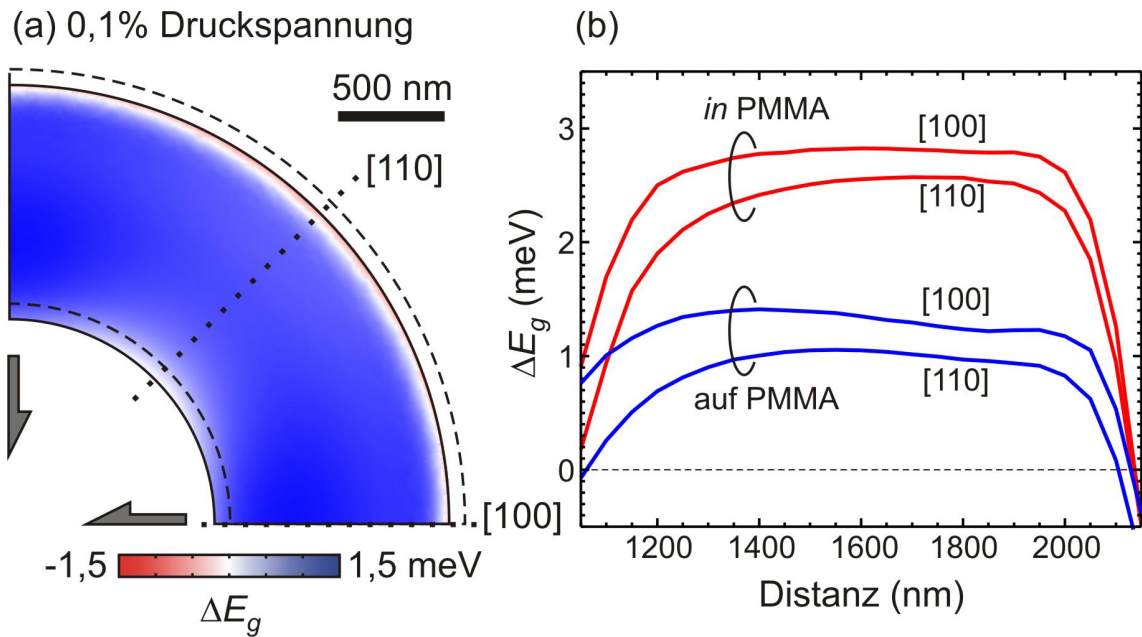


Abbildung 6.11.: In Abb. (a) ist die Deformation eines Ringes unter Anwendung von 0,1% Druckspannung 100fach vergrößert dargestellt (gestrichelte Linie). Abb. (b) faßt die Verschiebung von E_g von GaAs entlang der [100]- und [110]-Richtung (s. gepunktete Linien in (a)) für einen Ring in und auf PMMA zusammen.

Abbildung 6.11 faßt die Ergebnisse aus Abb. 6.10 zusammen. Hierzu ist in (a) die Deformation und die Verschiebung der Energiebandlücke ΔE_g durch eine Druckspannung von 0,1 % gezeigt. Über fast der gesamten Ringfläche (außer der Kante) werden Blauverschiebungen von 0,9-1,2 meV beobachtet (geringfügig weniger als die experimentell beobachteten maximalen Verschiebungen, s. Abb. 6.6). Da in diesem Modell ein isotropes Material angenommen wurde, wird diese Verteilung der Blauverschiebungen der Richtungsabhängigkeit der angelegten Verspannung des PMN-PT-Substrats zugeschrieben. Zieht man anisotrope Eigenschaften des GaAs hinzu im Form einer beliebigen Ausrichtung der kristallographischen Achsen in Bezug auf das Substrat, so würden die Inhomogenitäten des beobachteten Profils weiter reduziert werden.

In Abb. 6.11 (b) ist ΔE_g in der QP-Ebene parallel und um 45° zur Verspan-

nungsachse gedreht (gepunktete Linie, [100]- und [110]-Richtung Abb 6.10 (a)) geplottet. Aus den Simulationen findet man (nicht abgebildet), daß die Verspannung an der Oberseite des Rings um 25% reduziert ist zu dem Wert an der Unterseite der SiO_x -Schicht, was hauptsächlich der niedrigen Steifigkeit der Lackschicht, auch bei tiefen Temperaturen, zugeschrieben wird [139]. Daraus kann man schließen, daß große durch den Piezo verursachte Verspannungen durch Verwendung einer entweder dünneren Lackschicht oder eines steiferen Materials effektiver transportiert werden könnten. Das Resultat wären eine weitere Erhöhung der Energieverschiebung.

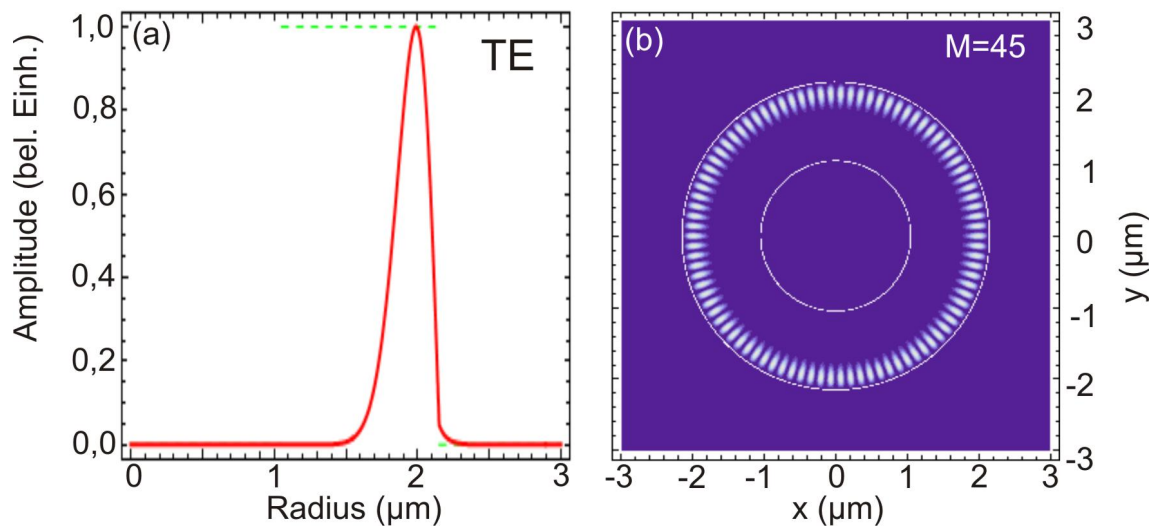


Abbildung 6.12.: In (a) ist für eine TE-Mode mit die Amplitude entlang des Radius geplottet. In (b) ist die Feldverteilung für $M=45$ dargestellt.

Um die Verschiebung der Resonanzmoden zu untersuchen, wurden analytische Rechnungen der WGMs durchgeführt. Für den vertikalen Einschluß wurde die Theorie des effektiven Brechungsindex angewendet (s. auch 2.7). Er wird berechnet, indem die Transfermatrixmethode verwendet wird unter Einbeziehung realer Schichtdicken als Eingangswerte. Für den Brechungsindex von GaAs wurde eine normale Dispersion angenommen [128]. Die WGMs wurden berechnet durch Anpassen der Feldprofile (magnetisches Feld für TE und elektrisches Feld für TM) an den inneren und äußeren Ringoberflächen (s. Abb. 6.12). Wird eine Druckspannung angelegt, so werden die Modenverschiebungen zunächst unter Beachtung der Geometrieänderung berechnet. Für eine Verspannung von 0,1 % nimmt der Ringradius um etwa 1 nm ab, die kreisrunde Form bleibt dabei erhalten. Die Modenenergie zeigt eine Blauverschiebung von 0,5 meV. Dies ist weniger als experimentell beobachtet (s. Abb. 6.9). Doch unter Einbeziehung des photoelastischen Effekts [138] wird die Blauverschiebung um 0,3 meV erhöht. Daraus schließt man, daß die Verschiebung der optischen Moden sowohl aus der Änderung der Geometrie (also durch Verspannung) als auch aus der Änderung des Brechungsindex, verursacht durch den photoelastischen Effekt, resultiert.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Diese Arbeit behandelt die Herstellung und Charakterisierung von planaren Metall-Halbleiter-Übergittern, bestehend aus einer Abfolge von ultradünnen InGaAs/GaAs/Cr-Schichten. Weiterhin wird die Änderung der Emissionsenergie in Abhängigkeit einer äußeren Verspannung von Mikroringresonatormoden sowie die darin enthaltenen selbstorganisiert gewachsenen InAs-QPe untersucht.

Die Herstellung der planaren MeSSLs wird durch Aufrollen einer Schichtfolge von epitaktisch gewachsenen InGaAs/GaAs und einer thermisch aufgedampften Cr realisiert und wurde in Kapitel 5.1 veranschaulicht. Die Verspannung in der Bilschicht resultierte in der Formierung eines Röllchen, das abhängig von der Ätzzeit bis zu 17 Umdrehung ausführte. Durch Zusammendrücken dieses radialen Übergitters entstand eine Abfolge InGaAs/GaAs/Cr, die durch eine sog. Spiegelebene separiert war. Diese Spiegelebene besteht aus Cr und entstand durch das Zusammendrücken der beiden im Röllchen diametral gegenüberliegenden Metallschichten. In Abschnitt 5.2.1 wurde gezeigt, wie man mittels FIB aus diesem MeSSL eine 200nm dünne Lamelle herauspräpariert. Dabei wurde durch Ausmessen der Schichtdicken die Existenz zweier Schichten nachgewiesen, die nicht dem Halbleiter oder dem Metall entsprach. Eine Elementanalyse mit EDX, wie in 5.2.2 dargestellt, bestätigte das Vorhandensein von Sauerstoff an den zwei Grenzflächen zwischen Metall und Halbleiter. Daraus wurde geschlossen, daß es sich um die jeweiligen Oxide handelte. Reflektivitätsmessungen unter flachem Winkel mit hochenergetischer Synchrotronstrahlung werden in 5.2.3 diskutiert. Es konnten in den Reflektivitätsmessungen Signalanteile nachgewiesen werden, die dem Multilagensystem des MeSSLs zugeschrieben werden konnten. Dies fiel jedoch nicht so eindeutig aus wie erwartet. Zum einen wurden unter diesem enorm flachen Winkel, und dem entsprechend langen Ausleuchtwinkel des Röntgenstrahls, nicht nur an dem im Vergleich zum Strahl klein bemessenen MeSSL reflektiert, sondern auch von Verunreinigungen auf der Probe und von den Bereichen neben dem MeSSL. Die Phasenköhärenz wurde auch dadurch stark reduziert, daß sich Oxide gebildet haben, oder noch wahrscheinlicher, durch die Beleuchtung von Falten und Hohlräumen, die durch das Pressen verursacht wurden, was sich auch in den TEM-Aufnahmen nachwies ließ.

Mikroringresonatoren sind eine konsequente Fortführung des Konzepts der Mikroscheiben. Emitter, in diesem Fall QPe, die sich in der Mitte der Scheibe befinden

und demnach weit weg von den am Rand der Scheibe lokalisierten Resonatormoden, erzeugen in PL-Messungen ungünstige Hintergrundsignale. Durch Entfernen der Scheibenmitte, also der Herstellung von Ringen, hat man sich dieses Problems entledigt. Die Ringe wurden durch komplettes Entfernen der Opferschicht gelöst und auf einem Saphir geklebt. Als Haftschicht kam konventioneller PMMA-Lack zum Einsatz (s. 4.3). AFM-Messungen zeigten, daß der Ring nicht im Lack versinkt, sondern auf der Oberfläche bleibt. Anhand von temperaturabhängigen PL-Messungen wurde die Emissionsenergie der im Mikroring befindlichen QPe durch die Abnahme von $E_g = E_g(T)$ um etwa 2,4 meV rotverschoben, während die Resonatormoden nur um etwa 0,6 meV zu kleineren Energien schoben, da die Änderung des effektiven Brechungsindex n_{eff} nur sehr gering ist (s. 6.1). Der Nachteil dieser Methode ist die Zunahme von Elektronen-Phononen-Wechselwirkung mit zunehmender Temperatur sowie eine wachsende Emission von Ladungsträgern in die Barriere aus dem QP heraus. Unter Verwendung von Gaskondensation besteht die Möglichkeit, die Modenenergie durch die Zunahme des Volumens und eine damit einhergehende Veränderung von n_{eff} blauzuverschieben, die Energie der QPe bleibt hierbei unberührt, was am Ende von 6.1 demonstriert wird.

Wünschenswert war also eine Technik, mit der eine große Verschiebung in beide spektrale Bereiche ohne Verbreiterung der Emissionslinien möglich ist. Zu diesem Zweck wurden die Ringe auf einem piezoelektrischen Kristall, bestehend aus $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$, kurz PMN-PT, transferiert. Dies ist Bestandteil des Abschnitts 6.2. Vermittels Anlegen einer Spannung wird dieser Kristall abhängig vom Vorzeichen der Spannung verformt. Dadurch ließ sich die Energie der QPe als auch der Resonatormoden in spannungsabhängigen Messungen ändern. Während die QP-Energie durch Änderung der Bandlückenenergie zustande kam, ändert sich sowohl die Energie der Mode aufgrund der Änderung von n_{eff} als auch durch den photoelastischen Effekt. Es konnte über einen Spannungsbereich von -1,1 bis +1,1 kV eine maximale Verschiebung der QP-Energie von fast 4meV nachgewiesen werden, die Modenenergie änderte sich dabei um etwa die Hälfte. Eine Zunahme und zudem eine gleichmäßigere Verschiebung wird durch eine vollständige Einbettung der Ringe in PMMA erwirkt. Während sie für Ringe auf dem Lack liegend $(1,29 \pm 0,22)$ meV betrug, konnte man eine Zunahme auf $(2,19 \pm 0,13)$ meV mit einer geringeren Streuung beobachten.

Oft konnte eine Drift in den Messungen beobachten werden, d.h. die Verspannung wurde zeitlich verzögert an den Ring übertragen, da dieser durch die Lackschicht und einer $1\mu\text{m}$ dicken SiO_x Schicht vom Piezo separiert war. Die Drift ließ sich in einem Mehrfachdurchlauf (2,5 Durchläufe von 0 bis 1 kV) zu $130 \mu\text{eV}$ bestimmen. Zudem konnte mit orts aufgelöster PL-Spektroskopie gezeigt werden, daß die Verspannung innerhalb des Rings nicht gleichmäßig ist. Dadurch werden QP-Energien an unterschiedlichen Orten im Ring unterschiedlich geändert. Eine Verkipfung des Rings konnte jedoch ausgeschlossen werden.

In Simulation anhand von Finite-Elemente-Analyse konnten die experimentellen Beobachtungen erklärt werden. Es wurde gezeigt, daß die Verspannung durch die Einbettung in Lack um einen Faktor von 2,2 erhöht war gegenüber den Fall des auf dem Lack liegenden Rings. Das Verspannungsprofil im Querschnitt unterschied sich deutlich für die beiden Fälle und wies auch leichte Unterschiede für verschiedene Kristallrichtungen auf. Weiterhin ließ sich nachweisen, daß kleinere Ringe eine größere Steifigkeit zeigen, die Energieverschiebung in der QP-Ebene war in beiden untersuchten Kristallorientierungen um 0,3 meV kleiner.

Auch die Verschiebung der Modenenergie wurde durch Simulationen (s. 6.2.5) untersucht und ergab einen 0,5 meV kleineren Wert als im Experiment. Hier wurde nur die Verkleinerung des Ringdurchmessers um 1 nm berücksichtigt. Unter Einbeziehung des photoelastischen Effekts erhöht sich dieser Wert um 0,3 meV. Hiermit wurde bestätigt, daß beide Effekte verantwortlich für die Energieverschiebung sind.

Ausblick

Die in dieser Arbeit charakterisierten MeSSLs sind die Basis für eine Vielzahl von Anwendungen. Am naheliegendsten wären folgende Prozessschritte: Zunächst wäre es notwendig, die MeSSL mit Hilfe von Photolithographie auf seinem Substrat anzuordnen. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit, ein besseres Aufrollverhalten zu erwirken, da die Startkanten sauberer definiert sind. Bei manch einer Materialkombination, insbesondere solche mit Au, würde man möglicherweise das Aufrollverhalten enorm verbessern. Versuche, in denen einen Kombination aus Titan und Gold verwendet wurde, waren vielversprechend. Die Größe sollte maximiert werden, um eine möglichst große Fläche zur Verfügung zu haben. Mittels FIB wäre es möglich, aus diesem MeSSL kleine Flächen herauszupräparieren und elektrisch zu kontaktieren. In dieser Konfiguration wären Transportuntersuchungen durch das Übergitter, also in vertikaler Richtung möglich. Abhängig von der Zusammensetzung (Metallart, Schichtdicke) können sich bis dato unbekannte Phänomene einstellen, da die Bandstruktur eines solchen MeSSLs theoretisch noch nicht untersucht wurde. Besondere Effekte sind darüberhinaus unter Verwendung ferroelektrischer oder supraleitender Metalle zu erwarten. Auch thermoelektrische Eigenschaften ließen sich so studieren. Die Schichtdicken und die verwendete Materialkomposition sollten zu unterschiedlichen Güten führen.

Bezüglich der MRR läßt sich folgender Ausblick stellen: Die Optimierung der Ringdimensionen und der QP-Dichte sowie die spektrale Lage der Emissionsenergie sollten eine Beobachtung der starken Kopplung begünstigen und herbeiführen. Somit würde man die Stärke dieser Verschiebungsmethode unterstreichen. Ziel kann es dann sein, mit Hilfe von Photokorrelationsmessungen den Nachweis einer Einzelphotonenquelle zu bringen.

Um den Einfluß von Verspannung auf die elektronische Struktur von QPen zu studieren, ist es hilfreich, ultradünne Membrane mit eingebetteten QPen zu fabricieren. Die Möglichkeit, diese auf einem Piezo zu plazieren, stellt eine völlig neue Plattform für diese Art von Messungen dar. Verringert man die QP-Dichte derart, daß einzelne QP spektroskopiert werden können, so ist es möglich, den Einfluß der Verspannung auf Exzitonen, Biexzitonen etc. zu studieren [140].

8. Summary

The word "nano" is nowadays widely spread. For the general public "nano" is a representative for progress, modernity and for the achievement of the current research and development. Obviously, it has triggered an avalanche comparable to that at the beginning of the era of the microtechnology at the end of the 1960's. The word "nano" is used as mean of promotion to force the consumer to buy e.g. nanoparticle containing consumable. But in the same way as the enthusiasm about an apparent new age came up it initiated discussions about the hazard of nanotechnology for men and nature often stoked by the might of mass media.

But mostly it is not clear, what the meaning is of "nano" and "nanotechnology". At first "nano" means of course the 1 billionth part of something (10^{-9}), like nanometer, nanogram or nanoliter. "Nanotechnology" means the construction and application of nanostructures for the fabrication of devices for the commercial sales. Nanostructures in the broadest sense are those which have dimensions of less than 100nm in one direction and in another direction of less than $1 \mu m$ [1]. For technical application they need to be coupled to systems which can be handled with more simple microscopy facilities, e.g. a microsystem [1]. An electrical contact for example needs a contact pad with typical extension of $100 \mu m^2$.

Moreover one can choose between two approaches. The "classical" way, since it is the more intuitive way, is the so-called *top-down*-approach. It means to start e.g. with a macroscopic substrate and to structure it by means of suitable lithography and etching techniques to obtain the desired nanoscaled objective. The other approach is the in chemistry well-known *bottom-up*-approach. Here, one benefits that atoms and molecules can form nanostructures by self-assembly or other manners. One commonly used principle is the self-assembled growth of quantum dots (QD). A wide range of applications were shown by the forming of nano- and microrolls [2]. Both have in common that atoms are deposited epitaxially on a base which contains an atomic grid with a slightly different atomic spacing. While QDs are already formed during the growth, the formation of nano- and microrolls needs to be processed post-growth by releasing the strain by selective wet-etching of a sacrificial layer.

Starting with epitaxially grown heterostructure a counterless number of devices, used in optics, electronics, optoelectronics, thermoelectrics, has been created and characterized. Radial superlattices made of nano- and microrolls consisting of diverse material combinations has already been shown [2]. Planar superlattices has been proposed in the 1930's. But it was in 1970's that Esaki *et al.* have demonstrated the potential of semiconductor superlattices [4]. Very soon they were realized from

many combinations, mainly of semiconductors, due to the technological progress in semiconductor research.

In this present thesis a concept is presented which is used to form an almost perfect sequence of ultrathin semiconductor- and metal-layers. Therefore a detour is made by fabricating a radial superlattices with a subsequent conversion to a planar superlattice by applying a high pressure [5].

The fabrication and the manifold use of QDs in particular based on direct semiconductors was shown as well in many publications. QDs are considered as artificial atoms due to their inherent electronic structure similar to an atom with its electronic substructure. Thus electrons can be excited into the conducting band and re-emit a photon after relaxation down to the steady state of the QD. This emission is irreversible, but by putting the selfsame into a cavity, e.g. a microring cavity, it can become reversible. Microring cavities belong to the emerging field of the quantum electrodynamics (cQED). It treats the interaction of emitters placed in cavity. Such a system can comprise of atoms trapped in a cavity made of high reflecting spherical walls. If the energies of the emitted light and the fundamental optical mode of the resonator coincide an interaction among each other can be obtained. This lead to an enhancement or an inhibition of the light emission. A very important implementation of such light emitters would be a single photon source applicable for e.g. quantum cryptography.

This work is ordered in the following way. After the introduction the chapter 2 supports all relevant basics for the further understanding. The methods used for preparation and investigation are presented in chapter 3. The preparation of MeSSLs and Mikroringresonator (MRR)s are illustrated in chapter 4.

Chapter 5 shows the results of the experiments of MeSSL's. MeSSLs are obtained by epitaxially growing a layer sequence of InGaAs or a bilayer of InGaAs/GaAs on top of a sacrificial layer of AlAs [141]. Since the atomic spacing of AlAs is slightly larger than the top layer a strain is introduced into it. A thermally evaporated metal is deposited on top in order to roll it up to a radial superlattice [2] by wet-chemically etching of the sacrificial layer with diluted HF. Different layer thicknesses are used as shown in 5.1. Just a certain combination leads to the successful rolling-up due to suitable strain configuration among the layer sequence. Instead of rolling-up one observes as well wrinkling which is most pronounced for combinations with Au [119]. After having successfully rolled-up the layer stack the planar superlattice is obtained by pressing it with a pressure of 20 bar at 200°C to bind opposing tube walls permanently bringing out a metal-semiconductor-superlattice (MeSSL), consisting of a 35-fold sequence of Chromium and InGaAs/GaAs. In order to take a deeper look into the structural characteristics, a thin (200 nm) lamella is prepared out of the MeSSL with FIB and is analysed with TEM. It reveals the existence of thin non-crystalline layers between the metal and the semiconductor layers. A chemical analysis with EDX, as presented in 5.2.2, along a line perpendicular to the layers gives evidence that those layers are oxidized Cr and GaAs formed during the

exposure to air during processing and even thickened during pressing. The last part of chapter 5 discusses the results obtained by probing the MeSSL with a microfocused X-ray beam used at the european synchrotron radiation facility (ERSF). The beam is aligned under a shallow angle parallel to the MeSSL in order to measure the phase coherence of the layer system in reflectivity mode. A line scan over the MeSSL with dimensions of $1,75 \times 90 \mu\text{m}^2$ starting from the etched GaAs-substrate in direction of the unetched single multilayer stack was performed and shows features assigned to the multilayer stack. They are not as pronounced as expected, the reasons were the illumination of voids and faults created during converting the radial into a planar superlattice as well as a slight missaligned beam. The large footprint of the beam, due to the shallow incident angle, illuminated parts beside the MeSSL, e.g. dust and parts of the etched and unetched area. As reference the unetched part of the sample was measured, the oscillating curve was fitted by using the Parrat formalism. From that a determination of the layer composition in terms of thicknesses was possible and was in good agreement with the values obtained TEM and EDX analysis as shown in table 5.2.3.

For future work it would be helpful to align the MeSSL by means of lithography on the substrate and to optimize the material composition in order to support the roll-up process. More on the size should be increased for better handling, e.g. to fabricate electrical contacts. By doing so, one could study the transport through the layer stack. Since the knowledge about such a band structure is quite poor one could learn more about the physical behaviour. Moreover thermoelectric characteristics with the aim of increasing the thermal figure of merit are feasible.

The investigations of microring resonators are the purpose of chapter 6. In the first part microrings placed on a sapphire are presented. In temperature dependent μ -photoluminescence measurements (μ -PL) the rings with dimensions of outer (inner) diameter of 4.3 (1.7) μm show modes with quality factors up to 15.000, as well as QD-lines crossing the mode lines. The shift of the emission energy of QDs is larger than that of the resonator modes due to the energy band gap shrink while modes shift slightly due to the change of the effective refractive index n_{eff} . The linewidth measured at full width of half maximum (FWHM) is increased from 80 to 96 μeV and is ascribed to soaring electron-phonon interaction. Those two mechanisms limit the potential of this tuning method. Gas condensation, as shown in one exemplary measurement, maintains the line characteristics by shifting the mode emission energy due to the increase in cavity volume and therefore an increase in n_{eff} . The drawback of both methods is a certain desired configuration of the spectral position of emission lines.

The second part of this chapter shows the results of the measurements obtained by using a piezoelectric crystal in order to strain the microring cavities. The rings are therefore glued with conventional PMMA-resist on the piezo. This produces a shift of emission lines depending on the sign of the applied voltage. It is shown that a shift of up to 2.8meV can be obtained by using a bias of 1kV. In so called voltage

sweeps the shift is reproducible with a slight offset of $130 \mu eV$ after several cycles due to the drift of the piezo crystal. By completely embedding the ring into PMMA the shift is more even and stronger compared to the case of a ring lying on top of a resist layer. Within the ring the strain is uneven and can be used to shift QD lines differently in order to couple them with the support of a cavity mode.

In voltage depending PL-measurements using the full available voltage range of -1.1 to +1.1 kV, a QD shift of up to 4meV and of about 2meV for the mode is observed. By comparing the ratio E_M/E_X of these shifts to those deduced from T-depending measurements one find a lower slope from V-depending experiments. Temperature and strain alters the band gap energy whereas the mode energy is affected by a) the increase of size inducing a change in n_{eff} and b) the optoelastic effect. Simulations by finite-element-analysis explain the experimental results. The simulations showed that the embedding of the ring in the resist increases the QD-shift by a factor of 2.2. The strain profile was distinguishable for both cases as well as for two different crystall directions ([110] compared to $[1\bar{1}0]$ enclosing an angle of 45°). Small rings appear to have a larger stiffness, the shift was smaller by a value of 0.3 meV for both crystall directions. Deviations from experimental observations are ascribed to an undefined orientation of the microrings with respect to the piezo. The shift of the mode energy was simulated as well (s. 6.2.5). By assuming a shrinkage of 1 nm a shift of 0.5 meV was obtained. But by taking into account the photoelastic effect this value is increased by 0.3 meV. In the sum it is 0.8 meV which is closer to the experimental results attesting the existence of two mechanisms being responsible for the shift of the cavity modes.

In order to obtain strong coupling one should optimize the dimensions of the microrings. Similar to existing microcavities such microrings are candidates for single-photon devices. The ability of tuning the emission energies by external strain opens up a platform for many investigations, e.g. the influence of strain on excitons and biexcitons [140].

Literaturverzeichnis

- [1] M. Köhler. *Nanotechnologie*. Wiley-VCH Verlag GmbH, Weinheim, 2001.
- [2] Ch. Deneke, J. Schumann, R. Engelhard, J. Thomas, W. Sigle, U. Zschieschang, H. Klauk, A. Chuvilin, and O.G. Schmidt. Fabrication of radial superlattices based on different hybrid materials. *Physica status solidi c*, 5:2704, 2008.
- [3] I.W. Hamley R.W. Kelsall and M. Geoghegan. *Nanoscale Science and Technology*. John Wiley & Sons, 2005.
- [4] L. Esaki and R. Tsu. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *IBM Journ. of Res. and Dev.*, 14:61, 1970.
- [5] T. Zander, Ch. Deneke, A. Malachias, Ch. Mickel, T. H. Metzger, and O. G. Schmidt. Planar hybrid superlattices by compression of rolled-up nanomembranes. *Appl. Phys. Lett.*, 94(5):053102, 2008.
- [6] C. J. Hood, M. S. Chapman, T.W. Lynn, and H. J. Kimble. Real-time cavity QED with single atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 80(19):4157, 1998.
- [7] G. S. Solomon, M. Pelton, and Y. Yamamoto. Single-mode spontaneous emission from a single quantum dot in a three-dimensional microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 2001(86):3903, 2001.
- [8] E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 58:2059, 1987.
- [9] P. Michler, A. Kiraz, L. Zhang, C. Becher, E. Hu, and A. Imamoglu. Laser emission from quantum dots in microdisk structures. *Appl. Phys. Lett.*, 77(2):184, 2000.
- [10] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. Petroff, L. Zhang, , E. Hu, and A. Imamoglu. A quantum dot single-photon turnstile device. *Science*, 290:2282, 2000.
- [11] J. R. Arthur. Molecular beam epitaxy. *Surf. Sci.*, 500:189–217, 2002.
- [12] M. A. Herman and H. Sitter. *Molecular Beam Epitaxy*. Springer Series in Material Science. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1989.
- [13] S.-Z. Chang, T.-C. Chang, and S.-C. Lee. The growth of highly mismatched $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $0.28 < x < 1$ on GaAs by molecular-beam epitaxy. *J. Appl. Phys.*, 73(10):4916, 1993.

- [14] S. Mendach, O. Schumacher, H. Welsch, Ch. Heyn, W. Hansen, and M. Holz. Light emission and wave guiding of quantum dots in a tube. *Appl. Phys. Lett.*, 88:111120, 2006.
- [15] T. Kipp, H. Welsch, Ch. Strelow, CH. Heyn, and D. Heitmann. Optical modes in semiconductor microtube ring resonators. *Phys. Rev. Lett.*, 96:077403, 2006.
- [16] R. Songmuang, A. Rastelli, S. Mendach, Ch. Deneke, and O.G. Schmidt. From rolled-up Si microtubes to SiOx/Si optical ring resonators. *Microelec. Eng.*, 84:1427, 2007.
- [17] S. Mendach, O. Schumacher, H. Welsch, Ch. Heyn, and W. Hansen. Evenly curved two-dimensional electron systems in rolled-up hall bars. *Appl. Phys. Lett.*, 88:212113, 2006.
- [18] O. G. Schmidt, Ch. Deneke, S. Kiravitaya, R. Songmuang, H. Heidemeyer, Y. Nakamura, R. Zapf-Gottwick, C. Müller, and N. Y. Jin-Phillipp. Self-assembled nanoholes, lateral quantum-dot molecules, and rolled-up nanotubes. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 8:1025, 2002.
- [19] Ch. Deneke and O. G. Schmidt. Lithographic positioning, areal density increase and fluid transport in rolled-up nanotubes. *Physica E*, 23:269, 2004.
- [20] Ch. Deneke and O. G. Schmidt. Real-time formation, accurate positioning and fluid filling of single rolled-up nanotubes. *Appl. Phys. Lett.*, 85:2914, 2004.
- [21] Ch. Deneke, U. Zschieschang, H. Klauk, and O. G. Schmidt. In-GaAs/GaAs/alkanethiolate radial superlattice. *Appl. Phys. Lett.*, 89:263110, December 2006.
- [22] F. Cavallo, W. Sigle, and O. G. Schmidt. Controlled fabrication of Cr/Si and Cr/SiGe tubes tethered to insulator substrates. *J. Appl. Phys.*, 103:116103, 2008.
- [23] Ch. Deneke, W. Sigle, U. Eigenthaler, P. A. van Aken, G. Schütz, and O.G. Schmidt. Interfaces in semiconductor/metal radial superlattices. *Appl. Phys. Lett.*, 90:263107, June 2007.
- [24] O. Schumacher, S. Mendach, H. Welsch, A. Schramm, Ch. Heyn, and W. Hansen. Lithographically defined metal-semiconductor-hybrid nanoscrolls. *Appl. Phys. Lett.*, 86:143109, 2005.
- [25] V. Ya. Prinz, V. A. Seleznev, A. K. Gutakovsky, A. V. Chehovskiy, V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato, and T. A. Gavrilova. Free-standing and overgrown InGaAs/GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays. *Physica E*, 6:828, 2000.
- [26] O. G. Schmidt, Ch. Deneke, and Y. Manz. Origami on the micro- and nano-meter scale. In *Extended abstracts of the ICCE8*, Teneriffa, 5-11. Aug. 2001.
- [27] Ch. Deneke. *Aufgerollte Nanoröhren auf III-V Halbleiterbasis:Herstellung*,

- strukturelle Charakterisierung und mögliche Anwendungen.* PhD thesis, Universität Stuttgart, Stuttgart, Juli 2005.
- [28] Y. C. Tsui and T. W. Clyne. An analytical model for predicting residual stresses in progressively deposited coatings. part 1: Planar geometry. *Thin Solid Films*, 306:23, 1997.
- [29] P. O. Vaccaro, K. Kubota, and T. Aida. Strain-driven self-positioning of micromachined structures. *Appl. Phys. Lett.*, 78:2852, 2001.
- [30] C. Deneke, C. Müller, N. Y. Jin-Phillipp, and O. G. Schmidt. Diameter scalability of rolled-up In(Ga)As/GaAs nanotubes. *Semicond. Sci. Technol.*, 17:1278, 2002.
- [31] H. Ibach and H. Lüth. *Festkörperphysik*. Springer, 2002.
- [32] A. E. Blakeslee and C. F. Aliotta. Man-made superlattice crystals. *IBM Journal of Research and Development*, 14:686–688, 1970.
- [33] A. Y. Cho. Growth of periodic structures by the molecular-beam method. *Appl. Phys. Lett.*, 19:467, 1971.
- [34] P. W. Atkins. *Physikalische Chemie*. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, Basel, 2., korrigierter Nachdruck, der 1. edition, 1990.
- [35] G. H. Döhler. The potential of n-i-p-i doping superlattices for novel semiconductor devices. *Superlatt. and Microstruc.*, 1(2):279, 1985.
- [36] B. Deveaud, J. Shah, T. C. Damen, B. Lambert, A. Chomette, and A. Regreny. Optical studies of perpendicular transport in semiconductor superlattices. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24:1641, 1988.
- [37] A. Wacker. Semiconductor superlattices: A model system for nonlinear transport. *Physics Reports*, 357:1–111, 2002.
- [38] T. Zheng and Z. Li. The present status of Si- SiO₂ superlattice research into optoelectronic applications. *Superlattices and Microstructures*, 37:227, 2005.
- [39] M. P. Hanson, D. C. Driscoll, C. Kadow, and A. C. Gossard. Metal/semiconductor superlattices containing semimetallic ErSb nanoparticles in GaSb. *Appl. Phys. Lett.*, 84(2):221, 2004.
- [40] T. C. Chong, L. P. Shi, X. P. Wei, R. Zhao, H. K. Lee, P. Yang, and A. Y. Du. Crystalline amorphous semiconductor superlattice. *Phys. Rev. Lett.*, 100:136101, April 2008.
- [41] K. Shiraishi and H. Kamimura. Electronic structure of metal-semiconductor superlattice. *Journal of the Physical Society of Japan*, 55(5):1716–1727, 1986.
- [42] T. Kingetsu and M. Yamamoto. Growth of short-period epitaxial superlattices for x-ray multilayer. *Surface Science Reports*, 45:79, 2002.
- [43] S.-N. Zhu, Y.-Y. Zhu, Y.-Q. Lu, and N.-B. Ming. Ferroelectric superlattice:

- Materials and applications. *Phase Transitions*, 72(4):239, November 2000.
- [44] R. Dingle, W. Wiegmann, and C. H. Henry. Quantum states of confined carriers in very thin $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 33:827–830, 1974.
- [45] R. Dingle. *Confined carrier quantum states in ultrathin semiconductor heterostructures*, volume XV of *Festkörperprobleme*. Pergamon-Vieweg, 1974.
- [46] P. Manuel, G. A. Sai-Halasz, L. L. Chang, Chin-An Chang, and L. Esaki. Resonant raman scattering in a semiconductor superlattice. *Phys. Rev. Lett.*, 37(25):1701–1704, Dec 1976.
- [47] F. Flores and C. Tejedor. On the formation of semiconductor interfaces. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 20(2):145–175, 1987.
- [48] F. Flores and R. Miranda. Tuning schottky barriers by atomic layer control at metal-semiconductor interfaces. *Adv. Materials*, 6(7-8):540–548, 1987.
- [49] E. H. Roderick. *Metal-Semiconductor contacts*. Clarendon Press, 1978.
- [50] D. Vashaee and A. Shakouri. Electronic and thermoelectric transport in semiconductor and metallic superlattices. *Journal of Applied Physics*, 95(3):1233–1245, 2004.
- [51] D. Vashaee et al. Improved thermoelectric power factor in metal-based superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 92(10):106103, March 2004.
- [52] V. Rawat, Y. K. Koh, D. G. Cahill, and T.D. Sands. Thermal conductivity of (Zr,W)N/ScN metal/semiconductor multilayers and superlattices. *Journal of Applied Physics*, 105(2):024909, 2009.
- [53] M. Zebarjadi, Z. Bian, R. Singh, A. Shakouri, R. Wortman, V. Rawat, and T. Sands. Thermoelectric transport in a ZrN/ScN superlattice. *J. Elec. Mat.*, 38(7):960–963, 2009.
- [54] Angelo Malachias de Souza. *X-ray Study of Strain, Composition, Elastic energy and Atomic ordering in Ge islands on Si(001)*. PhD thesis, UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS, 2005.
- [55] J. Als-Nielsen and D. McMorrow. *Elements of Modern X-ray Physics*. John Wiley & Sons, Ltd., 2001.
- [56] Ch. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. R. Oldenbourg Verlag, 1999.
- [57] B.L. Henke, E.M. Gullikson, and J.C. Davis. *X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E=50-30000$ eV, $Z=1-92$* , volume 54 of *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. July 1993.
- [58] E. Gullikson. X-ray interactions with matter. <http://henke.lbl.gov>, 2008.
- [59] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Gruyter, 2002.
- [60] L. G. Parratt. Studies of solids by total reflection of x-rays. *Phys. Rev. B*,

- 85:359, 1954.
- [61] J. Daillant and A. Gibaud. *X-Ray and Neutron Reflectivity: Principles and Applications*. Springer, 1999.
- [62] M. Fox. *Quantum optics*. Oxford master series in condensed matter physics. Oxford University press, New York, 2001.
- [63] M. Fox. *Optical Properties of Solids*. Oxford master series in condensed matter physics. Oxford University Press, New York, 2001.
- [64] P. Yeh. *Optical Waves in Layered Media*. Wiley series in pure and applied optics. John Wiley & Sons, 1988.
- [65] Y. Wang, J. Zou, Z. M. Zhao, Z. Hao, and K. L Wang. High quality InAs quantum dots grown on patterned Si with a GaAs buffer layer. *Nanotechnology*, 20(30):305301, July 2009.
- [66] S. Schulz. *Kapazitäts- und Kapazitätstransientenspektroskopie von selbstorganisiert gewachsenen InAs-Quantenpunkten*. PhD thesis, Universität Hamburg, 2005.
- [67] V. Fock. Bemerkungen zur Quantelung des harmonischen Oszillators im Magnetfeld. *Z. Phys.*, 47, 1928.
- [68] P. S. Theocaris and E. E. Gdoutos. *Matrix Theory of Photoelasticity*, volume 11 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, 1979.
- [69] V. S. Ilchenko, P. S. Volikov, V. L. Velichansky, F. Treussart, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond, and S. Haroche. Strain-tunable high-q optical microsphere resonator. *Opt. Comm.*, 145:86, 1998.
- [70] Z. M. Fang, K. Y. Ma, D. H. Jaw, R. M. Cohen, and G. B. Stringfellow. Photoluminescence of InSb, InAs, and InAsSb grown by organometallic vapor phase epitaxy. *J. Appl. Phys.*, 67(11):7034–7039, 1990.
- [71] Y. P. Varshni. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, 34:149, 1967.
- [72] N. Cherroret, A. Chakravarty, and A. Kar. Temperature-dependent refractive index of semiconductors. *J. of Mat. Sci.*, 43(6):1795, 2009.
- [73] C-Tanguy. Temperature dependence of the refractive index of direct band gap semiconductors near the absorption threshold: Application to GaAs. *J. Appl. Phys.*, 80(8):4626, 1996.
- [74] S. Nomura and K. Uchino. Electrostrictive effect in $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ -type materials. *Ferroelectrics*, 41(1):117–132, 1997.
- [75] C. Thiele, K. Dörr, O. Bilani, J. Rödel, and L. Schultz. Influence of strain on the magnetization and magnetoelectric effect in $\text{La}_{0.7}\text{A}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{PMN-PT}$ (001) (A=Sr,Ca). *Phys. Rev. B*, 75:054408, 2007.

- [76] A. Högele K. Karrai R. J. Warburton A. Badolato S. Seidl, M. Kroner and P. M. Petroff. Effect of uniaxial stress on excitons in a self-assembled quantum dot. *Appl. Phys. Lett.*, 88:203113, 2006.
- [77] S. E. Park and T. R. ShROUT. Ultrahigh strain and piezoelectric behavior in relaxor based ferroelectric single crystals. *J. Appl. Phys.*, 82(4):1804, August 1997.
- [78] D. Bimberg, M. Grundmann, and N. N. Ledentsov. *Quantum Dot heterostructures*. John Wiley & Sons, 1999.
- [79] Kerry J. Vahala. Optical microcavities. *Nature*, 424:839, 2003.
- [80] J. P. Reid. Whispering gallery modes, 2008.
- [81] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton, and R. A. Logan. Whispering-gallery mode microdisk lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 60:289, 1992.
- [82] U. Mohideen, W. S. Hobson, S. J. Pearton, F. Ren, and R. E. Slusher. GaAs/AlGaAs microdisk lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 64(15):1911, 1994.
- [83] B. Gayral, J. M. Gerard, A. Lemaître, C. Dupuis, L. Manin, and J. L. Pelouard. High-Q wet-etched GaAs microdisks containing InAs quantum boxes. *Appl. Phys. Lett.*, 75(13):1908, 1999.
- [84] T. Kipp, K. Petter, Ch. Heyn, D. Heitmann, and C. Schüller. Broadband emission and low absorption in microdisks with AlGaAs quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 984(9):1477, 2004.
- [85] E. Peter, P. Senellart, D. Martrou, J. Gerard J. M. Lemaître, A. Hours, and J. Bloch. Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 95:67401, 2005.
- [86] E. Peter, I. Sagnes, G. Guirleo, S. Varoutsis, J. Bloch, A. Lemaître, and P. Senellart. High-q whispering-gallery modes in GaAs/AlOx microdisks. *Appl. Phys. Lett.*, 86:21103, 2005.
- [87] A. Rastelli, A. Ulhaq, Ch. Deneke, L. Wang, M. Benyoucef, E. Coric, W. Winter, S. Mendach, F. Horton, F. Cavallo, T. Merdzhanova, S. Kiravittaya, and O. G. Schmidt. Fabrication and characterization of microdisk resonators with In(Ga)As/GaAs quantum dots. *Phys. Stat. Sol. (c)*, 3(11):3641, 2006.
- [88] J. Renner, L. Worschech, A. Forchel, S. Mahapatra, and K. Brunner. Whispering gallery modes in high quality ZnSe/ZnMgSSe microdisks with cdse quantum dots studied at room temperature. *Appl. Phys. Lett.*, (89):91105, 2006.
- [89] K. Srinivasan and O. Painter. Linear and nonlinear optical spectroscopy of a strongly coupled microdisk-quantum dot system. *Nature*, 450:862, 2007.
- [90] K. Srinivasan and O. Painter. Mode coupling and cavity-quantum-dot interactions in a fiber microdisk cavity. *Physical Review A*, 75:023814, February

- 2007.
- [91] S. Kiravittaya L. Wang A. Zrenner A. Rastelli, A. Ulhaq and O. G. Schmidt. In situ laser microprocessing of single self-assembled quantum dots and optical microcavities. *Appl. Phys. Lett.*, 90:073120, February 2007.
 - [92] N. C. Frateschi and A. F. J. Levi. The spectrum of microdisk lasers. *J. Appl. Phys.*, 80(2):644, 1996.
 - [93] Wikipedia. <http://www.wikipedia.org>. *Internetdatenbank*, Stand Juni 2009.
 - [94] L. Reimer and G. Pfefferkorn. *Rasterelektronenmikroskopie*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1973.
 - [95] L. Reimer. *Transmission Electron Microscopy*, volume 36 of *Springer series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1989.
 - [96] G. Thomas and M. J. Goringe. *Transmission electron microscopy of materials*. John Wiley & Sons, 1979.
 - [97] D. B. Williams, J. I. Goldstein, and D. E. Newbury. *X-Ray Spectrometry in Electron Beam Instruments*. Plenum Press, 1995.
 - [98] ESRF. <http://www.esrf.eu/usersandscience/experiments/surfacescience/id01/equipment.html/optics.html>. *Interseite des ESRF*, Stand: November 2008.
 - [99] P. Finnie and Y. Homma. Epitaxy: the motion picture. *Surf. Sci.*, 500:437–457, 2002.
 - [100] W. N. Unertl, editor. *Handbook of Surface Structures – Physical structure*, volume 1. Elsevier Science, Amsterdam, 1996.
 - [101] K. Reginski, J. Muszalski, V. V. Preobrazhenskii, and D. I. Lubyshev. Static phase diagrams of the reconstruction for MBE-grown GaAs (001) and AlAs (001) surface. *Thin Solid Films*, 267:54, 1995.
 - [102] S. Y. Chou, P. R. Krauss, Z. Wei, G. Lingjie, and Z. Lei. Sub-10 nm imprint lithography and applications. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 15:2897, 1997.
 - [103] M. Beck et al. Improving stamps for 10 nm level wafer scale nanoimprint lithography. *Microelec. Eng.*, 61:441, 2002.
 - [104] Korth Kristalle GmbH. Eigenschaften von saphir. <http://www.korth.de/calcul/al2o3.htm>, 2009.
 - [105] S. Adachi and K. Oe. Chemical etching characteristics of (001) GaAs. *J. Electrochem. Soc.*, 130(12):2427–2435, 1983.
 - [106] D. V. Lang, A. M. Sergent, M. B. Panish, and H. Temkin. Direct observation of effective mass filtering in InGaAs/InP superlattices. *Appl. Phys. Lett.*, 49(13):812, 1986.
 - [107] F. Capasso, K. Mohammed, A. Y. Cho, R. Hull, and A. L. Hutchinson. New

- quantum photoconductivity and large photocurrent gain by effective-mass filtering in a forward-biased superlattice $p - n$ junction. *Phys. Rev. Lett.*, 55(10):1152–1155, Sep 1985.
- [108] A. Chomette, B. Deveaud, J. Y. Emery, A. Regreny, and B. Lambert. Vertical transport in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs superlattices observed by photoluminescence. *Solid State Comm.*, 54(1):75, April 1985.
- [109] B. Lambert, R. Romestain, P. Edel, A. Chomette, A. Regreny, and B. Deveaud. Vertical transport in GaAs/AlGaAs superlattices: Photoluminescence and decay time measurements. In *Proc. 15th Int. Conf. GaAs, Related Compounds*, volume 74 of *Inst. Phys. Conf. Ser.*, page 357, 1984.
- [110] R. T. Tung. Recent advances in schottky barrier concepts. *Mater. Sci. Eng. R: Rep.*, 35(1-3):1, 2001.
- [111] M. C. Qian, C. Y. Fong, W. E. Pickett, J. E. Pask, L. H. Yang, and S. Dag. Spin-polarized ballistic transport in a thin superlattice of zinc blende half-metallic compounds. *Phys. Rev. B*, 71(1):12414, 2005.
- [112] G. A. Prinz. Magnetoelectronics. *Science*, 282:1660, 1998.
- [113] S. C. Jain, M. Willander, and H. Maes. Stresses and strains in epilayers, stripes and quantum structures of III-V compound semiconductors. *Semicond. Sci. Technol.*, 11:641, 1996.
- [114] R. I. Cottam and G. A. Saunders. The elastic constants of GaAs from 2 K to 320K. *J. Phys. C Solid State*, 6:2105, 1973.
- [115] P. Enghag. *Encyclopedia of Elements*. Wiley VCH, 2004.
- [116] K.-H. Goetz, H. Juergensen, J. Selders, D. Bimberg, A. V. Solomonov, G. F. Glinskii, and M. Razeghi. Optical and crystallographic properties and impurity incorporation of Ga(x)In(1-x)As (with x between 0.44 and 0.49) grown by liquid phase epitaxy, vapor phase epitaxy, and metal organic chemical vapor deposition. *Journal of Applied Physics*, 54:4543–4552, August 1983.
- [117] Y. A. Goldberg and N.M. Schmidt. *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, volume 2. World Scientific, 1999.
- [118] C. Deneke, C. Müller, and O. G. Schmidt. Rolled-up In(Ga)As/GaAs nanotubes: Diameter as a function of structural properties. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 728:S6.2.1, 2002.
- [119] Y.F. Mei, D. J. Thurmer, F. Cavallo, S. Kiravittaya, and O. G. Schmidt. Semiconductor submicro./nanochannel networks by deterministic layer wrinkling. *Adv. Mat.*, 19:2124, 2007.
- [120] A. Nelson. Co-refinement of multiple contrast neutron / x-ray reflectivity data using MOTOFIT. *J. Appl. Cryst.*, 39:273–276, 2006.
- [121] J. Renner, L. Worschech, A. Forchel, S. Mahapatra, and K. Brunner. Glass

- supported ZnSe microring strongly coupled to a single CdSe quantum dot. *Appl. Phys. Lett.*, 93(15):151109, 2008.
- [122] J. M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin, R. Kuszelewicz, L. Manin, E. Co-stard, and T. Thierry-Mieg, V. and Rivera. Quantum boxes as active probes for photonic microstructures: The pillar microcavity case. *Appl. Phys. Lett.*, 69(4):449, 1998.
- [123] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S. H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel. AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000. *Appl. Phys. Lett.*, (90):251109, 2007.
- [124] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe. Vacuum rabi splitting with a single QD in a photonic crystal nanocavity. *Nature*, 432(11):200, 2004.
- [125] K. Hennessy, A. Badolato, D. Winger, M. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, S. Fält, E. L. H, and A. Imamoglu. Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot–cavity system. *Nature*, 445:896, 2007.
- [126] C. Schneider, T. Heindel, A. Huggenberger, P. Weinmann, C. Kistner, M. Kamp, S. Reitzenstein, S. Höfling, and A. Forchel. Single photon emission from a site-controlled quantum dot-micropillar cavity system. *Appl. Phys. Lett.*, 94(11):111111, 2009.
- [127] M. Bayer and A. Forchel. Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in In_{0.60}Ga_{0.40}As/GaAs self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B*, 65:041308, 2002.
- [128] M. R. Brozel. *Properties of Gallium Arsenide*. EMIS Datareviews series. 1996.
- [129] S. Mosor, J. Hendrickson, B. C. Richards, J. Sweet, G. Khitrova, T. Gibbs, H. M. and Yoshie, A. Scherer, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe. Scanning a photonic crystal slab nanocavity by condensation of xenon. *Appl. Phys. Lett.*, 87:141105, September 2005.
- [130] T. Laucht, F. Hofbauer, N. Hauke, J. Angele, S. Stobbe, M. Kaniber, G. Boehm, P. Lodahl, M.-C. Amann, and J.J. Finley. Electrical control of spontaneous emission and strong coupling for a single quantum dot. *New J. Phys.*, 11:023034, 2009.
- [131] A. Hoppe. Periodensystem der elemente. *www.periodensystem.info*, 2009.
- [132] C. Kistner, T. Heindel, C. Schneider, A. Rahimi-Iman, S. Reitzenstein, S. Höfling, and A. Forchel. Demonstration of strong coupling via electro-optical tuning in high-quality QD-micropillar systems. *Optics Express*, 16(19):15006, 2008.
- [133] F. Intonti, S. Vignolini, F. Riboli, A. Vinattieri, D. S. Wiersma, M. Colocci, L. Balet, C. Monat, C. Zinoni, L. H. Li, R. Houdre, M. Francardi, A. Gerardino,

- A. Fiore, and Gurioli. M. Spectral tuning and near-field imaging of photonic crystal microcavities. *Phys. Rev. B*, 78(4):041401 (R), 2008.
- [134] S. Mendach, S. Kiravittaya, A. Rastelli, M. Benyoucef, R. Songmuang, and Schmidt O. G. Bidirectional wavelength tuning of individual semiconductor quantum dots in a flexible rolled-up microtube. *Phys. Rev. B*, 78(3):035317, 2008.
- [135] T. Zander, A. Herklotz, S. Kiravittaya, M. Benyoucef, F. Ding, P. Atkinson, S. Kumar, J. D. Plumhof, K. Dörr, A. Rastelli, and Schmidt. O.G. Epitaxial quantum dots in stretchable optical microcavities. 2009.
- [136] W. Ren, A. J. Masys, G. Yang, and B. K. Mukherjee. Nonlinear strain and dc bias induced piezoelectric behaviour of electrorestrictive lead magnesium niobate-lead titanate ceramics under high electric fields. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 35:1550, 2002.
- [137] H. J. McSkimin. Measurement of elastic constants at low temperatures by means of ultrasonic waves—data for silicon and germanium single crystals, and for fused silica. *J. Appl. Phys.*, 24(8):988, 1953.
- [138] R. W. J. Dixon. Photoelastic properties of selected materials and their relevance for applications to acoustic light modulators and scanners. *J. Appl. Phys.*, 38(13):5149, 1967.
- [139] M. Fukuhara and A. J. Sampei. Low-temperature elastic moduli and internal dilational and shear friction of polymethyl methacrylate. *Polymer Sci. B*, 33:1847, 1995.
- [140] Fei Ding and other. unpublished.
- [141] O. G. Schmidt and K. Eberl. Nanotechnology - thin solid films roll up into nanotubes. *Nature*, 410:168, 2001.

A. Präparierung von Mikroringresonatoren

1. Proben vereinzeln

- Wafer mit Photolack (S 1805 von Shipley) belackten: 30s bei 4500rpm, 2min auf Heizplatte bei 90°C
- In 4x4mm² große Stücke vereinzeln

2. Reinigung (Standardreinigung)

- Ultraschall in Aceton
- Dreimal in Aceton
- Einmal in Isopropanol
- Trockenpusten mit N₂

3. Elektronenstrahlolithographie

- Lack aufschleudern: AR-P 641.07 mit 7% und 200K und AR-P 671.02 mit 2,5% und 950K von Allresist, je 5s@3000rpm und 30s@ 8000rpm, ergibt insgesamt ca. 500-600nm Lackdicke
- Ausbacken: Nach jeder Schicht je 1h bei 160°C in Konvektionsofen in Petrischale ausbacken
- Belichten
- Entwickler: MIBK und Isopropanol im Verhältnis 3:1 ansetzen
- Entwickeln: 75s
- Stoppen: in Isopropanol in Becherglas für 1 min schwenken
- Trockenpusten mit N₂

4. Titan aufdampfen

- Proben auf Probenhalter aufkleben und in Aufdampfanlage einbauen, ein bis zwei kleine Schiffchen mit Ti
- Aufdampfen von 80nm Ti mit einer Rate von etwa 1Å/s (6-7A in UNI-VEX 1)

- Ausreichend abkühlen lassen vor Belüften
- Ausbauen, Proben von Halter entfernen inklusive Kleber auf Rückseite

5. Lift-off

- Entfernen: Ein bis zwei Stunden lang in 75°C warmen Remover AR 600-70 von Allresist verweilen lassen
- Reinigen: Standardreinigung
- Trockenpusten mit N₂

6. Ringe ätzen

- Ätzlösung vorbereiten: K₂Cr₂O₇-Lösung (0,5 mol/l in Wasser) für 10min mit Magnetprüher aufmischen
- Ätzlösung ansetzen: K₂Cr₂O₇:HBr (48% in Wasser):C₂H₄O₂ (100% vol.)= 1:2:1=5ml:10ml:5ml für 45min rühren
- Ätzen: Probe 75-300s (abhängig vom Alter der Ätzlösung) lang ohne Schwenken in Ätzlösung halten
- Stoppen: in reichlich D.I.-Wasser mindestens 1min lang
- Trockenpusten mit N₂

7. Opferschicht entfernen

- Ätzen: 45-60s in 10%iger HF-Lösung (vol.)
- Stoppen: im Überlaufbecken bzw. großem Plastikbecherglas
- Trockenpusten mit N₂

8. Ringe auf Substrat übertragen

- PMN-PT mit AR-P 641.07 mit 7% und 200K belacken und auf Heizplatte (ca. 150°C) plazieren
- Probe kopfüber auf PMN-PT legen dabei mit Rückseite einer Pinzette die Probe für 10-20s sanft andrücken,
- Probe und PMN-PT von Heizplatte entfernen

9. Fertig!

B. Präparierung von Mikro- und Nanoröllchen

1. Proben vereinzeln

- Wafer mit Photolack (S 1805 von Shipley) belackten: 30s bei 4500rpm, 2min auf Heizplatte bei 90°C
- GaAs: 3,5x4mm² große Stücke

2. Reinigung (Standardreinigung)

- Ultraschall in Aceton
- Dreimal in Aceton
- Einmal in Isopropanol
- Trockenpusten mit N₂

3. Metall aufdampfen

- Proben auf Probenhalter aufkleben und in Aufdampfanlage einbauen, ein bis zwei kleine Schiffchen mit Metall (Chrom oder Gold)
- Aufdampfen Cr/ AuTi mit einer Rate von etwa 1Å/s
- Ausreichend abkühlen lassen vor Belüften
- Ausbauen, Proben von Halter entfernen inklusive Kleber auf Rückseite

4. Startkante definieren

- Proben mit doppelseitigem Klebeband auf großer Petrischale kleben, dabei parallel zum Gitternetz des Millimeterpapiers ausrichten
- Geodreieck und im Winkel von 45° ausrichten
- Sandpapier mit Körnung 1000 zurechtschneiden und auf Metallplättchen fixieren
- Entlang des Geodreiecks mit leichtem Druck über die Probe schleifen
- Standardreinigung

5. Proben Ätzen

B. Präparierung von Mikro- und Nanoröllchen

- Ätzen: abhängig von gewünschter Windungszahl 30-120s in HF-Lösung 2:30 (HF:deionisiertes Wasser)
- Stoppen: im Überlaufbecken bzw. großem Plastikbecherglas mit D.I.-Wasser
- Trockenpusten mit N₂

6. Fertig!

C. Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Tim Zander
geboren am: 22. Juli 1977
in: Neuss
Familienstand: ledig
Nationalität: deutsch

Schulbildung:

1988 - 1997 Geschwister-Scholl-Gymnasium, Düsseldorf, Abitur

Zivildienst:

1997 - 1998 Seniorenresidenz Classic Club, Düsseldorf

Studium:

1998 - 2002 Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Mathematisch
Naturwissenschaftliche Fakultät
2002-2004 Universität Hamburg, Institut für Angewandte Physik
2004 Abschluss: Diplom-Physiker
Diplomarbeit: Elektronische Eigenschaften von selbstorganisierten InAs-
Quantenpunkten
Institut für Angewandte Physik, Prof. Dr. W. Hansen
seit 2005: Vorbereitung der Dissertation am Max-Planck-Institut für Fest-
körperforschung, Stuttgart, in der Arbeitsgruppe Molekularstrahl-
epitaxie, Prof. Dr. O. G. Schmidt

Hiermit erkläre ich an Eides statt, daß ich die vorliegende Arbeit eigenständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt habe. Diese Dissertation wurde nicht vorher als Diplomarbeit oder ähnliche Prüfungsarbeit verwendet.

Stuttgart, 22. Februar 2010

(Tim Zander)

Danksagung

Folgenden Personen möchte ich herzlich danken:

- O. G. Schmidt für die Aufnahme in seine Gruppe, verbunden mit der interessanten Aufgabenstellung
- Prof. P. Michler für die Übernahme des Zweitgutachtens
- A. Rastelli und Ch. Deneke für die aufopfernde Betreuung
- Andreas Herklotz und Katrin Dörr für die Versorgung und Unterstützung bezüglich der Piezos
- S. Kiravittaya für die eindrucksvollen Kalkulationen
- U. Waizmann, T. Reindl, A. Güth, M. Riek und W. Winter für die Unterstützung im Reinraum und in vielen technischen Angelegenheiten
- J. Plumhof, F. Ding und M. Benyoucef für die geduldige Hilfe im Labor
- P. Atkinson für die vielen kleinen Tipps und Anregungen
- S. Kuhn für die Durchsicht dieser Arbeit und ihrem gesamten Team für die stets freundliche Unterstützung in der Bibliothek
- sämtlichen Personen am Max-Planck-Institut, die die so wertvolle Infrastruktur bilden
- U. Steere und R. Jenz und dem Prüfungsamt der Universität Stuttgart für die Hilfe bei der Bewältigung des "Papierkrams"
- den übrigen Mitgliedern der ehemaligen MBE-Gruppe, der Gruppe v. Klitzing und Klauk in Stuttgart für deren freundliche Atmosphäre
- den Mitgliedern des IIN in Dresden für deren stetige Gastfreundlichkeit
- H. Klauk für die Beschäftigung in seiner Gruppe in den letzten neun Monaten

Ein besonderer Dank gilt meiner Familie für den kontinuierlichen Rückhalt und ganz besonders meiner Mutter, ohne die diese Arbeit nicht existieren würde.