

**GaInAsP–basierende Resonatorstrukturen:
Physikalische Grundlagen, epitaktische Herstellung
und Charakterisierung**

Dissertation zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

dem Fachbereich Physik der Universität Kassel

vorgelegt von

Andreas Hasse

aus Kassel

Kassel, Oktober 2006

Erster Gutachter: Prof. Dr. H. Hillmer

Zweitgutachter: Prof. Dr. J. P. Reithmaier

Datum der Disputation: 25. Oktober 2006

Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht oder sind zur Veröffentlichung eingereicht.

H. Hillmer, S Irmer, F Römer, **A. Hasse**, M Strassner, J Daleiden, S Hansmann, (invited) *MOEMS vertical-air-cavity-filters are widely an continuously tunable around 1.55 microns*, SPIE Newsroom 10.1117/2.1200601.0005 (2006).

H. Hillmer, A. Tarraf, S. Riemenschneider, S. Irmer, H. Halbritter, J. Daleiden, F. Römer, C. Prott, E. Ataro, **A. Hasse**, M. Strassner, S. Hansmann and P. Meissner, *Wide continuously tunable 1.55 μm vertical air-cavity wavelength selective elements for filters and VCSELs using micromachined actuation*, (invited) SPIE Proc. series Vol. 5825, 14-28 (2005).

A. Hasse, S. Irmer, J. Daleiden, N. Dharmarasu, S. Hansmann and H. Hillmer, *Wide continuous tuning range of 221 nm by InP/air-gap vertical-cavity filters*, Electronics Letters, Vol. 42, Issue 17, 974-975 (2006).

Y. Wang, T. Kusserow, S. Irmer, **A. Hasse**, M. Bartels, N. Dharmarasu, O. Mikami and H. Hillmer, *Optics in Secure Computer Architectures: Basis of WDM, Technologies and Potentials*, Proceedings of ICONS 2007.

H. Hillmer, T. Kusserow, N. Dharmarasu, **A. Hasse** and M. Bartels, *Wavelength division multiplexing (WDM) for secure optical data communication in industrial computers, process control and fabrication systems*, Proceedings of WSEAS 2007.

H. Hillmer, T. Kusserow, N. Dharmarasu, S. Irmer, J. Daleiden, M. Bartels, T. Nakamura, T. Hayakawa, B. Vengatesan, **A. Hasse** and S. Hansmann, *Strain-balanced In(GaAs)P heterostructures for tunable multiple InP/air-gap DBR Fabry-Perot filters*, Proceedings of 20th Int. Conf. on Engineering Physics (ICEP), p. 18 (2006).

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Physikalische Grundlagen	13
2.1	III/V Verbindungshalbleiter	13
2.2	Halbleiterheterostrukturen	17
3	MOCVD und Charakterisierung	25
3.1	MOCVD — Grundprinzip	25
3.2	Reaktorkonzepte	33
3.2.1	Einzelwaferreaktor	34
3.2.2	Planetenreaktor	35
3.3	Charakterisierungsmethoden	38
3.3.1	Hochauflösende Röntgenbeugung	38
3.3.2	Photolumineszenz	44
4	Epitaxie - Systemcharakteristik	47
4.1	Temperatur- und Wafer-zu-Wafer-Homogenität	48
4.2	Homogenität auf einem Wafer	56
4.3	Stabilitätsbereiche des Reaktors	58
5	Verspannungseffekte in MOEMS-Strukturen	61
5.1	Konzeption und Realisierung von MOEMS Strukturen	63

5.2	Epitaktische Herstellung und Membranverspannung	70
5.3	GaInAs-Vorverspannungsmodell	77
5.4	Ergebnisse realisierter MOEMS Filter	80
6	ACQW-Breitband-Emitter	85
6.1	Design von Halbleiter-Laserdioden	86
6.2	Evaluation und Konversion des ERM-ACQWs	89
6.3	Anwendungen für breitbandige Emitter	92
6.4	Mögliche Realisierungen der aktiven Schicht von Breitband-FP-Lasern	94
6.5	ACQW basierte Breitband-FP-Superlumineszenz LED	97
7	Zusammenfassung und Ausblick	103
7.1	Zusammenfassung	103
7.2	Ausblick	106
A	Quellenparameter	107
B	Photolumineszenz-Mappings	109
C	MOEMS Filter Prozessschema	115
D	Vorschlag einer PD-Filter-Struktur	117
	Literaturverzeichnis	119
	Abkürzungsverzeichnis	131
	Danksagung	133

Abbildungsverzeichnis

1.1	Glasfaser-Dämpfungscharakteristik	9
2.1	fcc-Gitter	14
2.2	E _{gap} und Gitterkonstante für III/V Halbleiter	14
2.3	Quaternäre Ebene für das Materialsystem Ga _x In _(1-x) As _y P _(1-y) /InP	15
2.4	Auswirkung der Verspannung auf die Bandstruktur.	16
2.5	Oben: Quantum well Struktur mit typischen Dicken der Schichten, unten: Bandkantenenergie (schematisch) in Abhängigkeit der Ortsko- ordinate z für den QW.	17
2.6	Darstellung der Energiezustände und Wellenfunktionen der Elektro- nen und Löcher eines QWs [1].	18
2.7	Photolumineszenzspektren für verschiedene L _z [2].	19
2.8	QWs und Grenzflächen	20
2.9	Bandstruktur eines Halbleiterlasers im Ortsraum	21
2.10	Schematische Darstellung von Typ I, IIA und IIB MQWs	22
2.11	0D, 1D, 2D, 3D Zustandsdichten	23
3.1	Schematische Darstellung der Gaswege bei der MOCVD.	26
3.2	Schema einer metallorganischen Quelle für die MOCVD (Bubbler).	27
3.3	Schematische Darstellung der Wachstumsmodi	30
3.4	Chemische Prozesse und Kristallwachstum in der MOCVD	32

3.5	Reaktor AIX200	34
3.6	Reaktorinneres AIX2400G3	35
3.7	Ceiling und nozzle	36
3.8	XRD Schema	39
3.9	Bragg-Reflexion an einer Netzebenenschar.	40
3.10	Tetragonale Verzerrung der Einheitszelle einer Epitaxieschicht auf einem Wirtskristall.	41
3.11	Berechnungsschema der Zusammensetzung von GaInAsP	42
3.12	HR-XRD Spektrum eines InGaAs/InP MQWs mit 10 Perioden.	43
3.13	Schema der Photolumineszenzmessung an einem QW.	44
3.14	Schema RPM2000(1)	45
3.15	Schema RPM2000(2)	46
4.1	T-Verteilung im AIX2400G3 Reaktor	48
4.2	Tellergeometrie	49
4.3	Homogenität im AIX2400G3 (1)	50
4.4	Homogenität im AIX2400G3 (2)	51
4.5	Thermische Charakteristik des Systems	54
4.6	Stabilität von MOEMS Strukturen	59
5.1	Kräfte in Abhängigkeit der Skalierung	62
5.2	Schematische Darstellung eines MEMS-Filters.	63
5.3	Schema MOEMS Filter	64
5.4	REM Filter	65
5.5	Resonator- und Wellenlängenänderung durch elektromechanische Aktivierung der Membrane der DBR-Spiegel, schematische Darstellung.	66
5.6	REM-Aufnahme eines Filters, Kavität	67
5.7	REM-Aufnahme einer Filterstruktur mit kompressiv verspannten In(As)P-Schichten	68

5.8	REM Aufnahme einer Biegebalkenstruktur.	70
5.9	Weißlichtinterferometrische Aufnahme einer Biegebalkenstruktur. . .	71
5.10	Schaltschema GaInAs/InP	72
5.11	WLI-Vermessung von Biegebalkenstrukturen	74
5.12	Ergebnisübersicht Biegebalkenstrukturen mit verschiedener Gitter- fehlانpassung der Opferschichten	75
5.13	Schema des Vorverspannungsmodells	78
5.14	Membrandurchbiegung bei kompensierter Verspannung durch GaInAs Vorverspannung	81
5.15	3D-WLI-Aufnahme eines MOEMS Filters nach Realisierung durch vorverspannte Opferschichten	82
5.16	Durchstimmbereich und Reflektiospektren des mittels Vorverspan- nung realisierten MOEMS-Filters	83
6.1	3D-Darstellung eines Halbleiter-Lasers	86
6.2	Schematische Darstellung einer ridge waveguide Laserstruktur	87
6.3	Schema einer vergrabene Heterostruktur, realisiert als Pilzstruktur . .	88
6.4	Elektronentunneln zwischen Valenz- und Leitungsband bei anliegen- dem elektrischen Feld	89
6.5	Bandstruktur eines ACQW-Modulators	90
6.6	PL Spektrum der Modulatorstruktur	90
6.7	OCT Schema	92
6.8	Schematische Darstellung des Leitungsbandes von verschiedenen MQWs. (a) Normaler MQW, (b) MQW mit variierten <i>Topfbreiten</i> , (c) MQW mit variierten <i>Toptiefen</i> , (d) ACQW.	94
6.9	Schematische Darstellung der verwendeten ACWQ Struktur	98
6.10	Vergleich der PL-Spektren von einer Standard- und einer ACQW- Breitbandstruktur bei RT	99
6.11	Gainkurve einer Standard SLED bei 300 K.	99

6.12	Gainspektrum der ACQW SLED.	100
B.1	PL-Mapping GaInAs	110
B.2	PL-Mapping GaInAs, ohne Waferrotation	111
B.3	PL-Mapping, MQW(10), GaInAs/InP	112
B.4	PL-Mapping, MQW(10), GaInAsP/GaInAsP	113
C.1	Prozessierungsschema eines (DWDM-)Filters	116

Kapitel 1

Einleitung

Physikalische Grundlagenforschung und anwendungsorientierte physikalische Forschung auf den Gebieten nanoskaliger kristalliner und amorpher fester Körper haben in vielfacher Weise eine große Bedeutung. Neben dem Verständnis für die Struktur der Materie und die Wechselwirkung von Objekten von der Größe einiger Atome ist die Erkenntnis über die physikalischen Eigenschaften nanostrukturierter Systeme von hohem Interesse. Diese Forschung eröffnet die Möglichkeit, die mit der Mikroelektronik begonnene Miniaturisierung fortzusetzen und wird darüber hinaus neue Anwendungsfelder eröffnen. Das Erarbeiten der physikalischen Grundlagen der Methoden zur Herstellung und Strukturierung ist dabei zwingend notwendig, da hier Wirkungsprinzipien dominieren, die erst bei Strukturgrößen im Nanometerbereich auftreten oder hinreichend stark ausgeprägt sind. Insbesondere Halbleitermaterialien sind hier von großem Interesse.

Moderne Halbleiterbauelemente sind unverzichtbare Bestandteile sowohl des täglichen Lebens als auch des technologischen Fortschritts. Die auf dem Elementhalbleiter Silizium basierenden Bauelemente eröffnen die Möglichkeiten von hochintegrierten Schaltungen bis hin zum Mikroprozessor und finden in Bauelementen Verwendung, die in den Bereichen Steuerung und Kommunikation überall im Alltag zu finden sind.

Neben den auf Silizium und Germanium basierenden Komponenten der Elektronik sind es vor allem die auf den III/V-Verbindungshalbleitern basierenden optischen und optoelektronischen Systeme, für die sich die vielfältigsten Anwendungsfelder öffnen.

Der derzeit bedeutendste Bereich ist die Daten- und Telekommunikation. Der Informationsaustausch über die global vernetzte Kommunikationsinfrastruktur und anspruchsvolle Anwendungen wie die Übertragung von Videosequenzen und multimedial aufgearbeiteten Informationen benötigen eine erhebliche Übertragungskapazität, Geschwindigkeit und Bandbreite. Die konventionellen, noch immer häufig benutzten Kupferkabel können diesen Bedarf nicht mehr decken, da sie bei Frequenzen von ≈ 1 GHz, das heißt bei einer Übertragungsrate von ≈ 1 Gbit/s, eine starke Dämpfung aufweisen und damit in ihren Übertragungsraten limitiert sind.

Am Ende des 20. Jahrhunderts wurde deswegen auf die optische Signalübertragung durch Glasfaser umgestellt, die höhere Übertragungsraten bis über 100 Gbit/s ermöglicht. Diese Übertragungsraten und -reichweiten sind in einigen Wellenlängenbereichen aufgrund geringer Dämpfung bzw. Dispersion optimal.

In Abb. 1.1 ist die Charakteristik der typischen Glasfasern dargestellt. In den Bereichen von 1300 nm und 1550 nm liegen optimale Bereiche — der Bereich um 1300 nm ist durch eine minimale Dispersion, der bei 1550 nm durch minimale Dämpfung ausgezeichnet —, die für die Daten- (1300 nm) und Telekommunikation (1550 nm) genutzt werden. In den letzten Jahren sind Sender- (Laserdioden (LD), Leuchtdioden (*Light Emitting Diodes* (LED))) und Empfänger-elemente (Photodioden (PD)) entwickelt worden, die im wesentlichen auf dem III/V-Verbindungshalbleiter Indiumphosphid (InP) basieren und aktuell eine Übertragungsrate bis zu 10 Gbit/s ermöglichen. Dabei handelt es sich um hochgradig miniaturisierte Bauelemente, die Strukturen von 10^{-9} m aufweisen.

Diese bestehenden Bausteine der *Nanotechnologie* benötigen aber zunehmend eine Ergänzung, um intelligentere und effizientere Systeme zu realisieren.

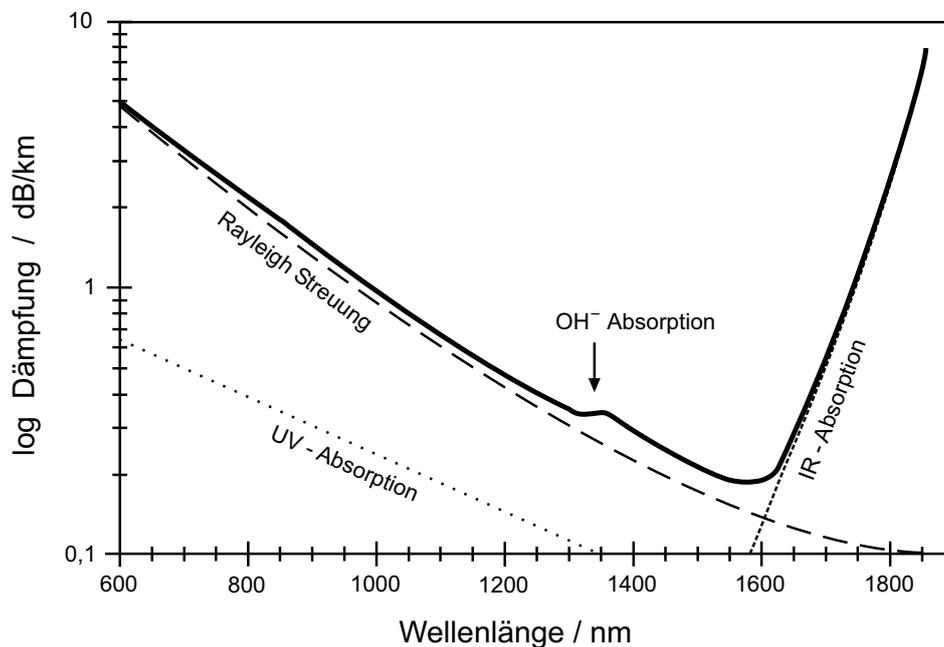


Abbildung 1.1: Dämpfungscharakteristik einer typischen Glasfaser im Daten- und Telekommunikationsbereich.

Ein wesentliches Konzept hierbei stellen die Mikrooptoelektromechanischen Systeme (MOEMS) dar. Hierbei wird ein Filterelement realisiert, mit dem Wellenlängen durch einen veränderlichen Resonator selektiert werden können und somit im Bereich der WDM (*wavelength division multiplexing*) Anwendungen eine erheblich verbesserte Adressierbarkeit und Bandbreitennutzung möglich ist.

Die optoelektronischen Bauelemente erschließen seit einigen Jahren weitere Anwendungsfelder, die unter anderem in den Bereichen Medizin (Optische Kohärenztomographie) und Luftfahrt (Optische Gyroskope) angesiedelt sind. Dafür sind — im Gegensatz zur Datenübertragung — Emittier mit großer Halbwertsbreite des Spektrums und geringer Kohärenzlänge nötig. Auch hier müssen die Strukturen im Bereich des Resonators modifiziert werden.

Zur Realisierung dieser neuen Generation von Halbleiter-Nanostrukturen ist es jedoch nötig, die wirkenden Mechanismen im atomaren Maßstab zu verstehen, beste-

hende Konzepte zu evaluieren und Modelle und Verfahren zur Realisierung bereitzustellen.

Im Anschluß an diese Einleitung werden zunächst in Kapitel 2 die fundamentalen Eigenschaften der zugrunde liegenden Halbleiterstrukturen skizziert, bevor in Kapitel 3 die Metallorganische Gasphasenepitaxie als Herstellungsverfahren sowie die benötigten Charakterisierungsmethoden vorgestellt werden. Das folgende Kapitel 4 beschreibt die Optimierungen an den grundlegenden Strukturen und am System, die die Herstellung der Bauelemente, die in den weiteren Kapiteln diskutiert werden, erst grundsätzlich möglich machen.

Die Beschreibung der physikalischen Eigenschaften der MOEMS-Filter und die Untersuchung der wirkenden Mechanismen wird in Kapitel 5 zu einem Modell über die mechanische Stabilität der Nanostruktur und einem Konzept zur Realisierung führen. Dieses Modell/Konzept wird umgesetzt und führt zu einem stabilen MOEMS-Filter mit einem Durchstimmbereich, der bisherige Bauelemente weit übertrifft.

Als weiterer Schwerpunkt wird in Kapitel 6, nach der Darstellung von verschiedenen Laserstrukturen und der Konzeption und Realisierung sogenannter vergrabener Strukturen, das Konzept der asymmetrisch gekoppelten Multiquantumwells vorgestellt, das bisher bei Elektroabsorptionsmodulatoren in Verwendung ist.

In dieser Arbeit werden diese Strukturen allerdings dazu verwendet, einen breitbandigen Emitter herzustellen, der als niedrig kohärentes Bauelement unter anderem in interferrometrischen Anwendungen Verwendung finden und dessen Auflösung erst durch die quantenmechanische Streutheorie beschrieben werden kann.

Das abschließende Kapitel 7 fasst die dargestellten Sachverhalte kurz zusammen und gibt einen Ausblick auf weiteres Forschungs- und Entwicklungspotenzial.

Die vorgestellten Methoden und Bauelemente liefern aufgrund ihrer Konzeption und der eingehenden experimentellen Untersuchungen einen wesentlichen Beitrag sowohl zu den zugrunde liegenden mechanischen, optoelektronischen und quantenmechani-

schen Wirkungsprinzipien der Strukturen, als auch zur Realisierung neuer optoelektronischer Bauelemente.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen von Halbleitern und Halbleiter- heterostrukturen

In diesem Kapitel werden kurz die wesentlichen Eigenschaften von III/V-Verbindungshalbleitern und Halbleiterheterostrukturen dargestellt. Dabei liegt der Schwerpunkt auf den wesentlichen Kristalleigenschaften und damit auf den für das epitaktische Wachstum relevanten Parametern.

2.1 III/V Verbindungshalbleiter

Die in dieser Arbeit betrachteten Halbleitermaterialien setzen sich aus der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems der Elemente (PSE) zusammen, dies führt zu der Bezeichnung *III/V-Verbindungshalbleiter*. Grundmaterialien sind binäre, das heißt aus zwei Elementen — eins aus der 3. und eins aus der 5. Hauptgruppe des PSE — bestehende Verbindungen. Diese Strukturen sind kristallin, das heißt sie haben eine räumlich geordnete, sich periodisch wiederholende Struktur. Das Grundmaterial in dieser Arbeit ist das binäre Indiumphosphid (InP), das in der ku-

bisch flächenzentrierten (*face centered cubic, fcc*, Abbildung 2.1) Form kristallisiert. Dabei sind genauso viele In- wie P-Atome in der Einheitszelle enthalten.

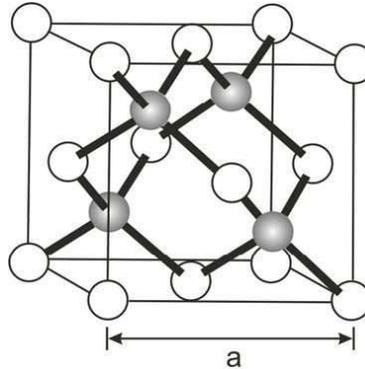


Abbildung 2.1: fcc-Kristallstruktur mit der Gitterkonstanten a .

III/V-Verbindungshalbleiter können auch weitere Atome der III. und V. Hauptgruppe enthalten und 3- und 4-komponentige (ternäre und quaternäre) Verbindungen bilden. Auch 5-komponentige Verbindungen werden — insbesondere im Bereich der Materialien für Tandemsolarzellen — realisiert. Dadurch ist eine große Variation der Gitterkonstante und damit der Bandlückenenergie E_{gap} möglich.

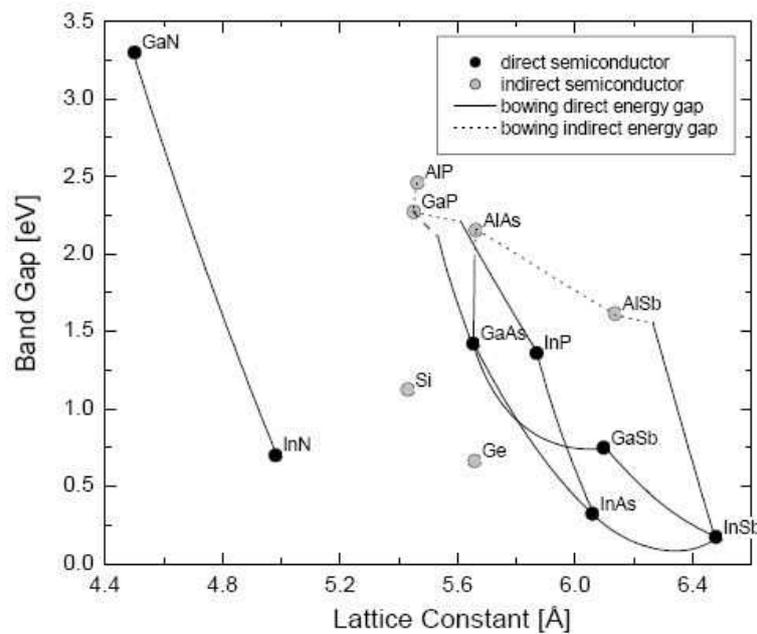


Abbildung 2.2: Bandlückenenergie in Abhängigkeit der Gitterkonstante [3].

Die mehrkomponentigen Verbindungen können nach der *Vegard'schen Regel* durch lineare Kombination der binären Komponenten gebildet werden. Abb. 2.2 zeigt diesen Zusammenhang für die relevanten III/V-Verbindungen. Die Halbleiter mit den direkten Bandlücken, das heißt mit Bandstrukturen, an denen am Γ -Punkt Valenzband(VB)maximum und Leitungsband(LB)minimum direkt gegenüber liegen und damit eine unvermittelte Emission eines Photons ermöglichen, sind mit durchgezogenen Linien dargestellt, die indirekten Übergänge mit gestrichelten Linien.

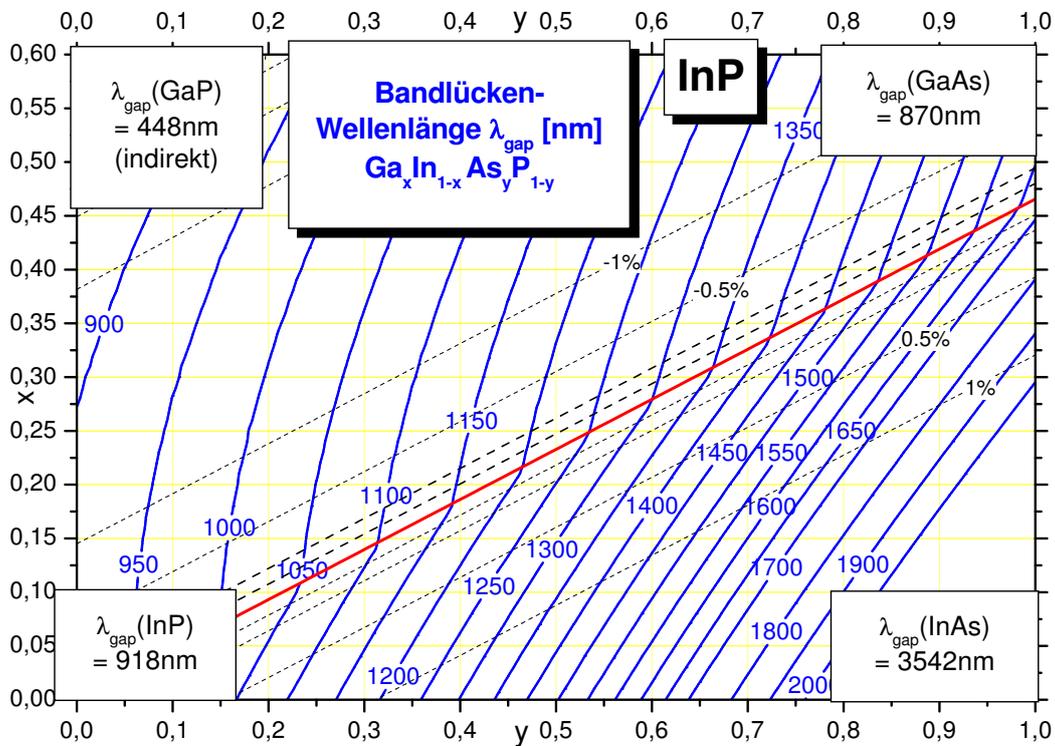


Abbildung 2.3: Quaternäre Ebene für das Materialsystem $Ga_xIn_{(1-x)}As_yP_{(1-y)}$ bei $T=300K$ mit den binären Komponenten, aus denen sich das quaternäre Material zusammensetzt, als Eckpunkte.

Auf Basis des InP werden die Materialien $Ga_xIn_{(1-x)}As$ und $Ga_xIn_{(1-x)}As_yP_{(1-y)}$ realisiert. Abb. 2.3 stellt den Parameterbereich dar. Aufgetragen ist der Anteil und das Verhältnis der Gruppe III Elemente x über den Anteil und das Verhältnis der

Gruppe V Elemente y . Die Eckpunkte dieser *Quaternären Ebene* bilden die binären Komponenten. Die Linien gleicher Bandlückenwellenlänge λ_{gap} sind blau eingezeichnet, die Linien gleicher Gitterfehlpassung schwarz gestrichelt. Die rote Linie gilt für unverspanntes Material, gitterangepasst auf InP. Die Daten sind nach [4] ermittelt und im Rahmen dieser Arbeit verifiziert worden. Sie berücksichtigen insbesondere die Verspannungswirkung und die daraus resultierende Aufspaltung von Schwerloch- und Leichtlochband (*hh-lh split-off*). Schematisch ist die Wirkung der Verspannung auf die Bandstruktur in Abb. 2.4 dargestellt. Die Verspannung bewirkt durch den hydrostatischen Anteil eine grundsätzliche Änderung der Bandlücke und durch einen uniaxialen Anteil die oben genannte Aufspaltung von Leichtloch- (lh) und Schwerlochband (hh).

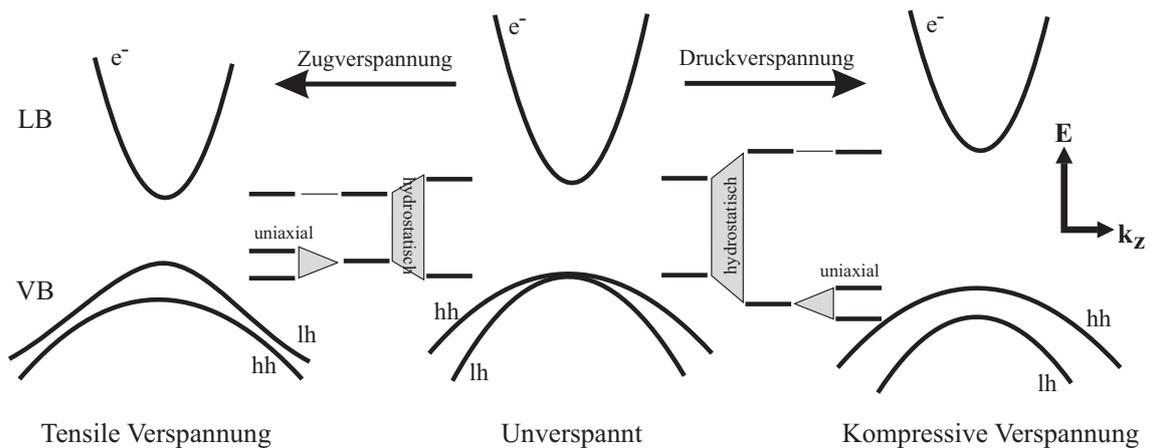


Abbildung 2.4: Auswirkung der Verspannung auf die Bandstruktur.

Umfangreichere Daten zu den verschiedensten Bandparametern von III/V-Verbindungshalbleitern sind in [5] zusammengefasst. Grundlegende Informationen zur Bandstruktur und Kristallographie finden sich unter anderem in [6–9] oder vertiefend zur Halbleiterphysik in [10].

2.2 Halbleiterheterostrukturen

Die im vorhergehenden Kapitel 2.1 dargestellten III/V-Verbindungshalbleitermaterialien können auf verschiedene Arten kombiniert — und damit auch verschieden epitaktisch realisiert — werden. Kombiniert werden Halbleiter(HL)materialien mit unterschiedlicher Bandlücke. Die entstehenden Strukturen werden *Halbleiterheterostrukturen* genannt.

In Abb. 2.5 ist ein QW (rot, Material B) in ein weiteres Halbleitermaterial (blau,

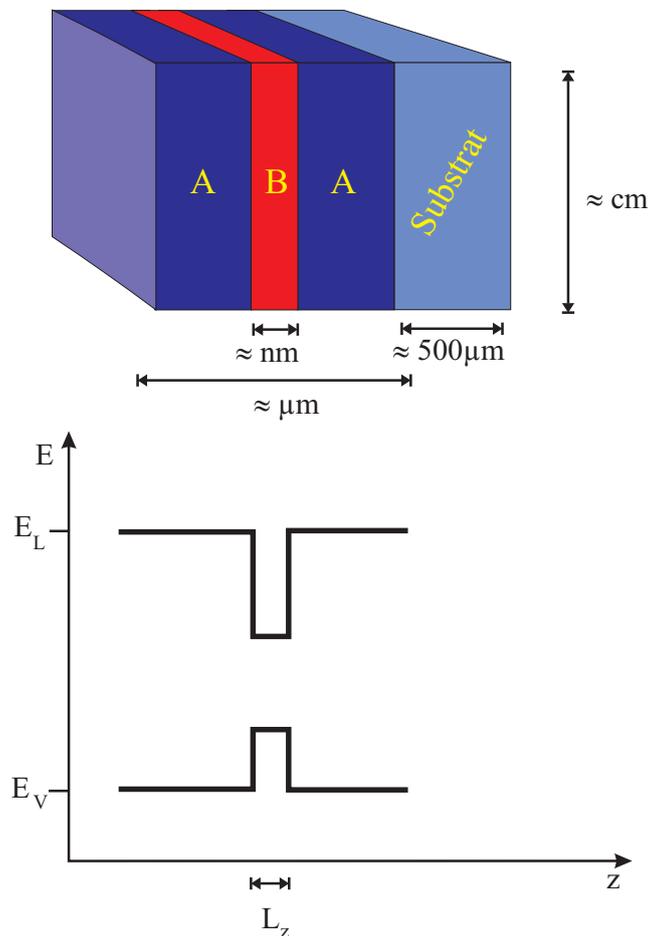


Abbildung 2.5: Oben: Quantum well Struktur mit typischen Dicken der Schichten, unten: Bandkantenenergie (schematisch) in Abhängigkeit der Ortskoordinate z für den QW.

A) eingebettet. Dazu sind typische Größenordnungen der Schichtdicken angegeben. Darunter die Bandkantenenergie in Abhängigkeit der Ortskoordinate. Eingezeichnet sind die Bandkantenenergien des Valenzbandes E_V und des Leitungsbandes E_L . Die Dicke des quantenmechanischen Topfes ist mit L_z bezeichnet.

Die Heterostrukturen können mit dem Modell des quantenmechanischen Potentialtopfs beschrieben werden. Die Wellenfunktionen $\Psi_z(z)$ und die Energien E_i werden somit durch die zeitunabhängige Schrödingergleichung

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \Psi_z(z)}{\partial z^2} + V(z) \Psi_z(z) = E_i \Psi_z(z)$$

dargestellt und durch den Ansatz

$$\Psi_z(z) = A \exp(ik_z z) + B \exp(-ik_z z) \quad \text{mit} \quad k_z^2 = \frac{2m^*}{\hbar^2} (V(z) - E_i)$$

und den Stetigkeitsbedingungen für $\Psi_z(z)$ und $\frac{1}{m^*} \frac{d\Psi_z(z)}{dz}$ gelöst. Dabei ist m^* die effektive Masse des Elektrons/Lochs.

In Abbildung 2.6 sind die ersten drei Zustände eines Potentialtopfes dargestellt. Liegt

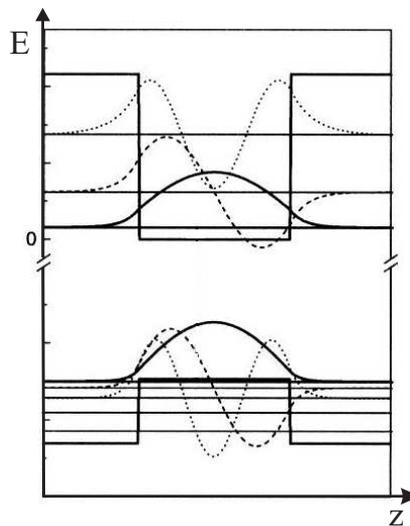


Abbildung 2.6: Darstellung der Energiezustände und Wellenfunktionen der Elektronen und Löcher eines QWs [1].

L_z in der Größenordnung der Elektronenwellenlänge, kommt es zu Quantisierungseffekten, die zum Design der optischen Eigenschaften des Materials genutzt werden

können. In Abbildung 2.7 sind Photolumineszenz(PL)spektren für verschiedene L_z aber jeweils identische Materialkonzentrationen aufgetragen. Die Energien der PL-Emissionen verschieben sich deutlich durch Variation der Dicke des Topfes. So kann für lediglich zwei verschiedenen Materialien die Bandlückenenergie E_{gap} in einem breiten Bereich variiert werden.

Somit stehen mit der Wahl der Materialkomposition und der Wahl der Dicke des

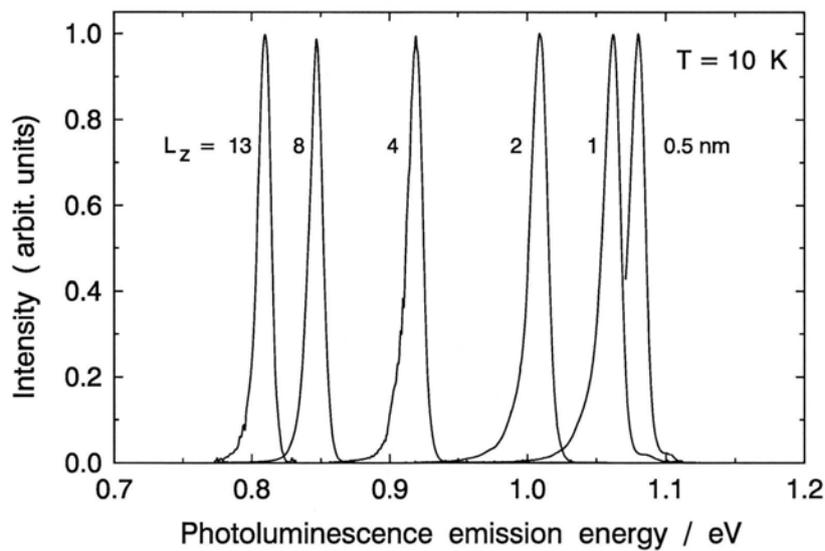


Abbildung 2.7: Photolumineszenzspektren für verschiedene L_z [2].

jeweiligen Materials — die durch nanotechnologische Methoden exakt definiert werden kann — zwei Möglichkeiten zur Verfügung, eine Struktur für eine gewünschte Emissionswellenlänge festzulegen. Üblich ist die Kombination beider Optionen.

Die kristallographische Güte ist wesentlich für die Qualität einer Halbleiterheterostruktur. In Abbildung 2.8 ist eine Transmissionselektronenmikroskopie(TEM)-aufnahme eines *multi quantum well*, *MQW* zu sehen, links in der Übersicht, rechts eine Abbildung eines QWs mit einer Vergrößerung von 800.000. Jeder Punkt repräsentiert ein Atom — genauer: eine Atomsäule von exakt untereinander liegenden Atomen. Lateral (bezogen auf die Abbildung) kann hier die Rauigkeit der Grenz-

flächen direkt betrachtet werden. Man erkennt die nur wenige Monolagen dicken QWs. Die Rauigkeiten an Grenzflächen zwischen zwei Materialien oder eventuelle

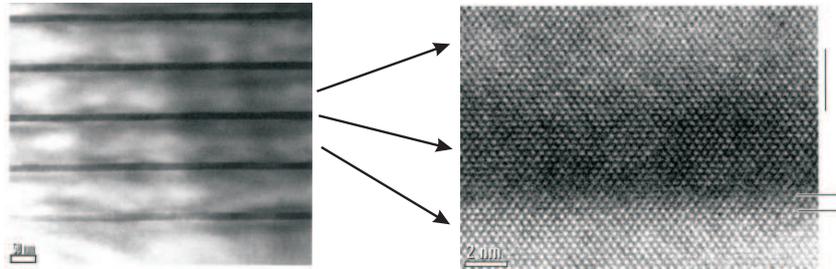


Abbildung 2.8: TEM Abbildung einer MQW-Struktur mit 5 Perioden im Überblick (links) und hochaufgelöst (rechts) ein QW mit den sichtbaren Rauigkeiten der Grenzflächen [11].

Clusterbildungen können die optische Charakteristik der Struktur stark verändern und die Gesamtperformance reduzieren.

Integriert man diese HL-Heterostrukturen mit einem QW oder MQW, eine sogenannte *Doppelheterostruktur*, in eine Diodenanordnung, das heißt in p und n dotierte HL-Materialien mit größerer Bandlücke, entsteht bei geeigneten Materialien und geeigneten Facetten an den Kanten des Kristalls ein Laser mit der in Abb. 2.9 skizzierten Charakteristik. Im oberen Teil ist der MQW skizziert, darunter die korrespondierenden Brechzahlen durch die unterschiedlichen Materialien und die resultierende Intensitätsverteilung $|E(x)|^2$.

Prinzipiell gibt es mehrere Typen von Heterostrukturen, gebildet aus den Materialien A und B, die sich durch die Energien des Valenz- und Leitungsbandes und der Lage dieser Energieniveaus zueinander unterscheiden. Diese QW-Anordnungen werden mit I, IIA (*staggered*) und IIB (*misaligned*) bezeichnet und sind in Abb. 2.10 dargestellt. Das Fermi-niveau E_F ist gestrichelt dargestellt. E_V und E_C bezeichnen die Energieniveaus des Valenz- und Leitungsbandes, bzw. ΔE_V und ΔE_C die Differenz im Energieniveau von Valenz- und Leitungsband. E_{gA} und E_{gB} sind die Bandlückenenergien. Es können damit prinzipiell die in Abb. 2.11 dargestellten

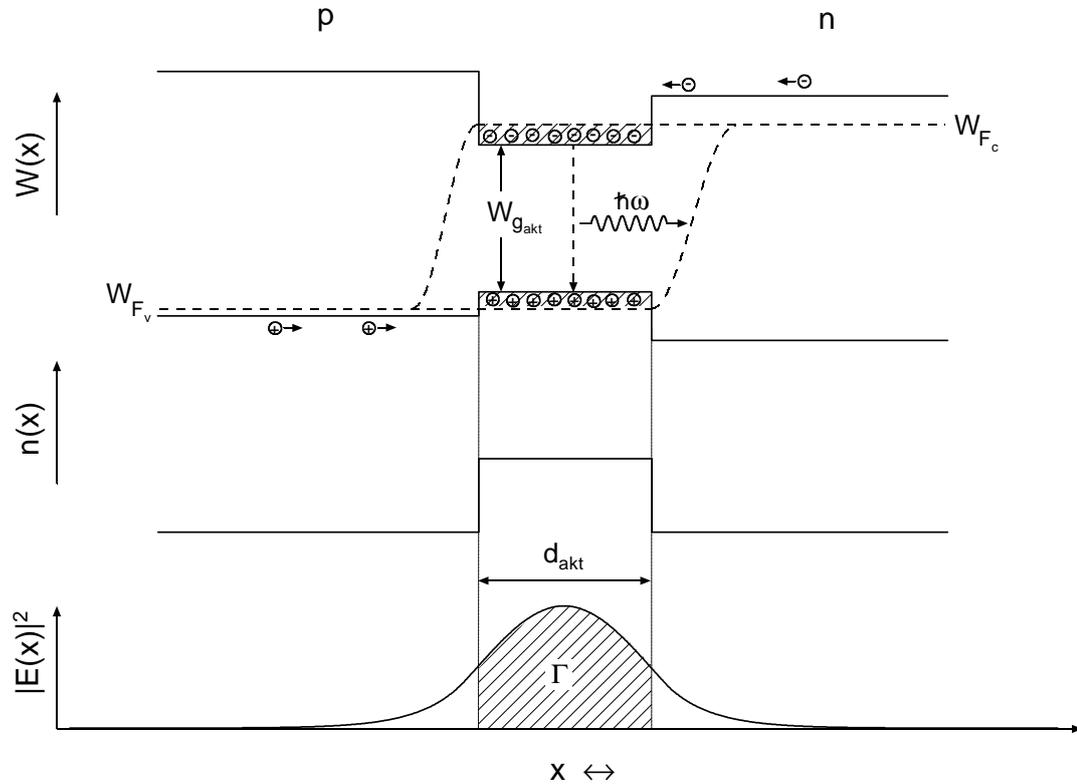


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Bandstruktur eines Halbleiterlasers im Ortsraum; Bandschema, Brechzahlverlauf und Intensitätsverteilung (nach [12]).

Charakteristiken entstehen, die sich bezüglich ihrer Zustandsdichte $D(E)$ signifikant unterscheiden. Begründet liegt dieses Verhalten in dem Einschluss der Ladungsträger (*confinement*) und der unterschiedlichen Quantisierung. Die Strukturen werden, im wesentlichen aufgrund der Ausdehnung der Bereiche mit aktiven HL-Materialien, als Strukturen unterschiedlicher Dimensionalität bezeichnet. Die in Abb. 2.11 (3D) dargestellte $D(E)$ hat eine typische Dicke des aktiven Materials von 50 nm bis einige Hundert nm. Bei 2D (*quantum wells, QWs*) Strukturen sind 4-15 nm typisch. Sie werden auch als *Topf* bezeichnet, da sie einen quantenmechanischen Potentialtopf darstellen (analog dazu heißt das umgebende Material *Barriere*). 1D, sog. *quantum wires* [13], und 0D (*quantum dots*) Strukturen weisen eine geringere Ausdehnung

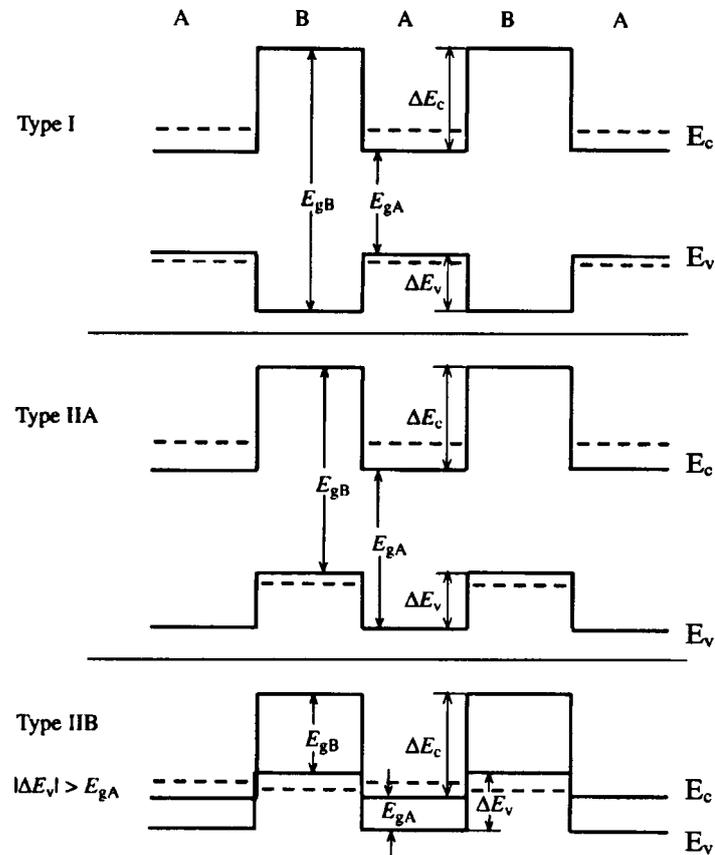


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung von Typ I, IIA und IIB MQWs [10].

bzw. keine Ausdehnung über eine gesamte Ebene auf. Sie versprechen hohe Energien in optoelektronischen Anwendungen und sind für high power Anwendungen, z.B. Laser für die Materialbearbeitung, vielversprechend und ebenfalls Objekt intensiver Forschung. In der vorliegenden Arbeit sind 2D Strukturen, also *quantum wells*, Gegenstand der Betrachtung. Weitere Grundlagen über Doppelheterostrukturen und HL-Laserdioden finden sich in [14–16].

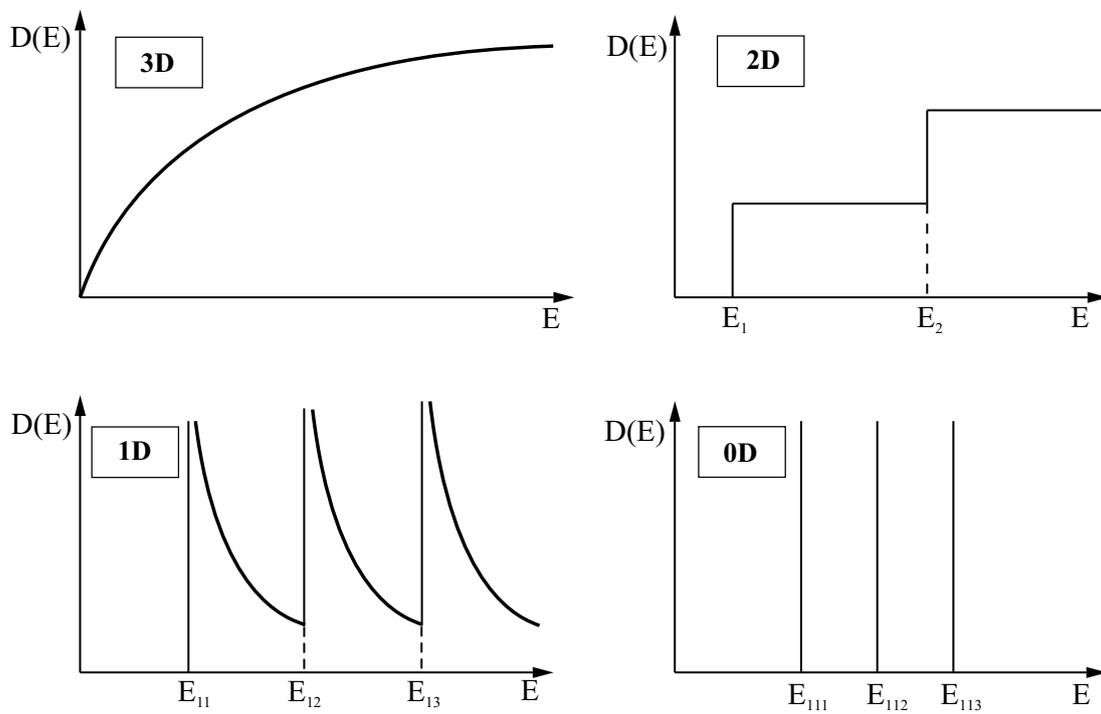


Abbildung 2.11: Darstellung der unterschiedlichen Zustandsdichte $D(E)$ für 3D, 2D, 1D und 0D Strukturen.

Kapitel 3

Metallorganische Gasphasenepitaxie und Charakterisierungsmethoden

3.1 Grundprinzipien der Metallorganischen Gasphasenepitaxie

Die in dieser Arbeit betrachteten III/V-Verbindungshalbleiter wurden epitaktisch mittels der Metallorganischen Gasphasenepitaxie hergestellt. In der Literatur werden die Bezeichnungen *MOVPE* (*Metalorganic Vapor Phase Epitaxy*) und *MOCVD* (*Metalorganic Chemical Vapor Deposition*) verwendet. Beide Namen bezeichnen das identische Verfahren. Für diese Arbeit wurden zwei kommerziell erhältliche MOCVD-Systeme des Herstellers Aixtron AG verwendet. Neben einem Einzelwafer-System des Typs AIX200 wurde auch ein Multiwaferreaktor AIX2400G3, der aufgrund seiner speziellen Geometrie auch *Planetenreaktor* genannt wird, eingesetzt. Die folgenden Ausführungen über die Grundprinzipien der metallorganischen Gasphasenepitaxie sind für beide Anlagen gültig. Die spezifischen Unterschiede werden in Kap. 3.2 behandelt. Dort wird insbesondere auf die Vorzüge des Multiwaferreaktors noch verstärkt eingegangen.

In Abb. 3.1 sind die Gaswege in einer MOCVD-Anlage schematisch dargestellt. Die folgenden Ausführungen beziehen sich auf diese Grafik.

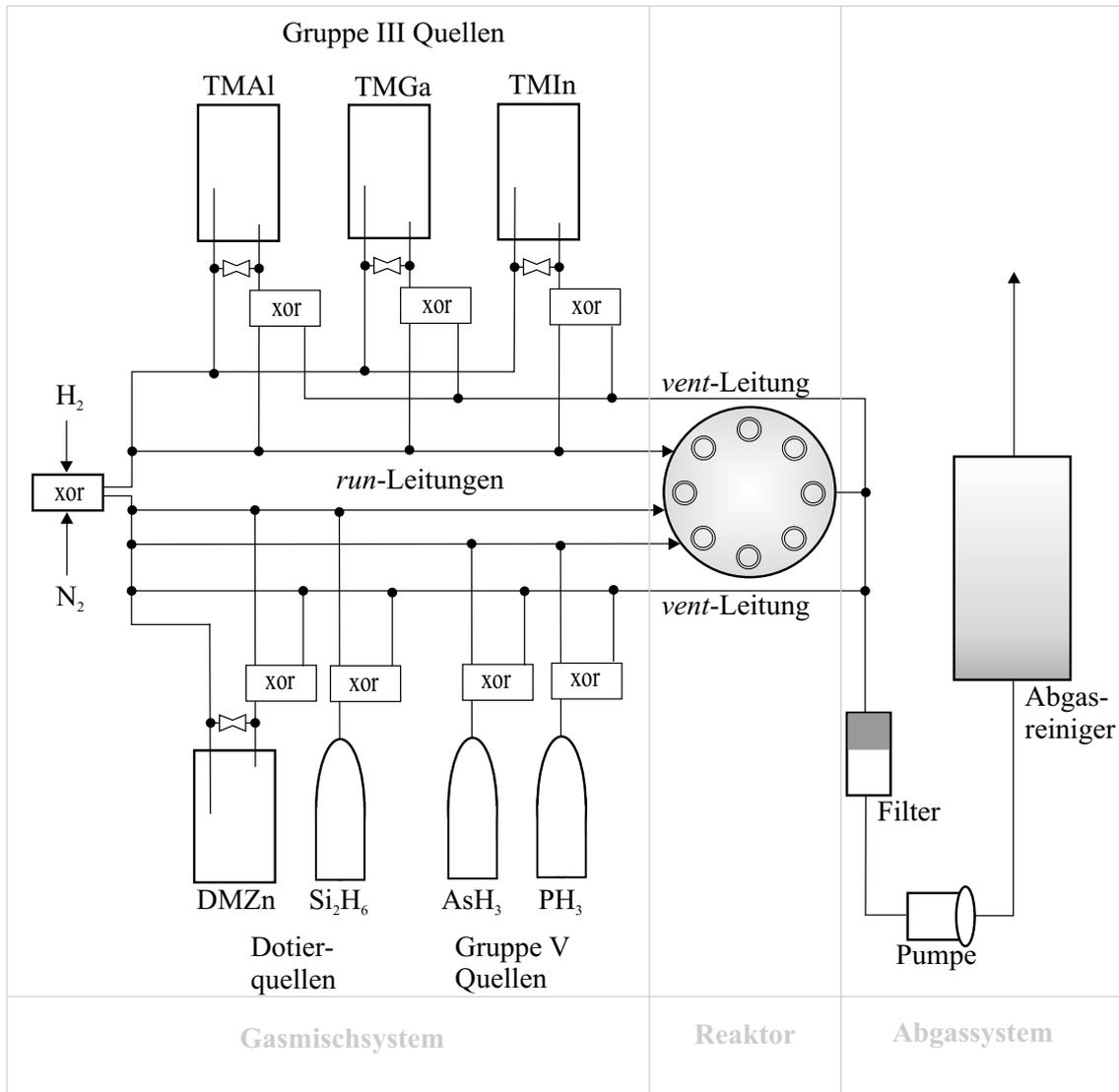


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Gaswege bei der MOCVD.

Bei der MOCVD wird ein Gasstrom des hochreinen inerten Trägergases Wasserstoff zunächst in das Gasmischsystem geführt. Dort wird er aufgeteilt und kann durch die metallorganischen Quellen der Ausgangsstoffe oder über einen Bypass an diesen vorbei geleitet werden. In der Quelle reichert sich der Wasserstoff mit der metallor-

ganischen Verbindung an und fließt dann weiter zum Reaktor.

Die metallorganischen Verbindungen stellen einen wesentlichen Teil des MOCVD-Prozesses dar. Aus diesem Grund sollen die Quellen an dieser Stelle etwas genauer betrachtet werden. Abb. 3.2 zeigt schematisch eine dieser metallorganischen Quellen.

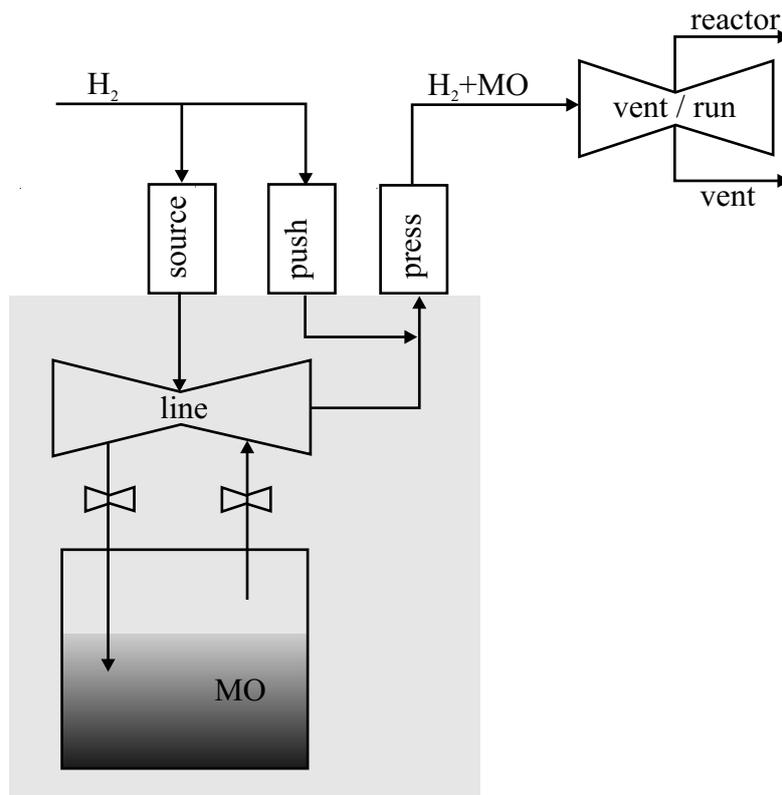


Abbildung 3.2: Schema einer metallorganischen Quelle für die MOCVD (Bubbler).

Durch den Einlass strömt der hochreine Wasserstoff mit definiertem Druck zu der metallorganischen Quelle. Der Wasserstoff wird durch zwei Masseflussregler (*Mass Flow Controller, MFC*) aufgeteilt. Ein Teil fließt Richtung Auslass der Quelle und wirkt als Verdünnungsfluss. Dieser Teil wird als *push* Fluss bezeichnet, der MFC heißt analog dazu *push MFC*.

Der zweite Teil (der *source* Fluss) wird durch das *line* Ventil entweder zum Auslass geschaltet oder in die Quelle geführt. Fließt der Wasserstoff durch die metallorga-

nische Verbindung in der Quelle, dann reichert sich der Wasserstoff mit eben dieser metallorganischen Verbindung an. Aufgrund des durch "blubbern" (engl. *bubble*) des Inertgases durch die metallorganische Substanz in der Quelle wird der Quellenbehälter als *Bubbler* bezeichnet.

Der Anteil des Flusses der metallorganischen Verbindung Q_{MO} addiert sich mit dem *source* Fluss Q_S zum Gesamtfluss am Auslass Q_A :

$$Q_A = Q_S + Q_{MO} \quad . \quad (3.1)$$

Dabei ist Q_{MO} proportional zum Dampfdruck der Quelle $P_S(T)$. Die Quellen sind damit sehr stark temperaturabhängig. Sie stehen deswegen in Temperaturbädern und werden für die Epitaxie auf einer definierten Temperatur (eingestellte Temperatur $\pm 0,1^\circ\text{C}$) gehalten. Im Folgenden wird daher die Temperaturabhängigkeit der Quellen bei den Variablen nicht mehr explizit angegeben (d.h. $P := P(T)$).

Der Bubblerdruck wird durch einen Druckregler (*press*) eingestellt. Der Druck des Bubblers P_{press} setzt sich aus dem Druck des Wasserstoffes P_{H_2} und P_S zusammen:

$$P_{press} = P_{H_2} + P_S \quad . \quad (3.2)$$

Damit ergibt sich der Fluss der MO-Verbindung:

$$Q_{MO} = Q_A - Q_S = \frac{Q_{MO} \cdot P_{press}}{P_S - Q_S}$$

$$\boxed{Q_{MO} = Q_S \cdot \frac{P_S}{P_{press} - P_S}} \quad . \quad (3.3)$$

Die verwendeten metallorganischen Quellensubstanzen sollten einen Dampfdruck zwischen 1 mbar und 50 mbar im Temperaturbereich von -10°C bis Raumtemperatur (RT) haben. Die RT ist ein limitierender Faktor, da Kondensation an den Edelstahlleitungen vermieden werden muss.

Die in dieser Arbeit verwendeten MOCVD Quellenkonfigurationen haben nur metallorganische Verbindungen im Bereich der Gruppe III und Dotierquellen. Seit einigen Jahren wird verstärkt versucht, die gasförmigen Gruppe V- (AsH_3 , PH_3) und

Dotierquellen (SiH_4 , Si_2H_6) durch *alternative*, metallorganische Substanzen zu ersetzen [17, 18]. Motiviert ist dieser Wechsel durch mehrere Faktoren.

Zum einen weisen metallorganische Gruppe V Substanzen — z.B. das Tertiärbutylarsin (TBAs) als Arsenquelle und das Tertiärbutylphosphin (TBP) als Phosphorquelle — eine erheblich geringere Toxizität auf [19] (etwa um den Faktor 1000)¹.

Zum anderen ist die Realisierung verschiedener neuartiger Materialsysteme nur durch Verwendung alternativer Quellen möglich. Beispielsweise ist die Herstellung des Materialsystems $(\text{GaIn})(\text{NAs})$ auf GaAs [20, 21] — das vielversprechend für die Herstellung von oberflächenemittierenden Lasern (*vertical cavity surface emitting laser*, *VCSEL*) und Komponenten für Tandemsolarzellen im Wellenlängenbereich $\lambda = 1\ \mu\text{m} \dots 1,2\ \mu\text{m}$ ist [22] — nur bei sehr niedrigen Wachstumstemperaturen ($T = 500 \dots 550^\circ\text{C}$) möglich.

Nach wie vor sind die gasförmigen Substanzen AsH_3 und PH_3 der Standard zur Herstellung von III/V-Halbleiterstrukturen basierend auf InP oder GaAs und wurden in dieser Arbeit verwendet.

Die gasförmigen Substanzen werden nicht vom Wasserstoff durchflossen, sondern direkt durch das Gasmischsystem zum Reaktor geleitet. Sie können durch Zugabe von Wasserstoff und durch MFCs ebenfalls exakt dosiert in den Reaktor oder durch einen Bypass an diesem vorbei geleitet werden.

Aus dem Gesamtstrom Q_{gesamt} und dem Reaktordruck P_{Reaktor} wird der Partialdruck P_P einer Quelle und damit der Anteil in der Gasphase aller Quellen und Trägergase berechnet:

$$P_P = \frac{Q_{MO}}{Q_{\text{gesamt}}} \cdot P_{\text{Reaktor}}$$

¹Was auch zu einer Kostenreduktion durch einen geringeren Aufwand an Sicherheitsmaßnahmen führt (keine Spezialgasschränke, Doppelrohrleitungen und deutlich reduzierte Sensorik der Raumüberwachungssysteme). Diese Kostenabschätzung (*total cost of ownership*, *TCO*) wird auch als ein wesentliches Argument durch die Hersteller der vergleichsweise teuren alternativen Quellen angegeben.

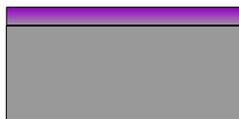
$$P_P = \frac{Q_S}{Q_{gesamt}} \cdot \frac{P_S}{P_{press} - P_S} \cdot P_{Reaktor} \quad . \quad (3.4)$$

Über die Partialdrücke wird das V/III-Verhältnis $R_{V/III}$ definiert

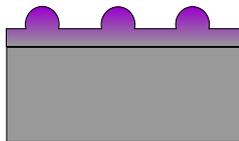
$$R_{V/III} = \frac{\sum P_P(III)}{\sum P_P(V)} \quad , \quad (3.5)$$

wobei $P_P(III)$ und $P_P(V)$ die Partialdrücke der Gruppe III und Gruppe V bezeichnen. Der Partialdruck der Gruppe III Quellen bestimmt die Wachstumsgeschwindigkeit, während über $R_{V/III}$ der Gruppe V Überschuss bezeichnet wird, der maßgeblich für die strukturelle Qualität wie für die optoelektronischen Eigenschaften ist.

Im Reaktor wird der so mit Quellensubstanzen angereicherte laminare Gasstrom über einen Graphitblock, den *Suszeptor* geführt. In den Suszeptor sind Teller eingepasst, die ihrerseits Aussparungen für ein *Substrat* enthalten. Das Substrat ist der Wirtskristall, der die periodische Kristallstruktur vorgibt und auf dem sich die Atome bei geeigneten Umgebungsbedingungen auf den Gitterpositionen abscheiden und Schicht für Schicht aufwachsen. Man unterscheidet prinzipiell drei Arten von Wachstum, die in Abb. 3.3 schematisch dargestellt sind:



1. Monolagenwachstum
(*Frank-van der Merve*)



2. Kombiniertes Monolagen- Inselwachstum
(*Stranski-Krastanow*)



3. Inselwachstum
(*Volmer-Weber*)

Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Wachstumsmodi. Die epitaktisch entstehende Schicht ist farblich vom (grauen) Wirtskristall abgehoben.

1. Monolagenwachstum. Die epitaktische Schicht wird quasi zweidimensional Monolage für Monolage auf dem Wirtskristall abgeschieden (*Frank-van der Merwe Wachstum* [23]).
2. Kombiniertes Monolagen-/Inselwachstum. Aus einer epitaktisch hergestellten Monolagenschicht (*wetting layer*) wachsen spontan Inseln, z. B. aufgrund von Verspannungen und ungleichen Gitterparametern (*Stranski-Krastanow Wachstum* [24]).
3. Inselwachstum. Das auf dem Wirtskristall abgeschiedene Material bildet spontan Inseln, etwa aufgrund sehr großer Gitterfehlanpassung (*Volmer-Weber Wachstum* [25]).

Bei den für diese Arbeit hergestellten Strukturen findet Monolagenwachstum statt. Die chemischen Reaktionen auf und über dem Substrat sind höchst komplex und von zahlreichen Sekundärreaktionen begleitet. Viele dieser Reaktionen sind — aufgrund der Vielzahl der Wachstumsparameter — unbekannt. Entscheidend ist, dass für die Steuerung des Epitaxieprozesses Parametersätze verwendet werden, um diese Sekundärreaktionen so weit zu steuern oder zu unterdrücken, dass der entstehende Kristall die gewünschten Strukturen hat und nicht verunreinigt wird. Abb. 3.4 zeigt schematisch die Prozesse im Bereich des Substrats. Über dem Substrat entsteht eine Schicht, durch die die Moleküle diffundieren und durch Stöße gespalten und dann an der Oberfläche des Substrats endgültig zerlegt werden. Die Atome diffundieren auf der Oberfläche, binden sich an die Oberflächenatome und fügen sich so in den Kristall ein. Es findet eine *inkongruente Verdampfung* statt, das heißt die Desorptionsprozesse sind aufgrund des höheren Gleichgewichtsdampfdrucks bei den Gruppe V Atomen größer als bei den Gruppe III Atomen, so dass mehr Gruppe V Atome angeboten werden müssen ($\Rightarrow R_{V/III} \stackrel{!}{>} 1$).

Außer den Parametern und Schaltsequenzen für die Quellen existieren viele Einstellmöglichkeiten, die den Epitaxieprozess und damit die entstehende Struktur maßgeb-

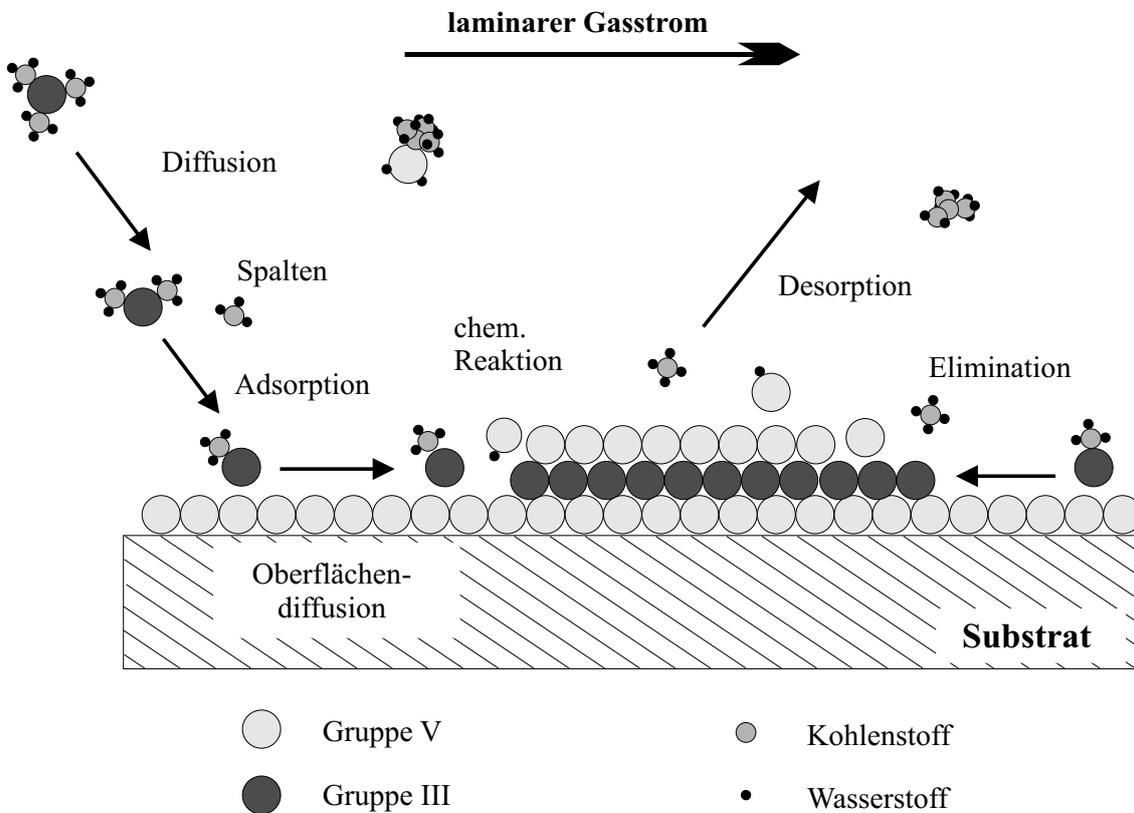


Abbildung 3.4: Chemische Prozesse und Kristallwachstum in der MOCVD.

lich beeinflussen. Neben diversen Spülflüssen, die die thermischen Bedingungen im Innenraum des Reaktors mitbestimmen, ist insbesondere die Temperatur des Reaktors (T_R), genauer die der Substratoberfläche auf dem Suszeptor, von Bedeutung. Sie wird über einen optischen Sensor ausgelesen. Die übliche Temperaturkalibrierung geschieht über einen Wafer aus einer Aluminium-Silizium Legierung (*AlSi Eutecticum*), dessen spiegelnde Oberfläche bei einer Temperatur von 577°C abrupt matt wird. *Beide MOCVD-Anlagen wurden mit diesem Verfahren kalibriert!* Um ein möglichst homogenes Wachstum über einen Wafer zu bekommen, rotiert der Teller mit dem Substrat mit hoher Geschwindigkeit (1000...2000 Umdrehungen pro Minute). Die nicht eingebauten Substanzen und die nicht an der Reaktion beteiligten Gase werden durch die Auslässe über ein Filter- und Abgasreinigersystem geführt und dann, ohne toxische Bestandteile, an die Außenluft abgegeben.

3.2 Reaktorkonzepte

Im Bereich der MOCVD haben sich die verschiedensten Systeme etabliert. Einer der wesentlichsten konstruktiven Unterschiede ist die Orientierung des Reaktors relativ zum Schwerkraftvektor \vec{g} . Man unterscheidet zwischen

- vertikal angeordnetem Reaktor ($\parallel \vec{g}$) und
- horizontal angeordnetem Reaktor ($\perp \vec{g}$).

Bei den horizontalen Reaktoren werden nach wie vor Systeme mit tubusförmigem Reaktor eingesetzt, die ohne Waferrotation arbeiten. Problematisch hierbei ist, dass durch einen quasi parabolischen Verlauf der Geschwindigkeiten des Gasstroms über den Wafer kein homogener Kristall entsteht. Insbesondere an den Reaktorrändern liegen sehr niedrige Strömungsgeschwindigkeiten (\rightarrow *Hagen-Poiseuille!*) vor. Zur Verbesserung der Homogenität der Fließgeschwindigkeiten — und damit der Homogenität der abgeschiedenen Kristalle — werden in der Regel Waferrotationssysteme mit hohen Rotationsfrequenzen (> 1000 Umdrehungen/min) eingesetzt. Eine gute Zusammenfassung der gängigen Systeme mit Verweis auf Sekundärliteratur findet sich in [18].

In dieser Arbeit werden Anlagen mit horizontalem Reaktor und Waferrotation betrachtet. Zunächst wird in Kap. 3.2.1 ein System mit der Kapazität für ein 2'' Substrat beschrieben. Der Schwerpunkt liegt in Kapitel 3.2.2 auf einem Multiwafersystem. Beides sind kommerziell erhältliche Systeme des Herstellers AIXTRON[®] AG. Einige der im Folgenden verwendeten Bezeichnungen von Reaktorgeometrien oder -techniken (Planetary Reactor, Gas Foil Rotation, ...) sind geschützte Bezeichnungen (®) der AIXTRON AG.

3.2.1 Einzelwaferreaktor

Die vorliegende Arbeit baut auf Referenzdaten auf, die auf einem AIX200 Einzelwaferreaktor gewonnen wurden. Das System ist mit einem Infrarot (IR) Heizsystem ausgestattet. Die fünf IR-Heizstrahler sind um die untere Hälfte des horizontalen Reaktorrohres (*liner*) angeordnet und von eng anliegenden Spiegeln umgeben, um den Suszeptor homogen zu erhitzen (Abb. 3.5). Es sind mit dieser Methode Substrattemperaturen bis zu 900°C zu erreichen. Allerdings sind bei dermaßen hohen Temperaturen die Lebensdauern der IR-Lampen extrem limitiert. Aus diesem Grund werden MOCVD-Anlagen häufig mit RF-Heizsystemen (*Radio Frequency, Hochfrequenz*) ausgestattet, was insbesondere für auf Galliumnitrid basierende Materialsysteme (\rightarrow *blaue Laser*) nötig ist, da hier mit noch höheren Temperaturen gearbeitet wird.



Abbildung 3.5: Reaktor des Einzelwaferreaktors AIX200 im Betrieb. Als hell glühenden Teil erkennt man den auf 650°C aufgeheizten Suszeptor in dem horizontal angeordnetem tubusförmigen Quarzreaktor.

Wie bereits angesprochen handelt es sich um ein System mit Waferrotation. Es handelt sich um ein gasgetriebenes Prinzip, die sogenannte *gas foil rotation*[®]. Dabei

strömt N_2 durch feine Kanäle unter dem durch eine dünne Achse zentrierten Teller durch die strukturierte Unterseite und treibt den Teller an.

3.2.2 Planetenreaktor

Um die Kapazität von Horizontalreaktoren zu erhöhen, musste man von den tubusförmigen Systemen Abschied nehmen, da die Flussverhältnisse keine hinreichenden Homogenitäten gewährleisten hätten. Abhilfe wurde durch die Geometrie des *Planetenreaktors* (*Planetary Reactor*[®]) geschaffen. Dabei handelt es sich um ein System, das aus einem zentralen Gasauslass (*nozzle*) das mit metallorganischen Verbindungen angereicherte Trägergas — hier H_2 — radialsymmetrisch zu den Seiten strömen lässt. Dies hat den Vorteil, dass mehrere äquidistante Substratpositionen von Gasströmen gleicher Geschwindigkeit und Zusammensetzung abgedeckt werden. Als Analogie zu der Himmelsmechanik wird der runde Suszeptor als *Planet* bezeichnet, die eingelassenen Teller zur Aufnahme der Wafer als *Satelliten*. In Abb. 3.6 ist ein solcher Reaktorinnenraum abgebildet. Der Planet rotiert zur Verbesserung der Ho-



Abbildung 3.6: Blick in das Innere des Planetenreaktors in 8×2" Konfiguration. Die Positionen sind mit InP Substraten belegt.

mogenität mit langsamer Geschwindigkeit. Eine höhere Geschwindigkeit ist nicht

erforderlich, da die radialsymmetrischen Gasflüsse für eine hohe Homogenität sorgen. Die Satelliten rotieren durch eine gas foil rotation mit hoher Geschwindigkeit ($v > 1000$ Umdrehungen/min). Den Planetenreaktor gibt es in diversen Konfigura-



Abbildung 3.7: Oberer Deckel (ceiling) des Planetenreaktors, in der Mitte der Gasauslaß (nozzle).

tionen. Hier wird ein AIX2400G3 System mit 8 Satelliten verwendet. Die Satelliten können mit Tellern für 2"- oder 3"-Substrate belegt werden. Auch Mischbestückungen aus 2" und 3" sind möglich.

Diese MOCVD-Anlagen sind für Produktionsaufgaben konzipiert. Wohl aus diesem Grund sind vergleichsweise recht wenige Veröffentlichungen über diese Anlagen erschienen. Diese beschäftigen sich typischerweise mit theoretischen Modellen zur Reaktionskinetik und einigen experimentellen Evaluierungen [26–30].

Allerdings wurde das Potential dieser Anlagen — zum Beispiel Wafer mit verschiedenen Fehlorientierungen in einem Epitaxieprozess, Auswirkungen der Substratdorientierungen etc. — kaum für systematische Forschung ausgenutzt, obwohl durch eine signifikant verbesserte Statistik (mehrere identische Wafer pro Epitaxieprozess) die meisten Parameterfelder deutlich exakter festgelegt werden können als bei Verwendung von Einzelwaferreaktoren.

In dieser Arbeit wird diese Möglichkeit ausgenutzt. Einige Ergebnisse zur Optimierung der Parameter/des Systems und die physikalischen und technischen Rückschlüsse auf die wirkenden Prozesse sind in Kapitel 4 sowie gegebenenfalls in den folgenden Kapiteln bei der experimentellen Herstellung und Untersuchung von Bauelementen und der Korrelation zu den optischen, mechanischen und quantenmechanischen Effekten dargestellt.

3.3 Charakterisierungsmethoden

3.3.1 Hochauflösende Röntgenbeugung

Zur Untersuchung der strukturellen Qualität der betrachteten Halbleiterschichten wird die hochauflösende Röntgenbeugung (*HR-XRD*, *High Resolution X-Ray Diffraction*) verwendet. Die HR-XRD ist eine nichtzerstörende Standardmethode zur Untersuchung von Halbleiterschichtstrukturen.

Durch die HR-XRD bekommt man prinzipiell experimentellen Zugang zu

- den Gitterkonstanten des Kristalls
- der Schichtdicke
- der Gitterfehlpassung senkrecht und parallel (nur bei unsymmetrischen Reflexen) zum Substrat
- den Komponenten des Verspannungstensors
- der mittleren chemischen Zusammensetzung — für quaternäre (4-komponentige) oder penternäre (5-komponentige) Verbindungen in der Regel in Kombination mit Photolumineszenz(PL)messungen oder anderen ergänzenden Methoden
- der Qualität der Grenzflächen

In Abbildung 3.8 ist eine Anordnung für hochauflösende Röntgenbeugung skizziert. Bei der verwendeten Anlage handelt es sich um ein kommerzielles 4-Kristall Diffraktometer des Typs STOE Stadi mit einem Ge220 *channel cut* Monochromator ($\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1,5 \cdot 10^{-5}$). Bei den winkelabhängigen Messungen beträgt die Auflösung 10^{-3}° .

Die beschleunigten Elektronen ($U = 40 \text{ kV}$) werden in einem Kupfertarget abgebremst und es wird die Röntgenstrahlung generiert. Die Röntgenstrahlung wird

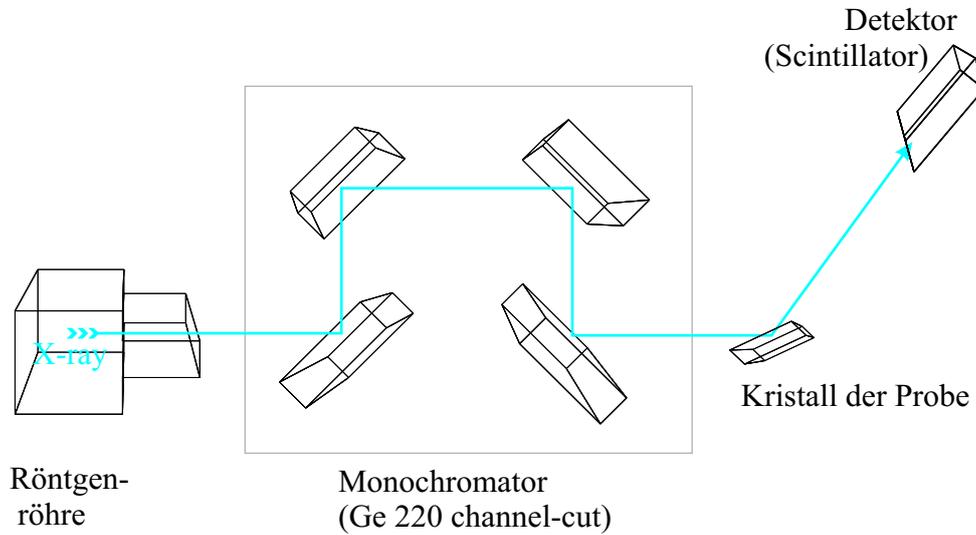


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Untersuchung von Halbleiterproben mittels hochauflösender Röntgenbeugung.

durch weitere Kristalle kollimiert und es wird eine Wellenlänge selektiert, in diesem Fall die der Cu-K $_{\alpha}$ -Linie mit $\lambda = 0,154052$ nm. Diese Strahlung trifft auf den Halbleiterkristall. Durch Bragg-Reflexion an der Netzebenenschar (Abb. 3.9) des Kristalls entstehen Intensitätsmaxima, wenn die *Bragg'sche Bedingung*

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta \quad (3.6)$$

erfüllt ist. Dabei bezeichnet n die Ordnung der Beugung, λ die Wellenlänge der einfallenden Röntgenstrahlung, d_{hkl} den Netzebenenabstand und θ den Einfallswinkel. Bei den hier untersuchten III/V-Verbindungshalbleitern wurde in der Regel der [400]-Reflex verwendet, der die höchste Intensität aufweist. Die Reflexionen finden an Netzebenen *parallel* zur Oberfläche statt. Die Informationen sind in der Regel hinreichend, da die durch epitaktisches Wachstum hergestellten Schichten die Gitterkonstante des Wirtskristalls (Substrats) übernehmen. Bei einem aufgewachsenem Material mit einer von der des Substrats abweichenden Gitterkonstanten erfolgt die Verzerrung senkrecht zur Kristalloberfläche (*tetragonale Verzerrung*).

Bei der Messung über den Winkel θ ist normalerweise der Substratpeak der Peak

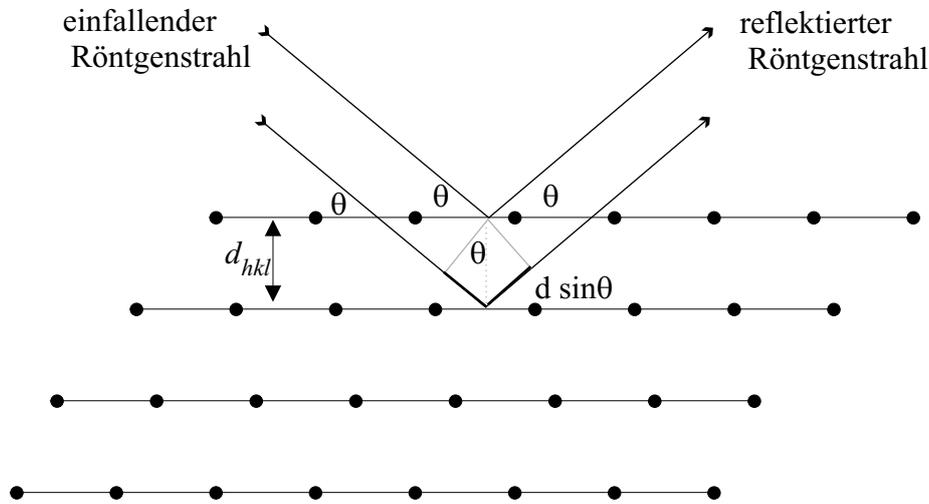


Abbildung 3.9: Bragg-Reflexion an einer Netzebenenschar.

mit der höchsten Intensität. Allerdings haben epitaktische Schichten mit Dicken $> 1 \mu\text{m}$ ebenfalls Peaks hoher Intensität und sind nicht allein durch die Intensität zu unterscheiden. Insbesondere ist dann der Substratreflex nicht eindeutig zu ermitteln. Er kann über den Vergleich von symmetrischen und unsymmetrischen Reflexen nach [31] bestimmt werden. Allein mit der hier verwendeten kinematischen Theorie und der Bragg'schen Modellvorstellung sind prinzipiell die Intensitäten nicht vollständig zu interpretieren. Dazu könnte die komplexere dynamische Theorie [32,33] benutzt werden.

Epitaktische Schichten mit vom Substrat verschiedener Gitterkonstante erzeugen Reflexe die nicht mit dem Substratreflex übereinstimmen. Aus dem Abstand Schichtreflex \leftrightarrow Substratreflex wird die Gitterfehlانpassung senkrecht zum Substrat berechnet

$$\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^\perp = \left(\frac{a_L^\perp - a_{\text{Substrat}}}{a_{\text{Substrat}}}\right) = -\Delta\theta_{LS} \cdot \cot \theta_{\text{Substrat}} \quad , \quad (3.7)$$

mit der Länge der Einheitszelle der Schicht senkrecht zum Substrat a_L^\perp , der Gitterkonstanten des Substrats a_{Substrat} , dem Abstand Schichtreflex \leftrightarrow Substratreflex $\Delta\theta_{LS}$ und dem Braggwinkel des Substrats θ_{Substrat} .

Die Länge a_L^\perp beruht auf der *tetragonalen Verzerrung*, die die Anpassung der Epitaxieschicht mit unterschiedlicher Gitterkonstanten relativ zum Substrat beschreibt. Schematisch ist dies in Abbildung 3.10 gezeigt.

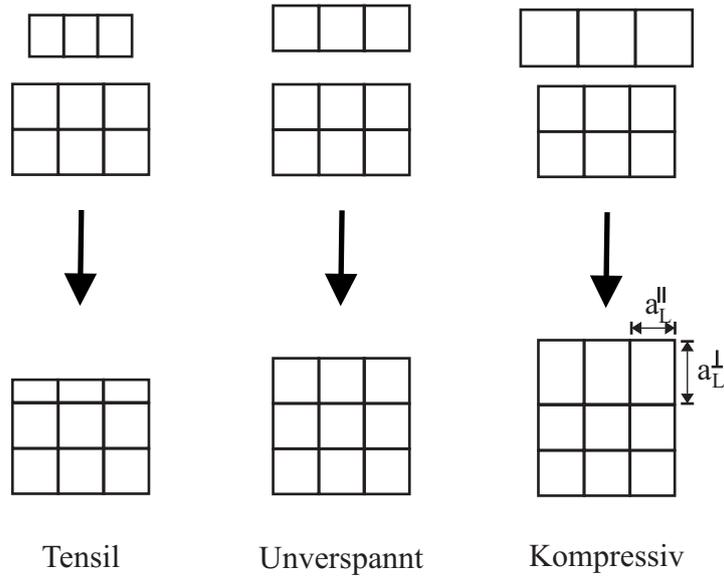


Abbildung 3.10: Tetragonale Verzerrung der Einheitszelle einer Epitaxieschicht auf einem Wirtskristall.

Über die elastischen Konstanten c_{11} und c_{12} folgt die unverspannte Gitterfehlانpassung

$$\left(\frac{\Delta a}{a}\right) = \frac{c_{11}}{c_{11} + 2 \cdot c_{12}} \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^\perp \quad (3.8)$$

Es gilt die *Vegard'sche Regel*: Bei der Mischung von binären Verbindungen ändert sich die Gitterkonstante linear mit dem Mischungsverhältnis.

Damit lässt sich die mittlere chemische Zusammensetzung einer ternären Verbindung (zum Beispiel von InGaAs auf InP oder GaAs) — zusammen gesetzt aus den binären Komponenten A und B — berechnen:

$$x_A = \frac{a_{AB} - a_B}{a_A - a_B} = \frac{\frac{c_{11}}{c_{11} + 2 \cdot c_{12}} \left(\frac{\Delta a_{AB}}{a_{Substrat}}\right)^\perp \cdot a_{Substrat} + a_{Substrat} - a_B}{a_A - a_B} \quad (3.9)$$

Für quaternäre Systeme wie das $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ist die mittlere chemische Zu-

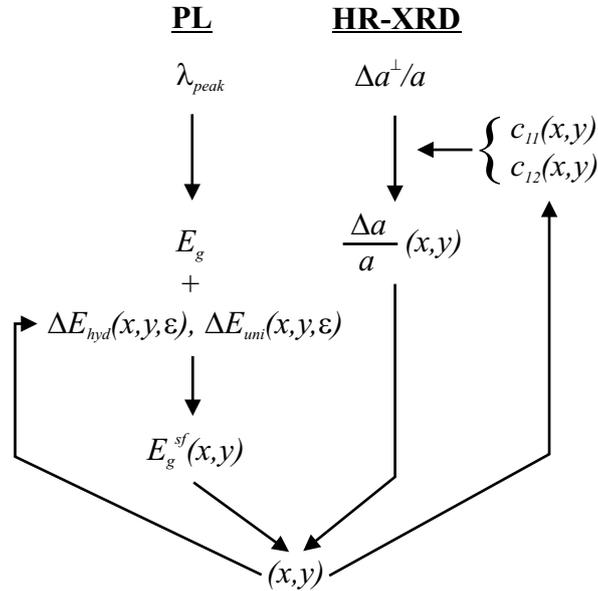


Abbildung 3.11: Berechnungsschema der Zusammensetzung von GaInAsP nach [4].

sammensetzung nicht allein durch die XRD zu bestimmen, da durch die vierte Materialkomponente zusätzliche freie Parameter auftreten. In [4] wird ein iteratives Verfahren vorgestellt, mit dem aus HR-XRD- und PL-Daten die Materialzusammensetzung berechnet werden kann. Das Verfahren, das sowohl für unverspannte als auch für verspannte GaInAsP Schichten geeignet ist, ist in Abb. 3.11 dargestellt.

Bei der Analyse von MQWs entstehen durch Mehrfachreflexionen an den Grenzflächen *Satellitenreflexe*. Abb. 3.12 zeigt ein typisches Spektrum. Die direkt zu entnehmenden Werte sind ebenfalls dargestellt. Aus dem Abstand des Substratpeaks vom Peak 0. Ordnung wird die Gitterfehlانpassung berechnet, aus dem Abstand der Satellitenreflexe untereinander ergibt sich die Periodenlänge D , also die Dicke eines Paares aus Barriere und Topf mit

$$D = \frac{\lambda}{2 \cdot \cos \vartheta_{Substrat} \cdot \Delta \vartheta} \quad (3.10)$$

Die einzelnen Dicken von Topf und Barriere müssen aus Vorversuchen durch Korrelation mit Wachstumsparametern, z.B. der Wachstumsrate, ermittelt werden. Die

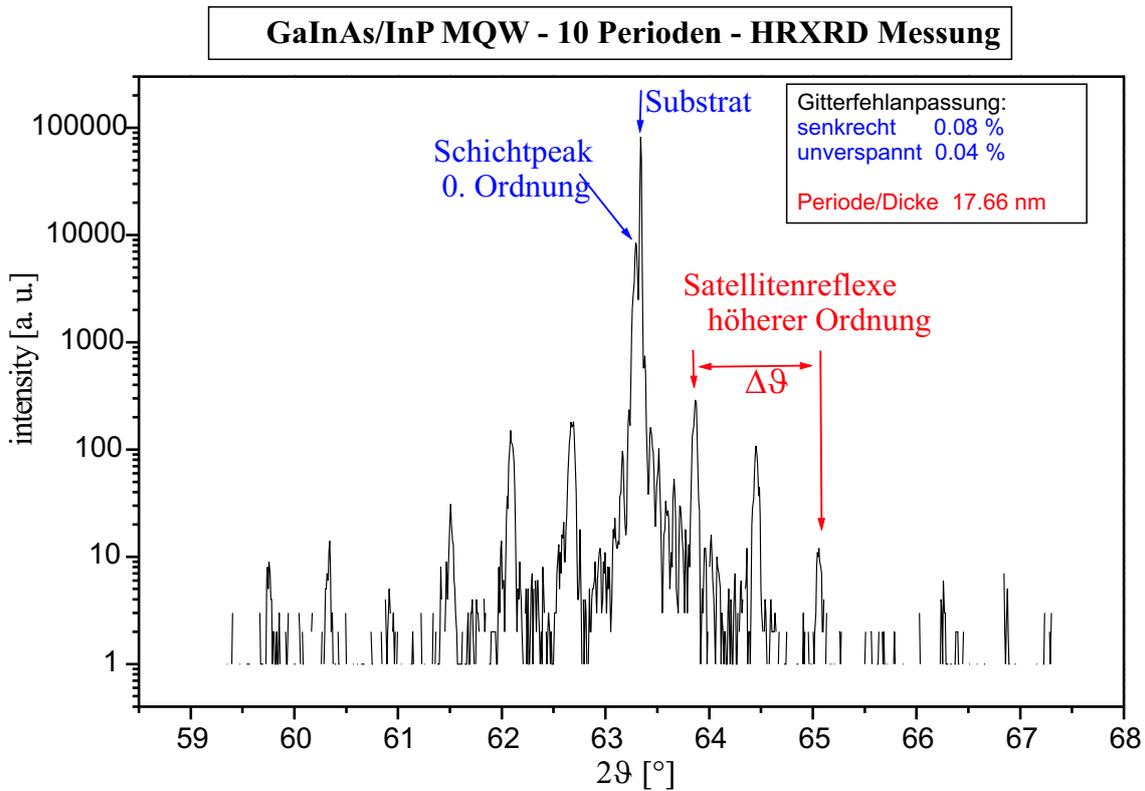


Abbildung 3.12: HR-XRD Spektrum eines InGaAs/InP MQWs mit 10 Perioden.

weiteren Strukturdaten (Gitterfehlpassung, Zusammensetzung, ...) können dann bestimmt werden. Weitere Informationen, die im Wesentlichen in der Einhüllenden der Kurve enthalten sind, können unter Verwendung der dynamischen Theorie erhalten werden. Das ist für die in dieser Arbeit zu untersuchenden Strukturen nicht nötig, da — insbesondere aufgrund der Untersuchungen der grundsätzlichen Wachstumsprozesse der interessierenden Materialsysteme im Planetenreaktor — eine kontinuierliche Betrachtung und Reproduktion von einfachen Schichten stattfindet. Damit sind Schichten gemeint, die unter diversen Reaktorbedingungen Aufschluss über Wachstumsrate, Gitteranpassung, ... geben, so dass die wesentlichen Wachstumsparameter für komplizierte Strukturen (MQWs) bekannt sind.

3.3.2 Photolumineszenz

Neben der Untersuchung der strukturellen Eigenschaften der Halbleiterstrukturen ist die Untersuchung der optischen Charakteristik der zweite wesentliche Aspekt. Hierzu werden Photolumineszenz(PL)messungen durchgeführt. Dabei werden durch einen Laser Elektronen angeregt und in das Leitungsband gehoben. Die Elektronen relaxieren über Phononen zum Minimum des Leitungsbandes. Anschließend folgt die Rekombination mit den Löchern des Valenzbandes unter Emission eines Photons. Schematisch ist dies in Abbildung 3.13 dargestellt.

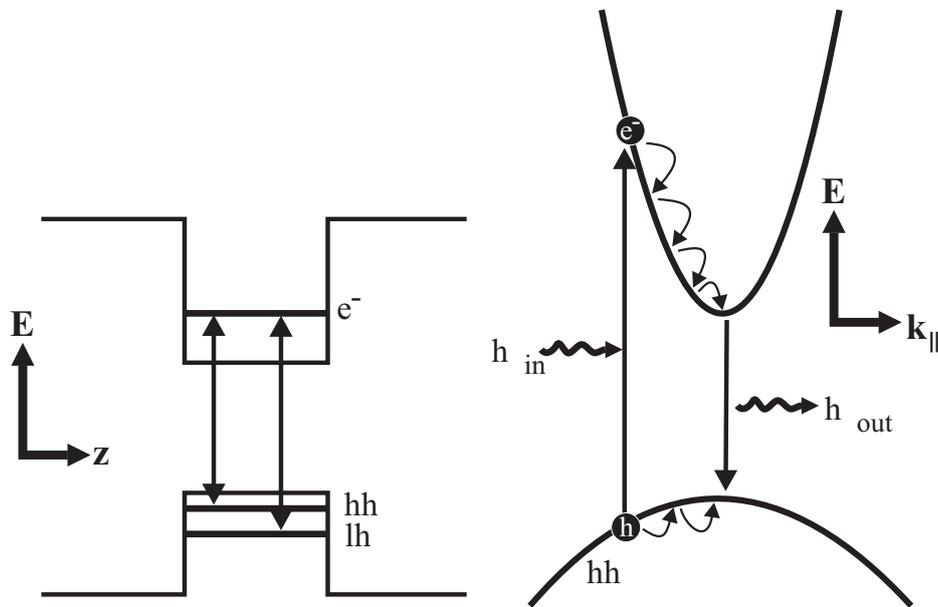


Abbildung 3.13: Schema der Photolumineszenzmessung an einem QW.

Hierbei sind einige grundlegende Charakteristika der Methode zu beachten

- Bei (zu) starker Anregung kann durch die thermische Veränderung der Probe der Peak verschoben und die Halbwertsbreite verändert werden. Bei komplizierteren Strukturen — wie z.B. MQW-Strukturen mit asymmetrisch gekoppelten QWs — kann sich das gesamte Profil der Messkurve verändern
- Verspannungen in den Schichten verursachen eine Verschiebung der PL-Energie,

so dass die Energie nicht mehr dem Übergang vom Leitungsband(LB)minimum ins Valenzband(VB)maximum entspricht. Diese Energien können bei stark verspannten Schichten bis zu ± 100 meV betragen.

- Der optische Übergang $LB \leftrightarrow VB$ geht nicht ausschließlich vom LB-Minimum aus, was bei 300 K zu einer Verschiebung von $\frac{1}{2}k_B \cdot T \approx 12$ meV führt.
- (Starke) Dotierungen können — ebenso wie Verunreinigungen — optische Übergänge von Störstellen aus hervorrufen und somit zusätzliche Veränderungen des Spektrums verursachen. Außerdem wirken hoch dotierte Schichten stark absorbierend, d.h. die Intensität des PL-Signals nimmt ab.

Für die hier hergestellten Schichten wird der in Abb. 3.14 dargestellte RPM2000 RAPID PHOTOLUMINESCENCE MAPPER des Herstellers ACCENT verwendet.

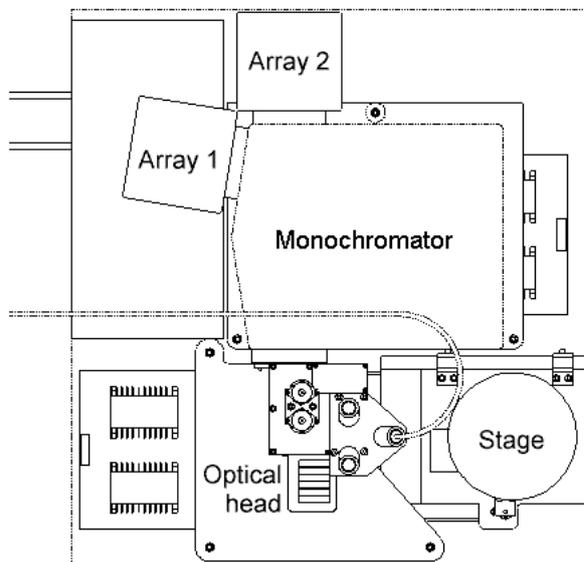


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung des verwendeten Accent RPM2000 Photolumineszenzmappers (aus [34]).

Die Position des Wafers *stage* wird zum Optischen Kopf (*optical head*) gefahren,

über den die Anregung über die eingekoppelte Laserleistung erfolgt. Durch den Monochromator wird wellenlängenabhängig die Leistung in den Detektoren gemessen. Als Detektoren stehen ein GaInAs-Detektor (Array 1) und ein CCD-Array (Array 2) zur Verfügung. Die Abbildung 3.15 zeigt den Strahlengang im Monochromator. Es können zwei verschiedene Laser verwendet werden, ein Laser der Wellenlänge 532 nm und einer für 980 nm. Mit dem RPM2000 können nur Messungen bei Raumtempe-

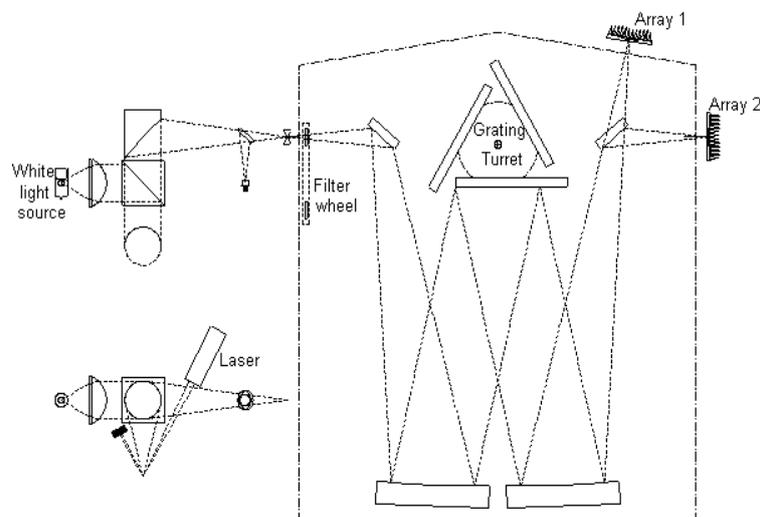


Abbildung 3.15: Skizze des Strahlengangs im Monochromator und die Positionen der Laser und Detektoren des in Abb. 3.14 dargestellten RPM2000 (aus [34]).

ratur (≈ 300 K) durchgeführt werden. Das hat zur Folge, dass durch thermische Verbreiterung des Signals Details des Spektrums nicht aufgelöst werden. Da das InP ein vergleichsweise bekanntes Materialsystem ist und Wachstumsdefekte hier nicht zu erwarten sind, sind die Raumtemperaturmessungen absolut hinreichend. Bedenkt man zudem, dass hier Strukturen behandelt werden, die für Bauelemente Verwendung finden sollen, die typischerweise im Bereich der RT betrieben werden, sind diese 300 K Messungen das Mittel der Wahl.

Kapitel 4

Charakteristik und Optimierung der Basisstrukturen und der System- parameter des Multiwafer systems

Im Kap. 3.2.2 wurde als ein entscheidender Vorteil des Planetenreaktors angeführt, dass bis zu 8 identische Wafer/Strukturen in einem Epitaxieprozess hergestellt werden können. Um dies wirklich sicherstellen zu können, müssen sowohl die konstruktiven Details des Planetenreaktors optimal justiert und auf das infrage kommende Materialsystem abgestimmt sein, als auch Parametersätze definiert werden, die als optimal anzusehen sind. Diese Optimierungen werden sowohl am System als auch am Materialsystem, d.h. an den relevanten Epitaxieparametern, vorgenommen. Als Basissysteme zur Optimierung der Parametersätze wird zunächst InP sowie unverspanntes GaInAs und GaInAsP und im zweiten Schritt ein einfacher Vielfachquantenfilm (*Multiquantumwell, MQW*) verwendet.

4.1 Temperatur- und Wafer-zu-Wafer-Homogenität

Zunächst muss sicherstellt werden, dass alle Satelliten (Teller) die gleiche Temperatur T_T auf der Oberfläche haben. Die Photolumineszenzwellenlänge des hergestellten Kristalls ist, wie im folgenden ersichtlich wird, bei identischer nomineller Zusammensetzung extrem abhängig von T_T .

Zunächst wird die ceiling entfernt und mit dem optischen Sensor (Luxtron) bei einer nominellen Reaktortemperatur $T_R = 700^\circ\text{C}$ das Temperaturprofil aufgenommen. Der Planet dreht dabei mit einer Geschwindigkeit von ≈ 1 Umdrehung pro Minute, die Teller sind nicht durch Wafer belegt. Um eine bessere Statistik zu bekommen, wird während drei Umdrehungen gemessen. Es ergibt sich die in Abb. 4.1 zu sehende Temperaturverteilung über den Suszeptor.

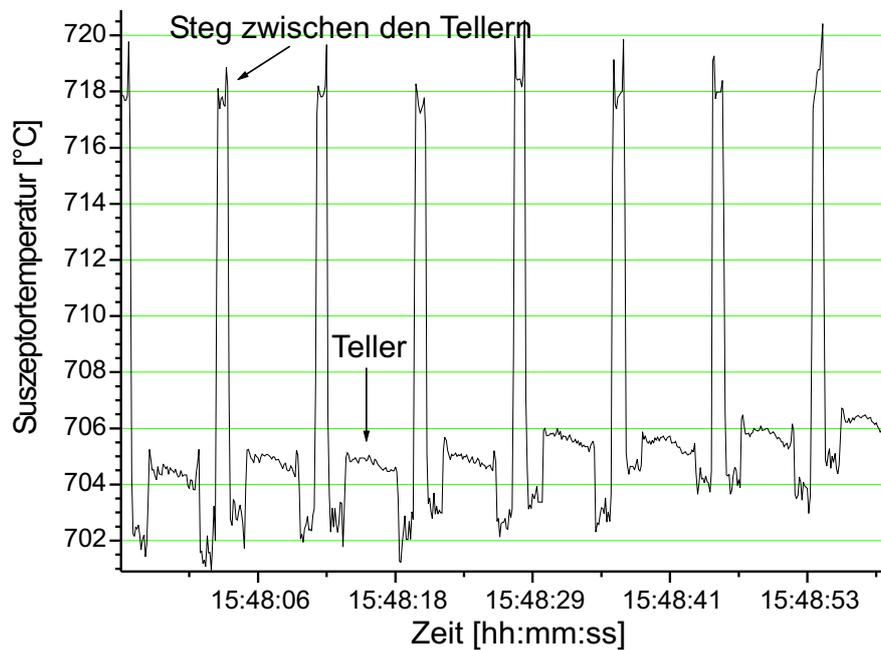


Abbildung 4.1: Temperaturverteilung auf dem Suszeptor während einer Umdrehung. Die Positionen der Stege zwischen den Tellern liegen bei den höheren, die der Teller, aufgrund des Stickstoffpolsters unter den Tellern und der daraus resultierenden schlechteren thermischen Ankopplung, bei den tieferen Temperaturen.

Als erster Schritt zur Optimierung wird versucht, eine Korrelation zwischen den Teller gewichten — hier die Teller für 2"-Wafer — und den Abweichungen der Temperaturen auf den einzelnen Tellern zu finden. Grundidee ist, dass durch das Gewicht die Teller unterschiedliche Schwebehöhen auf den Stickstoffpolstern haben und damit unterschiedlich thermisch an den Suszeptor koppeln. Die Geometrie der Teller ist schematisch in Abb. 4.2 gezeigt. In der Tat weisen die Teller unterschiedliche

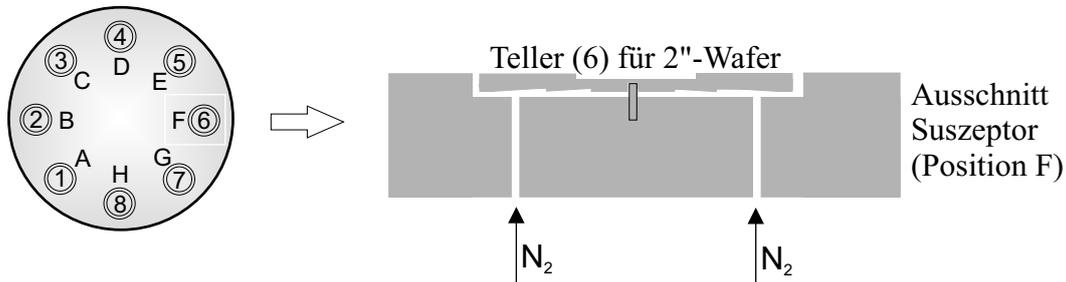


Abbildung 4.2: Geometrie der Teller des im linken Teil skizzierten Suszeptors. Die Positionen (Aussparungen) sind mit Buchstaben (A-H), die Teller mit Zahlen (1-8) bezeichnet.

Gewichte auf. Im hier vorliegenden Fall liegt das mittlere Teller gewicht bei 44,2 g, die maximale Schwankung bei 0,69 g. Die Tellerpositionen 2 und 4 waren mit Tellern eines anderen Typs belegt — alle Teller haben den identischen Durchmesser und eine identische Geometrie der Unterseite. Lediglich die Aussparungen an der Oberseite variieren, um 2" oder 3" Wafer aufzunehmen — und werden deswegen hier nicht berücksichtigt.

In Abbildung 4.3 sind die Teller temperaturen und die Teller gewichte über die Teller nummer aufgetragen. In der Abbildung 4.4 sind die Teller gewichte und die Photolumineszenzwerte (mittlere Wellenlänge auf dem Wafer mit 5 mm Randausschluß) eines GaInAsP/GaInAsP MQWs aus einem epitaktischen Wachstum über die Teller nummer aufgetragen.

Es ist deutlich zu erkennen, dass *keine* Korrelation zwischen den Teller gewichten

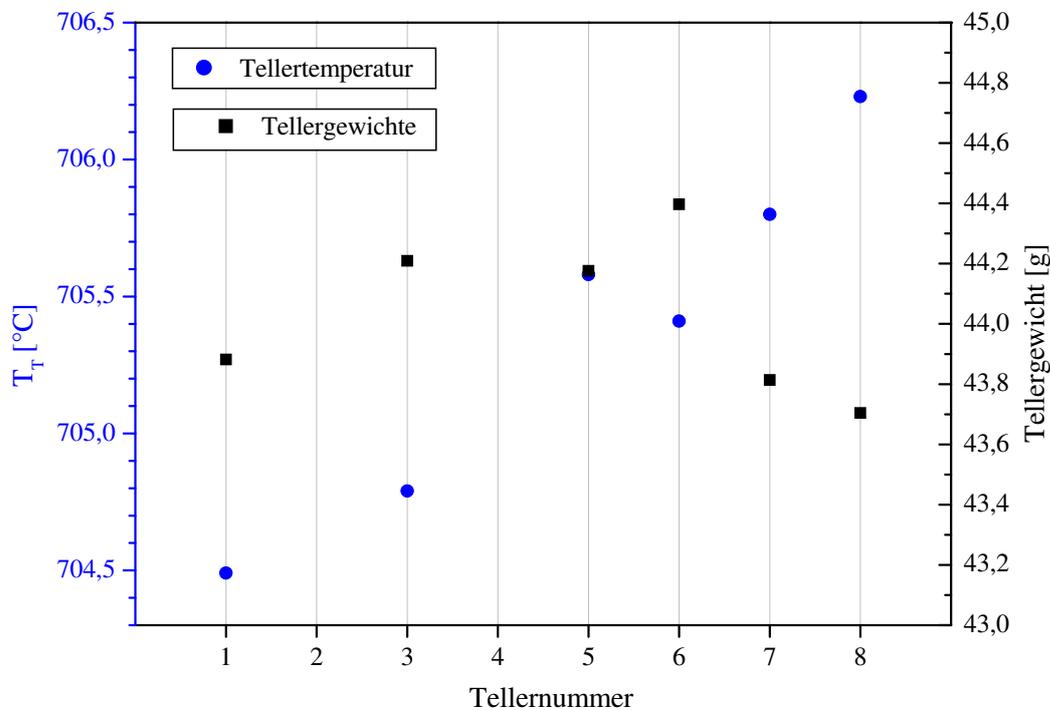


Abbildung 4.3: Tellertemperaturen und -gewichte in Abhängigkeit der Tellernummer.

und der Temperatur auf dem Wafer bzw. den daraus resultierenden optischen Eigenschaften des Kristalls besteht. Spätere Experimente mit veränderten Epitaxieparametern und optimierten Strukturen konnten ebenfalls keine Abhängigkeit zwischen den Tellergewichten und Kristallcharakteristika zeigen. Mehrere willkürlich durchgeführte Permutationen zeigen ebenfalls keine Systematik in den Ergebnissen. Damit sind diese zentralen technischen Parameter als Quelle für systematische Abweichungen und in den Kristalleigenschaften ausgeschlossen. Schwankungen auf einem Wafer oder über die Waferpositionen sind somit definiert mit den physikalischen Wachstumsparametern zu korrelieren!

Eine mögliche Ursache ist, dass hier die dünnen Kanäle, durch die der Stickstoff für die gasgetriebene Rotation geführt wird, miteinander verbunden sind, sodass sich

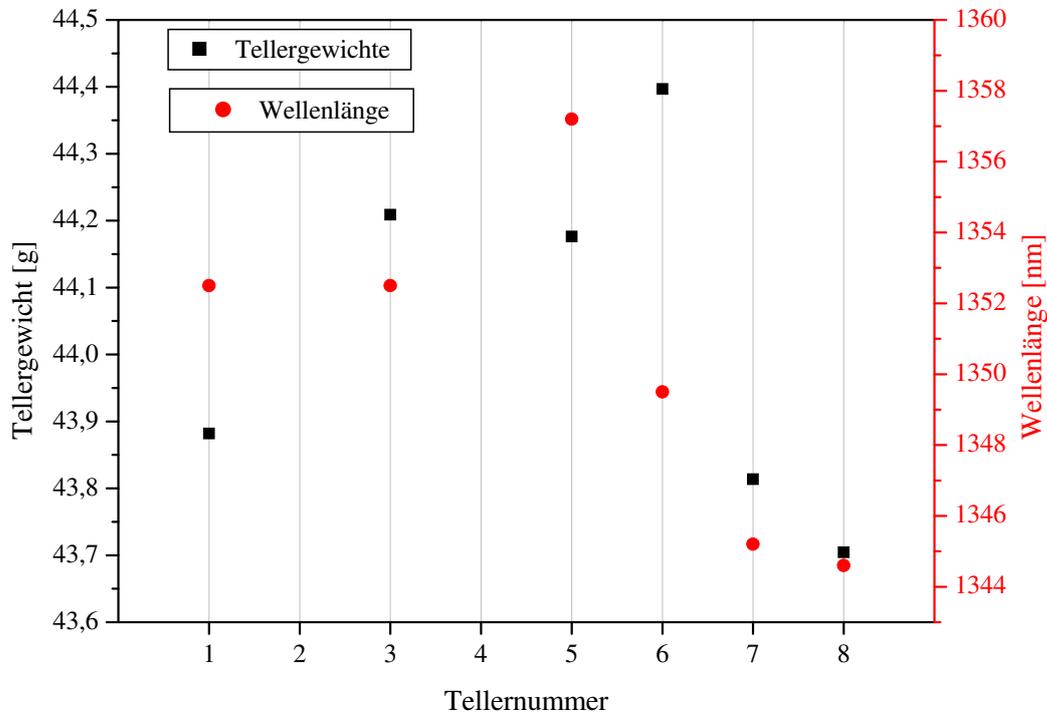


Abbildung 4.4: Tellergewichte und gemessene PL-Wellenlänge für die betrachteten Substratträger (Teller).

die Schwebehöhen angleichen. Bei den hier vorliegenden Gewichtsunterschieden sind somit die dadurch resultierenden Unterschiede in der thermischen Ankopplung der Teller an den Suszeptor als unbedeutend anzusehen.

Es ist noch anzumerken, dass es prinzipiell möglich ist, jeden Kanal und damit jede Tellerposition separat mit Stickstoff zu versorgen. Hier könnten die unterschiedlichen Gewichte signifikante Auswirkungen haben. Da dazu grundlegende Änderungen am System notwendig wären, wurden diese Versuche nicht durchgeführt.

Eine weitere Möglichkeit der Optimierung beruht auf der Annahme, dass das Graphit des Suszeptors nicht völlig homogen ist und/oder die Teller eine Schwankung und somit eine eigene Charakteristik bezüglich ihres thermischen Verhaltens haben, das heißt, dass für jede Position als auch für jeden Teller eine unterschiedliche ther-

mische Ankopplung existiert. Daher werden die Teller nach den Ergebnissen der Messung ihrer Oberflächentemperatur T_T an die Positionen gesetzt, die eine Kompensation versprechen. In Tabelle 4.1 sind die Positionen auf dem Suszeptor mit den Tellern und den zugehörigen Temperaturen vor der Umordnung aufgelistet. ΔT_T ist dabei die Abweichung vom Mittelwert der Tellertemperaturen. Tabelle 4.2 zeigt das Ergebnis nach mehreren Iterationen.

Position	A	B	C	D	E	F	G	H
Teller	1	2	3	4	5	6	7	8
T_T [°C]	704,49	704,91	704,79	704,89	705,58	705,41	705,80	706,23
ΔT_T [°C]	-0,77	-0,35	-0,47	-0,37	0,32	0,15	0,54	0,97

Tabelle 4.1: Tellertemperaturen T_T und Abweichungen ΔT_T vom Mittelwert vor der Optimierung.

Position	A	B	C	D	E	F	G	H
Teller	6	5	8	2	3	7	1	4
T_T [°C]	704,63	704,75	704,95	704,70	705,19	705,15	705,19	705,40
ΔT_T [°C]	-0,37	-0,245	-0,05	-0,30	0,20	0,16	0,20	0,41

Tabelle 4.2: Tellertemperaturen T_T und Abweichungen ΔT_T vom Mittelwert nach der Optimierung durch Umordnung der Teller.

Es ist ein deutlicher Effekt zu erkennen. Die absolute Schwankung

$$\overline{\Delta T_T} := |(\Delta T_T)_{min}| + |(\Delta T_T)_{max}|$$

ist signifikant verringert:

$$\overline{(\Delta T_T)}_{vorher} = 1,74^\circ\text{C} \quad \longrightarrow \quad \overline{(\Delta T_T)}_{nachher} = 0,78^\circ\text{C} \quad .$$

Um die Auswirkungen dieser Temperaturoptimierung über den Suszeptor — und damit insbesondere über die Teller, also die Positionen, auf denen das Wachstum stattfindet — zu untersuchen, wird je, also mit der alten und der optimierten Zuordnung der Teller zu den Positionen, ein MQW mit 10 Perioden GaInAsP/GaInAsP auf InP gewachsen, wobei alle Teller belegt sind. Gemessen wird die über den Wafer gemittelte Photolumineszenzwellenlänge mit einem Randausschluss von 5mm.

Die absolute Schwankung der Wellenlänge $\overline{\Delta\lambda}$ hat sich ebenfalls signifikant verbessert. Beim Übergang auf die optimierte Anordnung konnte sie von

$$\overline{\Delta\lambda}_{vorher} = 13,3 \text{ nm auf } \overline{\Delta\lambda}_{nachher} = 6,0 \text{ nm}$$

reduziert werden.

Abb. 4.5 zeigt die Abhängigkeit der Wellenlängenabweichung $\Delta\lambda$ von der Temperaturabweichung ΔT_T über 8 Wafer für den oben genannten GaInAsP/GaInAsP-MQW mit 10 Perioden für eine Emissionswellenlänge von 1344 nm. Der lineare fit (rote Kurve) der experimentellen Daten führt zu

$$f(x) = 7,96(\pm 0,29) \cdot x - 0,431(\pm 0,38) \quad .$$

Ein parabolischer fit führt zur Funktion

$$f(x) = 0,81(\pm 0,346) \cdot x^2 + 6,38(\pm 0,71) \cdot x - 0,076(\pm 0,374)$$

und zu einer etwas besseren Approximation an die experimentellen Daten, insbesondere bei dem (trivialen) Punkt (0,0). Dieser parabolische Zusammenhang deutet unter Berücksichtigung der Reaktionskinetik auf einen nicht kompensierten Einfluß des Suszeptors und der thermischen Verteilung durch die Reaktorgeometrie (Anordnung der RF Spule und der damit folgenden Geometrie des elektromagnetischen Feldes) hin. Für das hier vorliegende System ist also, unter Berücksichtigung der Toleranzen des parabolischen fits, mit einer nicht zu vermeidenden Temperaturabweichung von bis zu 0,11°C zu rechnen.

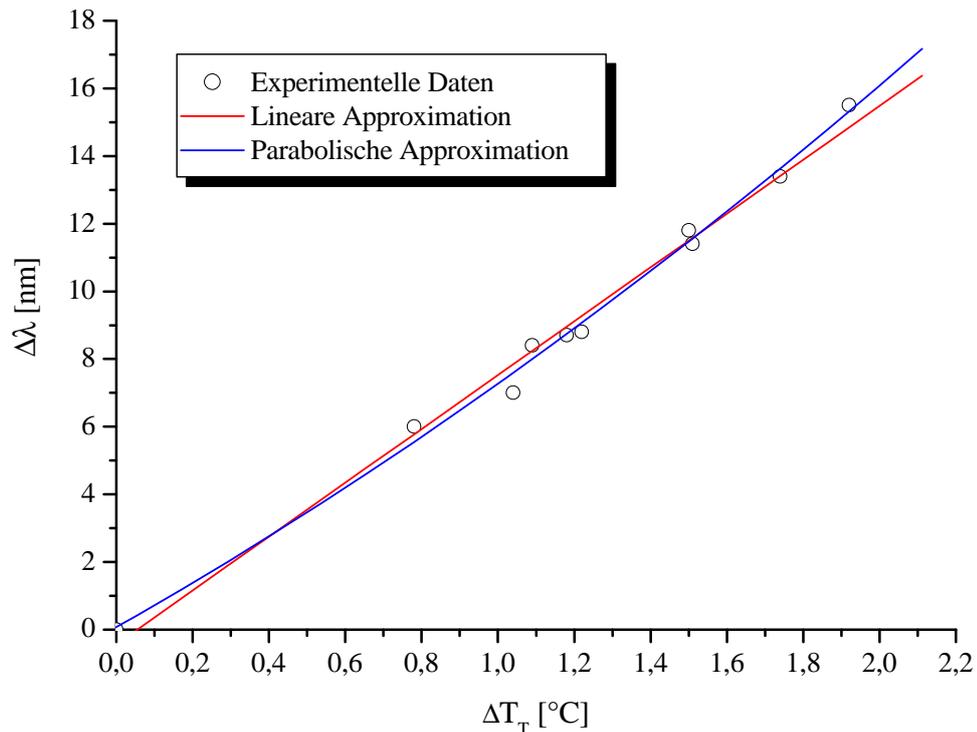


Abbildung 4.5: Mittlere Wellenlängenabweichung $\Delta\lambda$ über die mittlere Tellertemperaturabweichung ΔT_T .

Weitere Tests, sowohl mit dem Materialsystem GaInAsP/GaInAsP auf InP, als auch mit dem Materialsystem AlGaInAs/AlGaInAs auf InP haben gezeigt, dass in der Tat diese Zuordnung anhand der Temperaturverteilung optimal ist. Allerdings bleibt anzumerken, dass eine eindeutige Zuordnung $T_T \longrightarrow \lambda_{PL}$ nicht möglich ist. Dies liegt darin begründet, dass auch die chemischen Reaktionen auf dem (direkt) umgebenden Suszeptor und dessen thermische Charakteristik maßgebliche Auswirkungen auf den Wachstumsprozess haben. Allerdings ist die Zuordnung Position \longleftrightarrow Teller eindeutig und reproduzierbar, d.h. bei Operationen auf demselben Materialsystem sind die Abweichungen der Positionen untereinander und die absolute Abweichung

nahezu konstant.

Damit sind die Untersuchungen zur Temperaturhomogenität und deren Auswirkungen auf λ_{PL} und die daraus resultierende Optimierung der Wafer-zu-Wafer-Homogenität am Planetenreaktor durchgeführt. Für die Versuche wurde das Materialsystem GaInAsP/GaInAsP auf InP verwendet, da As-P-Mischkristalle die höchste Sensitivität auf Schwankungen der Wachstumstemperatur haben.

Das Ergebnis, dass die thermische Charakteristik des Suszeptors (*Position*) und der Teller aufeinander abgestimmt sein müssen und selbst kleine T -Gradienten oder lokale Unterschiede einen massiven Einfluss auf den entstehenden Kristall haben ist plausibel. Durchaus bemerkenswert ist, dass

1. keine eindeutige Korrelation $T_T \longrightarrow \lambda_{PL}$ möglich ist¹ und damit
2. die *Position*, also die Kombination Teller/Suszeptor über den gesamten Suszeptor maßgeblich ist.

¹Was sich auch bei den Versuchen, die Tellergewichte mit den T_T zu korrelieren gezeigt hat. Und das ist ein üblicher Weg der Optimierung!

4.2 Homogenität auf einem Wafer

Die Bestimmung und Optimierung der Homogenität auf einem Wafer für As/P-Mischkristalle wird durch mehrere Parameter bestimmt.

Wesentlich ist, neben Fluss- und Temperaturparameter für die die Aussagen aus dem vorgehenden Kapitel 4.1 gelten, der Reaktordruck. Insbesondere GaInAsP/GaInAsP-schichtstrukturen reagieren hier sehr sensitiv. Für alle hier realisierten As/P-Mischkristalle hat sich ein Reaktordruck von

$$P_{Reaktor} = 200 \text{ mbar}$$

als optimal erwiesen.

In Anhang B sind PL Mappings für 2" Wafer dargestellt, die epitaktische Schichtstrukturen nach den Optimierungsschritten zeigen und für die in dieser Arbeit verwendeten III/V-Verbindungshalbleiter erzielbaren Homogenitäten auf einem Wafer darstellen. Alle Schichten sind unter den definierten Standardbedingungen hergestellt wurden, mit denen später auch die Verspannungsuntersuchungen zu den MOEMS-Filtern und die experimentellen Realisierungen der ACQW-Breitbandemitters durchgeführt wurden.

Als Basisstrukturen wurden die folgenden Strukturen verwendet und zeigen die folgenden Standardabweichungen σ der PL-Wellenlängen.

- Eine 250 nm GaInAs Schicht, gitterangepasst an InP (Abbildung B.1)

$$\sigma_{GaInAs} = 0,078\% \quad .$$

- Als Vergleich dazu eine 250 nm GaInAs Schicht *ohne Waferrotation*, nominal gitterangepasst an InP (Abbildung B.2)

$$\sigma_{GaInAs,ohneRotation} = 3,40\% \quad .$$

Man erkennt die extrem schlechte Homogenität. Eine epitaxiierte Schicht ohne Waferrotation ist für die in dieser Arbeit benötigten Toleranzen absolut unbrauchbar.

- Ein MQW(10) mit je 5 nm GaInAs — gitterangepasst an InP — und 13 nm InP (Abbildung B.3)

$$\sigma_{MQW(10),GaInAs/InP} = 0,146\% \quad .$$

- Und ein GaInAsP/GaInAsP MQW(10) mit kompensierter Gesamtverspannung zu InP (Abbildung B.4)

$$\sigma_{MQW(10),GaInAsP/GaInAsP} = 0,353\% \quad .$$

Insgesamt ist eine zunehmende Standardabweichung zu erkennen, das heißt das Schichtstrukturen mit As und P in der selben Schicht oder mit kleinen Schichtdicken und Grenzflächen, die von As-haltig auf P-haltig wechseln, zu höherer inhomogenität neigen. Grund hierfür ist die sehr unterschiedliche Zerlegungs- und Einbaueffizienz von As und P [19].

Im folgenden Kapitel 4.3 sind die Ergebnisse zu den Basisstrukturen und die Homogenitätsbetrachtungen mit Relevanz für die folgenden experimentellen Betrachtungen (Kapitel 5 und 6) zusammenfassend behandelt und bewertet.

4.3 Stabilitätsbereiche des Reaktors

Anhand der in den vorgehenden Kapiteln 4.1 und 4.2 dargestellten Experimente und Ergebnisse sowie weiterer Untersuchungen können Stabilitätsbereiche des verwendeten Planetenreaktors definiert werden. Aufgrund der sehr komplexen chemischen Reaktionen kann eine absolute Stabilität nicht realisiert werden, das heißt das System verändert sich permanent.

Wie bereits diskutiert, werden diese Stabilitätsbereiche — aufgrund der sehr unterschiedlichen umfangreichen Parametersätze — für die spezifischen Materialsysteme bestimmt.

Dieses Vorgehen lässt immer noch ein großes Parameterfeld zu. Hier soll eine bauelementspezifische Betrachtung durchgeführt werden. Das heißt, es werden die Toleranzen in einem spezifizierten Bauelement betrachtet, in denen die Realisierung dieses Bauelements möglich ist.

Die in den folgenden Kapiteln betrachteten Mikrooptoelektromechanischen Filter auf dem Materialsystem GaInAs/InP und beispielsweise die Breitbandemitter basierend auf GaInAsP/InP wurden während der Realisierung iterativ untersucht und die MOCVD-Parameter und damit die Stabilitätsbereiche festgelegt.

Für die MOEMS werden sich höchste Anforderungen an die Stabilität von $(\frac{\Delta a}{a})^\perp$ stellen, die für GaInAs/InP und beliebige InP/GaInAs/InP Schichtsequenzen erfüllt werden müssen. Abb. 4.6 zeigt die Ergebnisse anhand 5 verschiedener MOEMS-Schichtstrukturen (Pmoems 1 bis Pmoems 5). Nach Pmoems 1 wurden die Voraussetzungen geändert. So wurde ein gereinigtes System (Suszeptor und Quarzteile) mit mindestens 500 nm InP und 2 μm GaInAs vorbelegt, danach wurden Testschichten zur Gitteranpassung mit 250 nm GaInAs hergestellt. Im Diagramm Abb. 4.6 ist $(\frac{\Delta a}{a})^\perp$ der letzten Testschicht vor Pmoems X als (x=0) eingetragen.

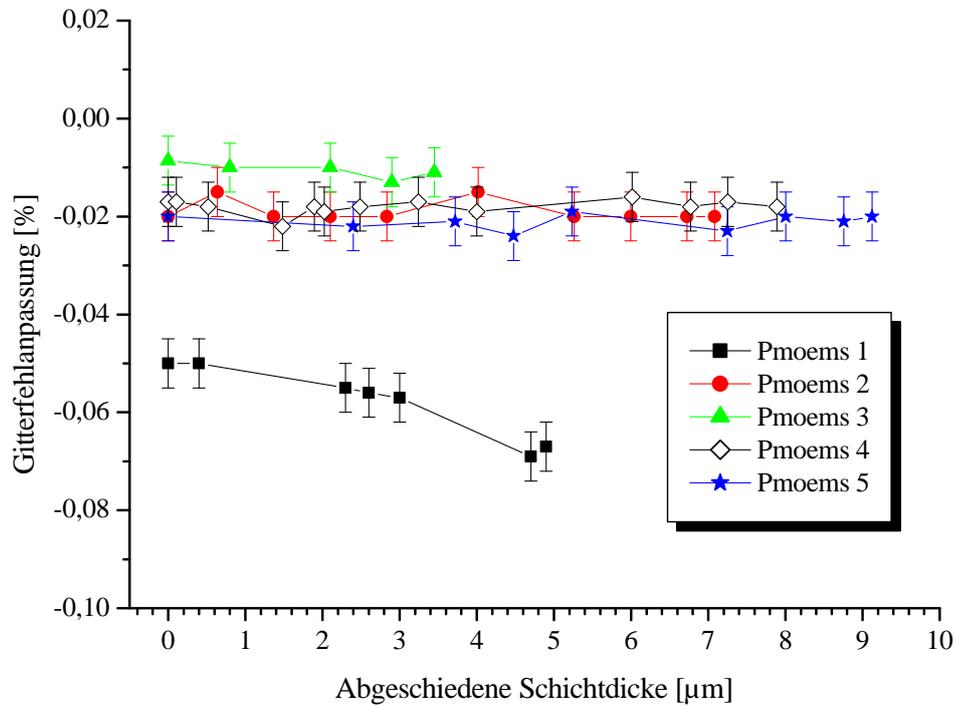


Abbildung 4.6: Stabilitätsergebnisse von verschiedenen MOEMS-Strukturen mit verschiedenen GaInAs/InP Schichtsequenzen, chronologisch (Pmoems 1 bis Pmoems 5) geordnet. Nach Pmoems 1 wurden die Wachstumsvoraussetzungen geändert (siehe Text). Die Gitterfehlpassung $(\frac{\Delta a}{a})^\perp$ ist im Rahmen der Mess- und Auswertungsgenauigkeit für die Realisierung von MOEMS mit Gesamtdicken bis $9 \mu\text{m}$ stabil.

Deutlich zu erkennen ist, dass für Pmoems 2 bis Pmoems 5 die Stabilität sehr hoch ist (K : angestrebter konstanter Mittelwert):

$$9 \mu\text{m Belegung} \longrightarrow \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^\perp = K \pm 0,01 \%$$

Dies Ergebnis ist sowohl für den Planetenreaktor AIX2400G3 als auch für den Einzelwaferreaktor AIX200 zu erzielen. Allerdings ist bei Gesamtbelegungen des Systems von $\approx 25 \mu\text{m}$ bei dem Planetenreaktor bzw. bei $\approx 12 \mu\text{m}$ bei dem Einzelwaferreak-

tor eine Verschlechterung der Gitterfehlpassungsstabilität, verbunden mit starker Partikelbildung, festzustellen. Grund hierfür scheint zu sein, dass insbesondere die Depositionskapazität auf den Quarzteilen (ceiling des AIX2400G3 bzw. liner des AIX200) begrenzt ist und sich wieder Halbleitermaterial ablöst, was einerseits zu Partikeln führt und andererseits das Verhältnis der Reaktionsstoffe im Reaktor ändert. Da die ceiling Temperatur des Planetenreaktors mit einem N_2/H_2 -Gasgemisch beeinflusst (und stabilisiert) wird, ist auch die bessere Stabilität gegenüber dem Einzelwaferreaktor zu erklären.

Möglicherweise kann durch eine Veränderung des N_2/H_2 -Gasgemisches die Deposition (metallisches Arsen vs. InP-Halbleitermaterial) an der ceiling und damit die Stabilität verbessert werden.

Da bei Belegungen bis $> 40 \mu m$ auch AsP-Mischkristalle und Bauelemente mit leicht modifizierten Reaktorparametern hergestellt wurden, sind die Stabilitätsgrenzen nicht als absolute Zahlen zu verstehen. Sie zeigen aber eine eindeutige und erklärbare Tendenz und können somit durchaus eine Limitierung der Realisierung von sehr dicken MOEMS-Strukturen, beispielsweise mit integriertem VCSEL, darstellen.

Kapitel 5

Verspannungseffekte in MOEMS-Strukturen

In Mikro-Opto-Elektromechanischen Systemen (*micro-opto-electro-mechanical systems, MOEMS*) wird neben der optoelektronischen Komponente auch die (elektro)mechanische Komponente aktiv genutzt. So können — nach Anwendung hochselektiver Ätztechniken — die entstandenen Kavitäten durch elektromechanische Manipulation der entstandenen freistehenden Membrane verändert werden. Im Falle von optoelektronischen Komponenten entsteht so ein variabler Resonator. Die Dimensionen der Membrane, die ein Länge/Dicke-Verhältnis von über 1:1000 aufweisen können, wirken von einem makroskopischen Standpunkt aus betrachtet sehr fragil. Zu beachten ist jedoch, dass im nanotechnologischen Maßstab Kräfte anders wirken als im makroskopischen Bereich. Abb. 5.1 zeigt die Abhängigkeiten. Dabei wird die Ortskoordinate x_i durch den Ausdruck $\frac{x_i}{a}$ skaliert mit a als Skalierungsfaktor. Es werden in [35] folgende Abhängigkeiten verwandt:

- Gravitationskraft (*gravity force*) $\sim a^{-3}$
- Trägheitskraft (*inertia force*) $\sim a^{-4}$
- Magnetische Kraft (*magnetic force*) $\sim a^{-2\dots4}$

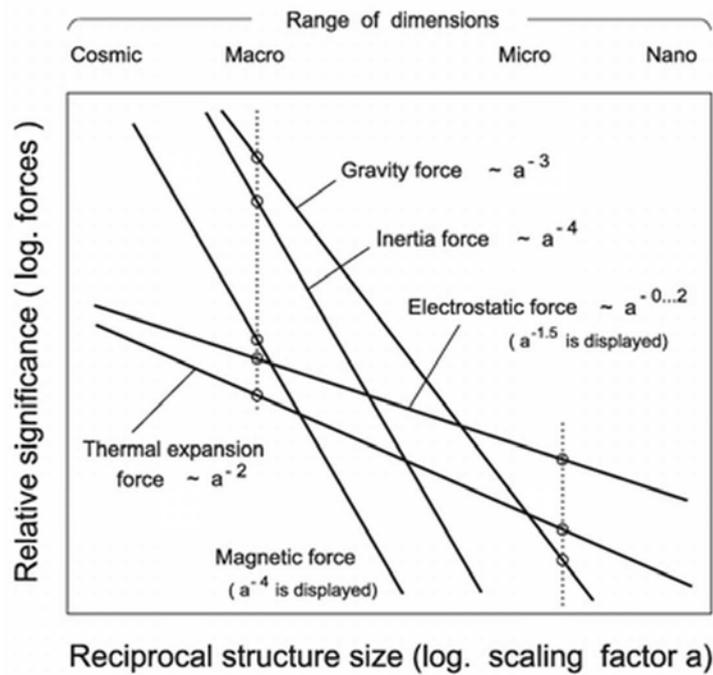


Abbildung 5.1: Darstellung fundamentaler Kräfte durch den Skalierungsfaktor a (aus [35]).

- Elektrostatische Kraft (*electrostatic force*) $\sim a^{-0...2}$
- Thermische Ausdehnungskraft (*thermal expansion force*) $\sim a^{-2}$

Dabei erschließen sich den MOEMS-Bauelementen Anwendungsfelder unter anderem in den Bereichen optoelektronische Datenübertragung, Medizin und Messtechnik [36,37].

Als (Halbleiter)material findet neben GaAs [38,39] vor allem InP [40–46] als Basismaterial Verwendung.

Details zum Design des Gesamtbauelements mit Simulationsstudien und Evaluierungen der mit dieser Arbeit korrespondierenden realisierten Bauelemente sind unter anderem in [47–52] veröffentlicht.

5.1 Konzeption und Realisierung von MOEMS Strukturen

Mikro-Opto-Elektromechanische Systeme können sowohl als alleinstehender Filter, als auch als monolithisch integriertes Empfänger- oder Sender-Bauelement realisiert werden. Bei der monolithischen Integration werden entweder ein Halbleiterlaser oder eine pin-Photodiode so integriert, dass sie epitaktisch in einem Wachstumsprozess hergestellt werden können. Diese Herstellung der Bauelemente hat — gegenüber anderen Herstellungsmethoden, wie z.B. selektivem epitaktischem Wachstum [53, 54] oder Kombinationen von Wachstums- und Prozessierungsschritten — große Vorteile. So sind keine Fremdmaterialien, wie sie beispielsweise für Maskierungen bei selektiven Wachstumsschritten benötigt werden, im Reaktor. Zudem kann auf wiederholtes Hoch- und Runterheizen, wie es bei Kaskaden von mehreren Wachstums- und Prozessierungsschritten unvermeidlich ist, verzichtet werden, was Diffusionsprobleme, insbesondere im Bereich der p-dotierten Schichten, drastisch reduziert. Die

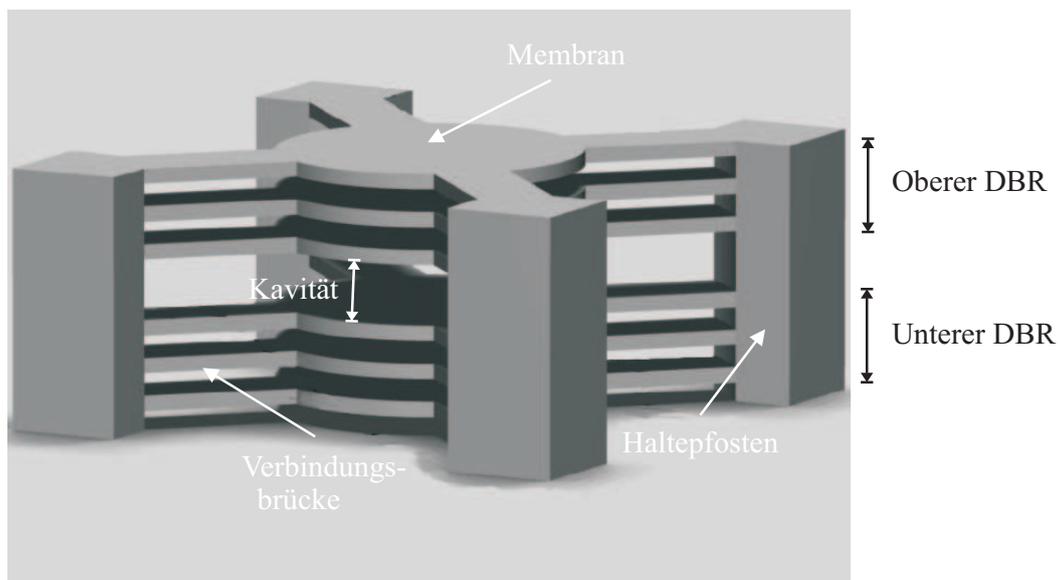


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung eines MEMS-Filters.

Geometrie des Filters ist in den Abbildungen 5.2 und 5.3 schematisch dargestellt und in Abb. 5.4 als REM Aufnahme gezeigt. Die epitaktisch hergestellten Schicht-

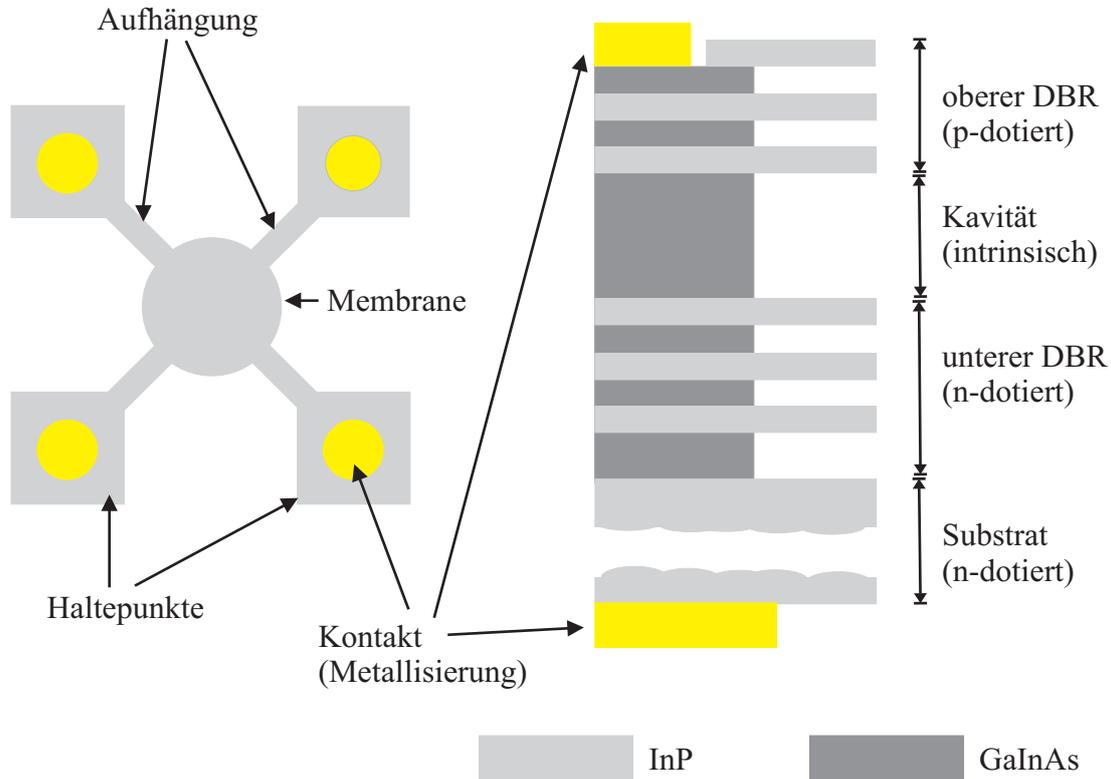


Abbildung 5.3: Schematische (zweidimensionale) Darstellung eines MOEMS-Filters. Auf der linken Seite eine Aufsicht mit den Kontakten auf den Haltepunkten und den in der Mitte liegenden, aufgehängten InP-Membranen. Rechts ein Schichtschema. Die dunkelgrauen GaInAs-Schichten werden selektiv weggeätzt und bilden die air-gaps.

strukturen aus GaInAs und InP werden mit einer geeigneten Maske (z.B. Ti-Maske) strukturiert und die Opferschichten werden weggeätzt. Es entstehen extrem dünne Luftspalte, sogenannte *air gaps*. Als Ätzlösung wird $\text{FeCl}_3:\text{H}_2\text{O}$ verwendet, was eine Selektivität von ≈ 5000 aufweist und gegenüber $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ homogener und besser handhabbar beim Kritischen-Punkt-Trocknen ist. Details zur Prozessierung sind in [55] dargestellt. Eine Übersicht des Prozesses ist in Anhang C, Abbildung

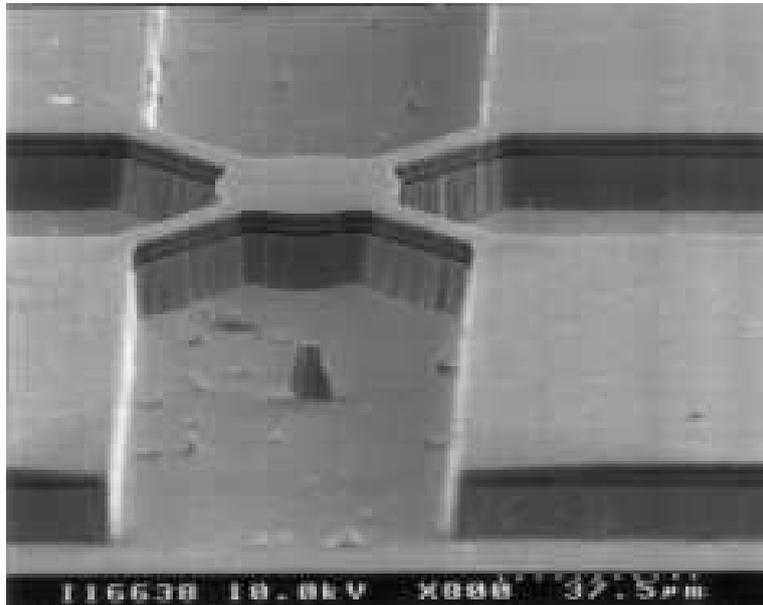


Abbildung 5.4: REM Aufnahme eines prozessierten Filters.

C.1.

Die so mehrere Perioden umfassenden freigeätzten InP/Luft-Strukturen bilden bei geeigneter Wahl der Schichtdicken durch die Wirkung der Brechungsindizes einen Spiegel, einen sogenannten *Distributed Bragg Reflector*, *DBR*. Eingerahmt von dem oberen und dem unteren DBR entsteht in der Mitte die große Kavität als Resonator. Durch Anlegen einer Spannung am oberen und unteren DBR können die Membrane elektromechanisch bewegt werden, so dass die Resonatorlänge verändert wird (Abbildung 5.5). Darauf beruht die Wirkung als Filterelement. In Abb. 5.6 ist eine Rasterelektronenmikroskopie(REM)aufnahme einer solchen Filterstruktur dargestellt. Die Dicken der InP-Schichten variieren hierbei im Bereich von 100 bis 1000 nm , während die InP-Membrane Längen von über 200 μm aufweisen. So entstehen freitragende Strukturen mit einem Verhältnis der Membrandicken zu den Abständen der Haltepunkte von etwa 1:1000! Die genauen Dimensionen einiger Filter — insbesondere die Schichtdicken — werden im folgenden detaillierter behandelt. Diese Dimensionen machen bereits deutlich, dass hohe Anforderungen an die epitak-

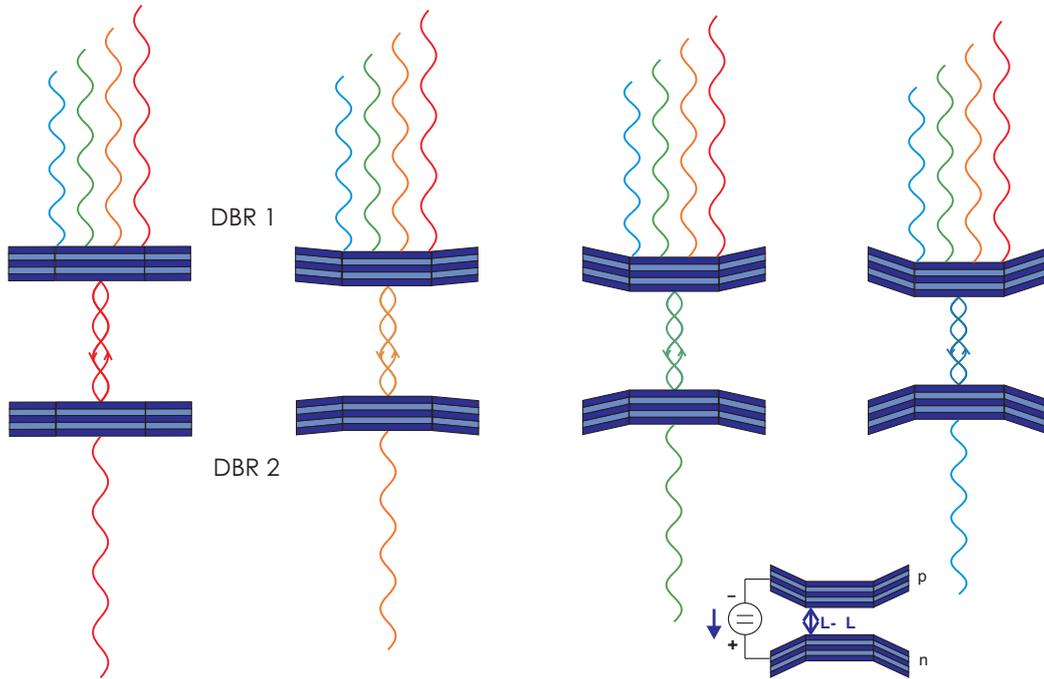


Abbildung 5.5: Resonator- und Wellenlängenänderung durch elektromechanische Aktuation der Membrane der DBR-Spiegel, schematische Darstellung.

tische Qualität der Schichtstrukturen zur Realisierung von MOEMS-Filterstrukturen bestehen. Zudem treten zwei Anforderungen auf, die im Widerspruch zueinander stehen. Die Filtermembrane sollen eine hohe Stabilität haben, so dass sie die freitragenden Strukturen bilden können. Dem gegenüber soll ein weiter Durchstimmbereich erzielt werden, um den Filter in einem großen Wellenlängenbereich einzusetzen.

Von zentraler Bedeutung sind also hier die mechanischen Eigenschaften der Schichtstrukturen, das heißt die Wirkung der Gitterfehlanpassung

$$\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^{\perp} = \left(\frac{a_L^{\perp} - a_{Substrat}}{a_{Substrat}}\right) .$$

Wie in Kapitel 2.1 und 3.3.1 bereits dargestellt wurde, kann diese Gitterfehlanpassung prinzipiell tensil oder kompressiv sein.

Ein bekannter Effekt bei GaInAs/InP Schichtstrukturen ist der sogenannte *Arsen-carry-over-effect* [56,57]. Aus den As-haltigen Schichten — und prinzipiell auch vom

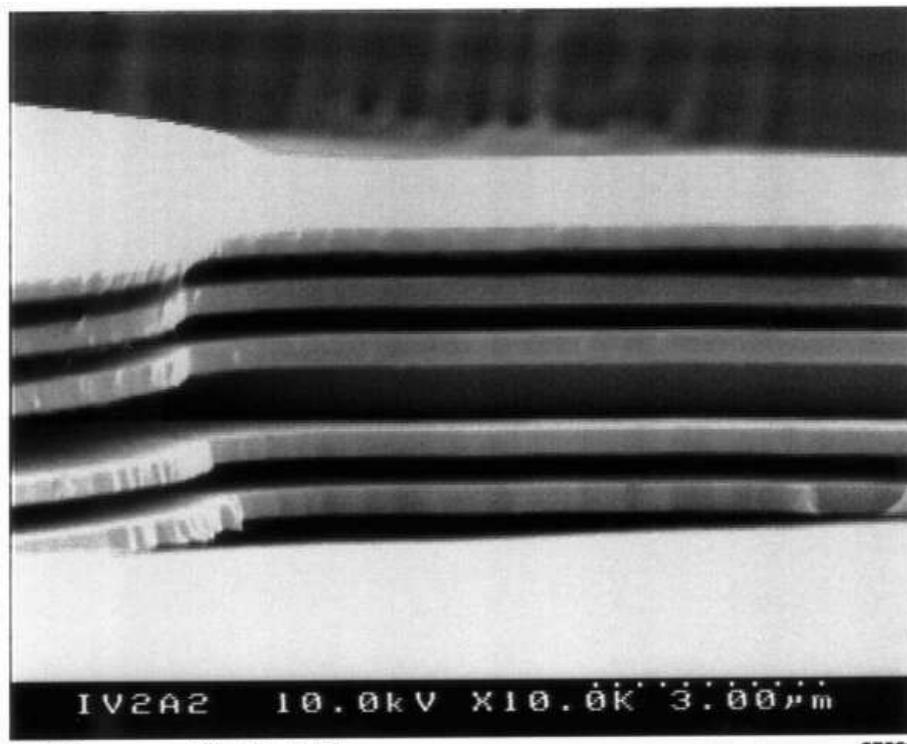


Abbildung 5.6: Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer Filterstruktur. Gut zu erkennen sind die freigeätzten Kavitäten zwischen den InP-Membranen.

umgebenden Suszeptor — wird As in die InP-Schichten übertragen. Dieser inhomogene Effekt ist, auch für Anwendungen in MOEMS-Filtern [58], häufig diskutiert. Auch wenn Methoden bekannt sind, die den *Arsen carry-over effect* reduzieren, beispielsweise durch längere Wachstumsunterbrechungen beim Umschalten von GaInAs auf InP Schichten und/oder durch Einfügen von Kompensationsschichten [43], lässt er sich nicht völlig unterdrücken, so dass immer $\text{In}(\text{As})\text{P}^1$ -Schichten entstehen, die gegenüber dem InP des Substrates *kompensiv* verspannt sind. Das hat aber im Fall der Filterstrukturen zur Folge, dass die Membrane durchhängen und auf darunter-

¹Die Schreibweise mit Klammerung eines Elementes wird hier und im Folgenden verwandt, wenn das geklammerte Element nur in sehr kleinen Anteilen vorkommt, hier das As in $\text{In}(\text{As})\text{P}$. Die direkte experimentelle Quantifizierung ist in den hier vorliegenden Schichtstrukturen und aufgrund der auftretenden Effekte (Gradienten über wenige nm) nicht mit hinreichender Genauigkeit möglich.

liegende InP-Membrane oder das Substrat aufliegen, wie es in Abb. 5.7 gezeigt wird. Der Filter wird dadurch unbrauchbar oder sogar zerstört.

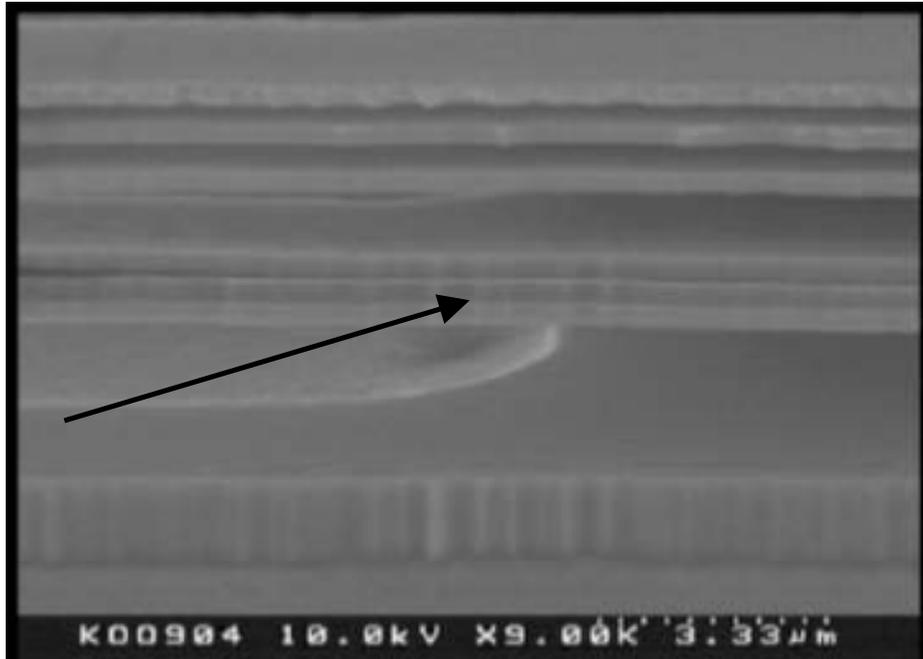


Abbildung 5.7: REM-Aufnahme einer Filterstruktur mit kompressiv verspannten In(As)P-Schichten. Der Pfeil zeigt einen Bereich mit zusammengeklappten Membranen.

Zunächst muss also eine Methode gefunden werden, mit der die Membrane so epitaktisch hergestellt werden, dass die kompressive Wirkung des *Arsen-carry-over-effects* kompensiert wird. Für diese Kompensation ist der nur wenige nm breite Bereich der Grenzflächen, insbesondere die Grenzfläche GaInAs/InP, von Bedeutung, da hier der As-Übertrag am ausgeprägtesten ist. Da die hochauflösende Röntgenbeugung eine über einen vergleichsweise großen Raumwinkel integrierende Messmethode ist, kann dieser Bereich nicht mit hinreichender Genauigkeit erfasst werden. Außerdem ist zu bedenken, dass die Sensitivität der Unterätzung nicht unendlich ist (bei dem hier verwendeten $\text{FeCl}_3 \approx 5000$) und somit Schichten mit sehr geringer As Konzentration bestehen bleiben, die dann aufgrund ihrer Zusammensetzung die Verspannung der Strukturen beeinflussen. Daher muss bei definiertem Unterätzungsprozess mit

konstanten Parametern eine fertig prozessierte InP/air-gap Struktur betrachtet werden, da vorher — aufgrund des As-carry-over-effects — nicht festgelegt werden kann, welche potentiellen Zwischenschichten nach der Unterätzung verbleiben. TEM oder energiegefilterte TEM (EFTEM) kann hier nicht benutzt werden, da die Strukturen durch die freien air-gaps nicht präpariert werden können. Sekundärionenmassenspektroskopie (*secondary ion mass spectroscopie, SIMS*) kann hier ebenfalls keine hinreichend genauen Ergebnisse liefern. Daher muss ein anderes, sensitiveres experimentelles Verfahren angewandt werden, um die physikalischen Mechanismen der Verspannung zu untersuchen. Ideal sind Teststrukturen, die in der Materialzusammensetzung identisch zu den Filterstrukturen verfügen und die vergleichbare Dimensionen haben. Außerdem wird das identische Ätzverfahren eingesetzt. Dieses Nachweisverfahren wird im Folgenden Kapitel 5.2 dargestellt.

5.2 Epitaktische Herstellung und mechanische Wirkung der Verspannung auf die Membrane

Um die Verspannung der Membrane zu untersuchen, werden zunächst einfachere Strukturen, sogenannte *Biegebalkenstrukturen*, hergestellt. Dies sind Strukturen, die analog zu den Filtern aus GaInAs/InP Schichten bestehen und nach dem selben Prinzip freigeätzt werden. Es entsteht eine Struktur, wie sie in Abb. 5.8 dargestellt ist. Diese Biegebalkenstrukturen werden mit einer optischen Messmethode, der Weiß-

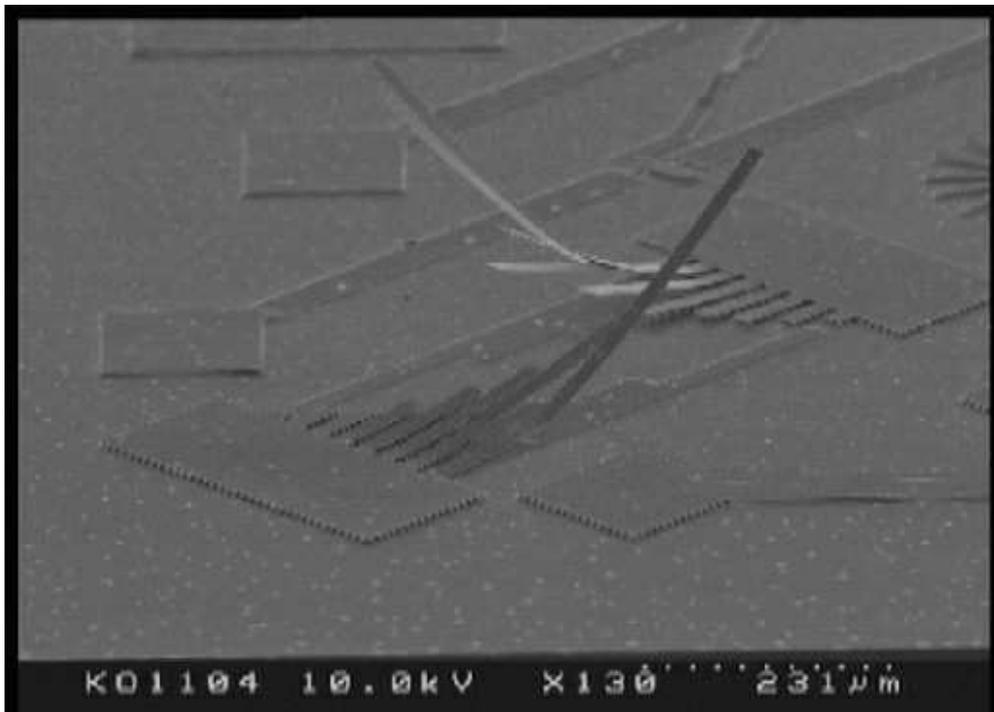


Abbildung 5.8: REM Aufnahme einer Biegebalkenstruktur.

lichtinterferometrie (WLI), vermessen, so dass die Auslenkungen aus einer nominal unverspannten Position abhängig von dem Abstand vom Haltepunkt gemessen werden kann. Abb. 5.9 zeigt eine Aufsicht mit dem Weißlichtinterferometriesystem auf eine Biegebalkenstruktur. Hierbei werden nach oben gebogene In(As)P-Membrane als *tensil* verspannt (zugverspannt) interpretiert, während zusammengefallene In(As)P-

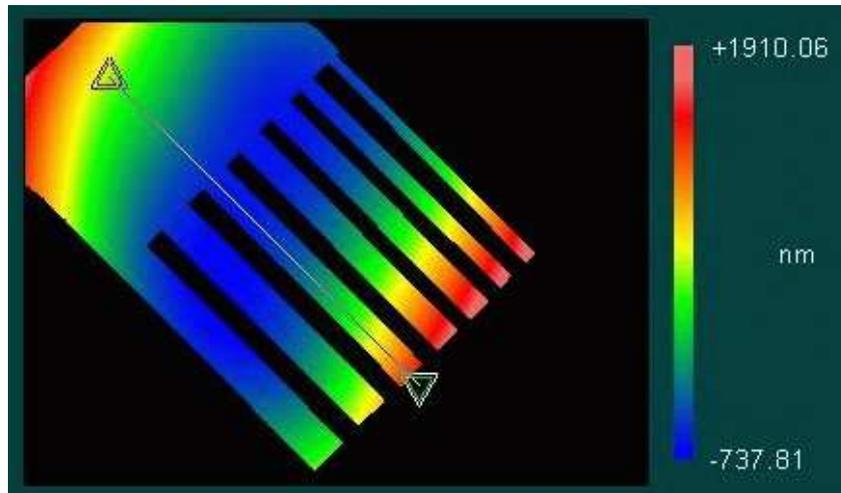


Abbildung 5.9: Weißlichtinterferometrische Aufnahme einer Biegebalkenstruktur.

Membrane kompressiv verspannt (druckverspannt) sind.

Nach den bisherigen Betrachtungen der InP-Strukturen und des As-carry-over-effects bleibt die Frage offen, wie überhaupt tensile Strukturen entstehen können, wie sie beispielsweise in Abb. 5.8 zu sehen sind!

Zunächst wird hierbei die kompressive Wirkung des As im In(As)P prinzipiell akzeptiert und es werden keine zusätzlichen epitaktischen Maßnahmen — wie z.B. das Einfügen von dickeren (> 30 nm) GaInAsP-Zwischenschichten oder dünnen (1-2 nm) InP Deckschichten auf dem GaInAs — getroffen, um den As-carry-over-effect zu unterdrücken. Es werden die folgenden Wachstumsparameter gewählt:

- $T_R = 650^\circ\text{C}$, kalibriert mit AlSi-Eutecticum
- $v_{gr}(\text{InP}) = 2,13\mu\text{m}/\text{h}$,
 $v_{gr}(\text{GaInAs}) = 2,30\mu\text{m}/\text{h}$
- AsH_3 und PH_3 als Gruppe-V-Quellen
- TMIIn und TMGa als Gruppe-III-Quellen
- DEZn/DMZn und Si_2H_6 als Dotierquellen

- Alle InP Substrate ($0^\circ \dots 0.04^\circ$ Fehlorientierung) nasschemisch und in-situ vorbehandelt zur Unterdrückung einer Oxidschicht

Außerdem werden, im Gegensatz zu [58], kurze Schaltzeiten wie sie in Abbildung 5.10 dargestellt sind beim Umschalten vom GaInAs- auf das InP-Wachstum gewählt. Die kurzen Schaltzeiten sind nicht auf die maximale Unterdrückung des As-

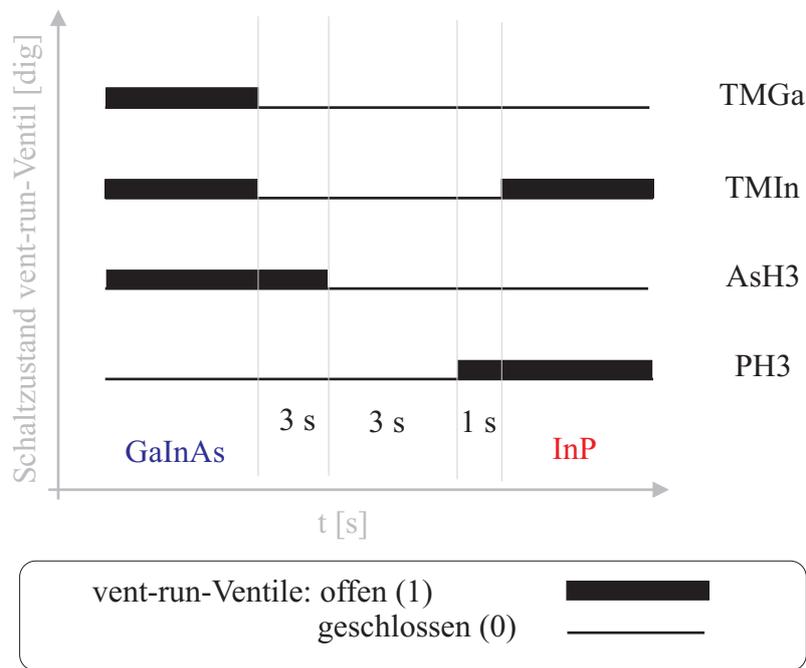


Abbildung 5.10: Schaltschema beim Umschalten vom Wachstum von GaInAs auf InP. Die Balken zeigen digital ([dig]) ein geöffnetes (dicker Balken -> run) oder ein geschlossenes (dünner Balken -> vent) vent-run-Ventil an.

Übertrages ausgelegt, sondern haben nach dem Ausschalten der Gruppe-III-Quellen eine (As-)Stabilisierung von 3 s, um die Homogenität der Gruppe-V-Terminierung der Oberfläche zu gewährleisten. Danach findet eine Unterbrechung von 3 s statt. Längere Wachstumsunterbrechungen führen zu einer morphologischen Veränderung der inneren Grenzflächen [59] und damit zu Verspannungseffekten oder durch unterschiedliche Oberflächenrekombination zu verändertem epitaktischem Wachstum. Da derartige Effekte schwerer zu kompensieren sind und zu Inhomogenitäten neigen,

ist ein definierter As-Übertrag bei kürzeren Schaltsequenzen besser zu akzeptieren. Dies ist in dieser Arbeit eine der fundamentalen Modifikationen.

Um nun die kompressive Wirkung des In(As)P zu kompensieren, wird versucht, durch das GaInAs eine tensile Verspannungswirkung zu erzeugen, die auf die In(As)P-Membrane wirkt und letztlich in einer summierten Gesamtverspannung resultiert, die zwischen Null und leicht tensil liegt, wobei hier der genaue Parameterbereich — d.h. der stabile Arbeitsbereich für den optischen Filter — noch festzulegen ist.

Aus vorhergehenden Ergebnissen [43, 60] ist bekannt, dass selbst minimalste kompressive Verspannungen der Membrane zur Funktionsunfähigkeit des Bauelements führen. Es existieren aber keinerlei Untersuchungen mit konsistenten Betrachtungen und Darstellungen der GaInAs Opferschichten. Daher werden zunächst Verifizierungen mit nominell unverspannten InP- und GaInAs-Strukturen durchgeführt. In allen Fällen werden die Membranstrukturen/Filter zerstört. Für eine vollständige Unter-

$\frac{3}{4}\lambda$ Teststruktur				$\frac{9}{4}\lambda$ Teststruktur			
Material	Dot. [cm^{-3}]	Dicke [nm]		Material	Dot. [cm^{-3}]	Dicke [nm]	
GaInAs	p 3E17	200		GaInAs	p 3E17	200	
InP	p 3E17	357		InP	p 3E17	1065	
GaInAs	nid -	775		GaInAs	nid -	775	
InP	n 2E18	Substrat		InP	n 2E18	Substrat	

Tabelle 5.1: Teststrukturen für die Herstellung von Biegebalken. Die fett markierten Schichtdicken der InP Schichten entsprechen $\frac{3}{4}\lambda$ und $\frac{9}{4}\lambda$ Membranen für WDM-Anwendungen.

suchung werden die in Tab. 5.1 dargestellten Teststrukturen epitaktisch hergestellt und mit der Biegebalkenmethode und einer Weißlichtinterferometeranalyse untersucht. Bei den Teststrukturen handelt es sich um InP-Membrane typischer Dicke von $\frac{3}{4}\lambda$ und $\frac{9}{4}\lambda$ für Filter die in WDM-Anwendungen benötigt werden.

Die GaInAs Opferschichten werden bei den einzelnen Tests verschieden stark tensil verspannt. Die Gitterfehlانpassung wird über einen Bereich von

$$\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\text{GaInAs}}^{\perp} = 0 \dots -0,04$$

variiert. Die Abbildung 5.11 zeigen die Ergebnisse für zwei Fälle. Die Abb. 5.12 zeigt

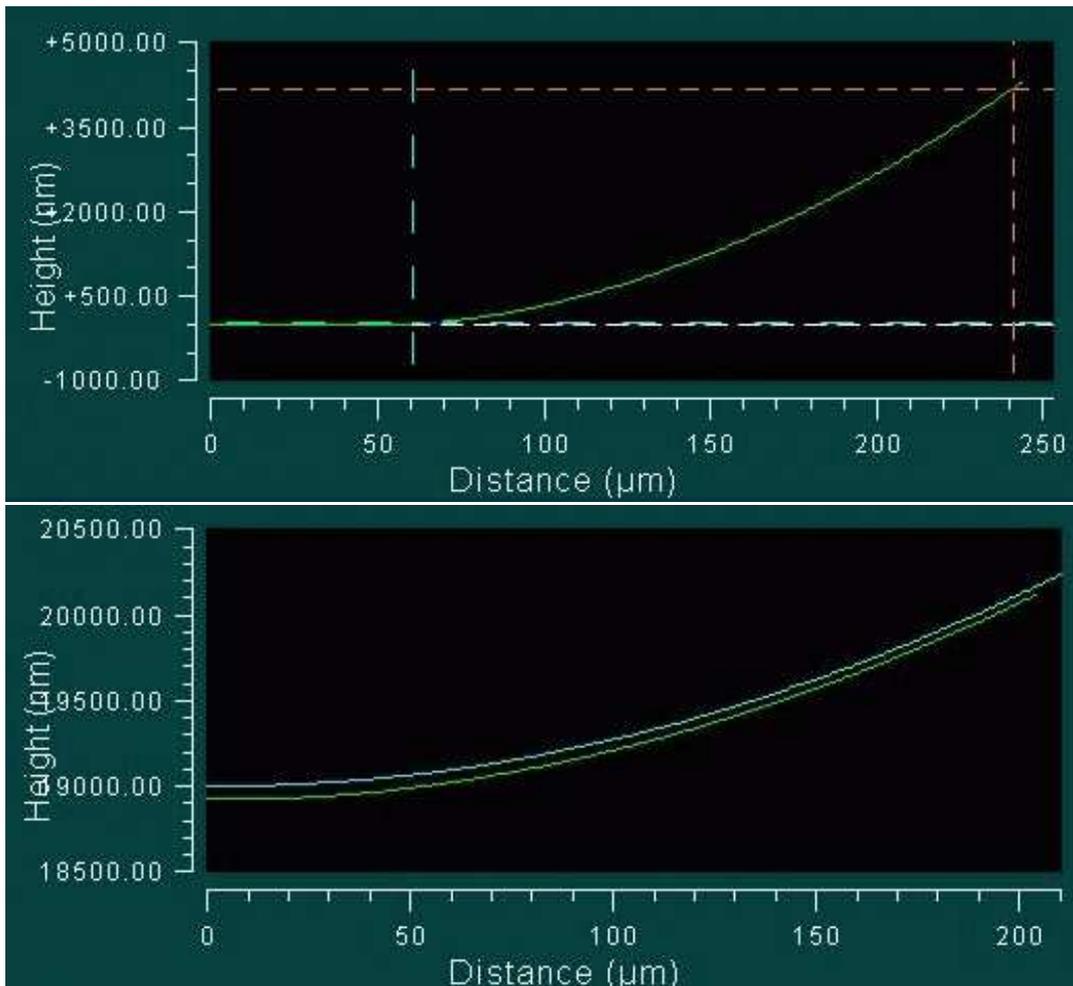


Abbildung 5.11: Ergebnisdarstellungen der optischen Vermessung der Biegebal-
kenstrukturen für $\frac{3}{4}\lambda$, $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\text{GaInAs}}^{\perp} = -0,02\%$ (obere Grafik) und $\frac{9}{4}\lambda$, $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\text{GaInAs}}^{\perp} =$
 $-0,03\%$ (untere Grafik).

die Ergebnisse der Untersuchungen. Bei den $\frac{3}{4}\lambda$ Schichten sieht man mit zunehmender Vorverspannung des GaInAs eine zunehmende Verspannung der Membrane. Die

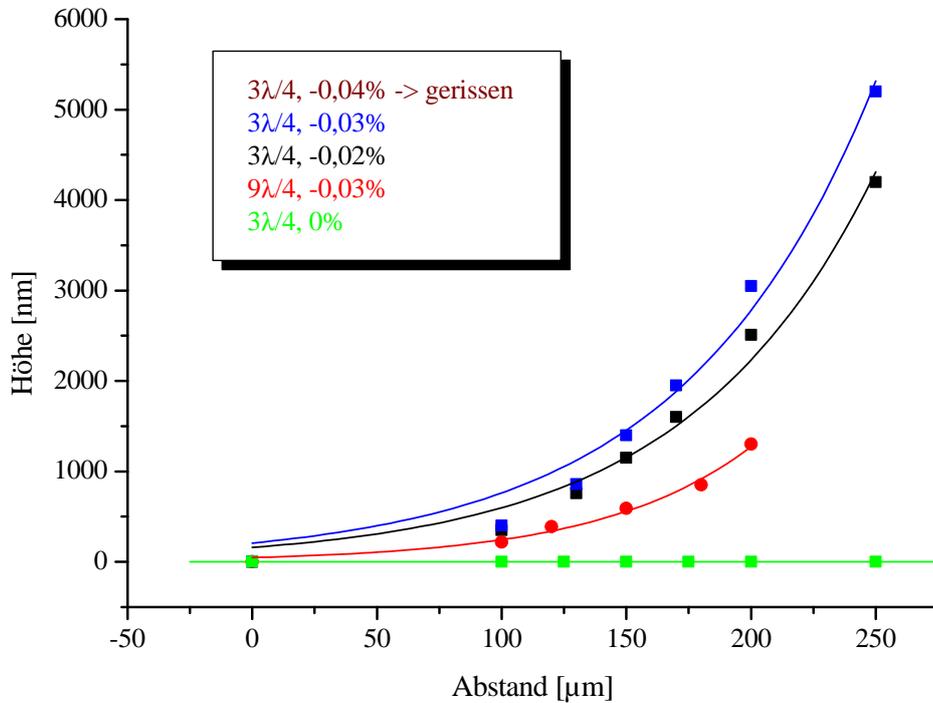


Abbildung 5.12: Ergebnisdarstellung der Biegebalkenexperimente. Die Höhe der Auslenkung ist in Abhängigkeit des Abstands zum Haltepunkt der Membrane aufgetragen. Die Legende gibt die Dicke der Membrane (vgl. Tabelle 5.1) und die Verspannung der GaInAs Opferschichten an.

mit nominal unverspanntem GaInAs ($\frac{3}{4}\lambda$, 0 %) realisierte Schicht zeigt keinerlei Auslenkung und ist zusammengeklappt. Das heißt, der kompressive Effekt des In(As)P ist nicht kompensiert.

Bei mit $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\text{GaInAs}}^{\perp} = -0,02\%$ und $-0,03\%$ tensil vorverspannten Strukturen sind auch die In(As)P-Membrane tensil verspannt. Allerdings ist der Parameterbereich sehr klein. Bereits bei $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\text{GaInAs}}^{\perp} = -0,04\%$ sind die Membrane so stark tensil verspannt, dass sie reißen.

Bei Strukturen mit größerer Schichtdicke, wie z.B. den $\frac{9}{4}\lambda$ Schichten, zeigt sich erwartungsgemäß eine größere Stabilität. So hat eine mit $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\text{GaInAs}}^{\perp} = -0,03\%$

vorverspannte $\frac{9}{4}\lambda$ In(As)P-Schicht ebenfalls eine Tendenz zur tensilen Gesamtverspannung, allerdings weitaus geringer als eine vergleichbare, dünnere $\frac{3}{4}\lambda$ Schicht. Prinzipiell bleibt festzuhalten, dass bei sehr dünnen Schichten die kompressive Wirkung des As-carry-over-effects zunehmend schwieriger zu kompensieren ist. Im Folgenden Kapitel 5.3 wird — ausgehend von den vorliegenden Ergebnissen — ein qualitatives Modell zum Verständnis und zur konzeptionellen Realisierung von Filterbauelementen vorgestellt.

Durch beide Effekte entsteht ein *Gradient* der Gitterfehlanpassung. Dies zeigt sich eindeutig durch die Form der Krümmung der Biegebalken.

Eine quantitative Analyse der Biegebalkenstruktur ist nur bedingt möglich. Zwar ist der Parameterbereich, der eine Realisierung von Biegebalkenstrukturen definierter Dicke in Abhängigkeit der GaInAs-Vorverspannung erlaubt, exakt zu definieren. Allerdings ist keine analytische Darstellung des Zusammenhangs Schichtdicke — GaInAs-Vorverspannung — Membranverspannung möglich, auch keine exakte Darstellung der Form der Krümmung der Membrane. Ursache hierfür sind zwei Effekte:

1. Der As-carry-over-effect ist hochgradig inhomogen. Zwar sind keine As-Cluster oder ähnliche Effekte zu beobachten. Allerdings sind lokale Verspannungseffekte in der vorliegenden Größenordnung der Gitterfehlanpassung für diese sehr filigranen Strukturen signifikant.
2. Im Gegensatz zum Filter, der eine größere Symmetrie als die Biegebalkenstruktur hat, ist die Unterätzung nicht von vergleichbarer Homogenität. Insbesondere an der dem Haltepunkt abgewandten Spitze des Biegebalkens ist mit einer stärkeren Ätzwirkung zu rechnen.

Idealisiert sind die Biegebalken als Kreisbögen anzusehen.

5.3 GaInAs-Vorverspannungsmodell

Die in den vorherigen Kapiteln 5.1 und 5.2 durchgeführten Untersuchungen belegen eindeutig, dass sich die Verspannung der In(As)P-Membrane, die später im Bauelement als freitragende Biegebalken verwendet werden, aus zwei Komponenten zusammen setzt.

1. Einer *kompessiven Gradientenverspannung*, die durch den As-carry-over-effect entsteht. Der Effekt ist nicht zu vermeiden, sondern nur zu reduzieren. Im Vergleich zu [58] werden hier die in Kap. 5.2 dargestellten Parameter und Schaltschemata verwandt.
2. Einer *tensilen Gradientenverspannung*, die durch das GaInAs vorgegeben wird.

Die Wirkung beruht darauf, dass die Anpassung der Gitterkonstante a an den Grenzflächen — aufgrund der Zerlegung und Einbaueffizienz der Ausgangsmaterialien insbesondere beim Übergang vom GaInAs auf das InP — nicht abrupt erfolgt, sondern einige Monolagen benötigt, um die InP-Gitterkonstante anzunehmen. In diesem Übergangsbereich von einigen Nanometern wird durch die verwendeten Schaltsequenzen und Parameter zu dem As Übertrag eine Zwischenschicht hergestellt, die einen Konzentrationsgradienten von GaInAs(P)-(Ga)InAsP-In(As)P-InP aufweist. Dieser Gradient wird sowohl durch den As Übertrag in das InP als auch durch die Materialkonzentration des GaInAs definiert. Aufgrund der hohen nicht unendlichen Selektivität der Ätzlösung verbleibt ein Teil dieser Zwischenschicht als Teil der Membran. *Daher kann der Gradient und die Gesamtverspannung der Membran durch das GaInAs festgelegt werden!*

Durch die Kombination dieser beiden Effekte sind *exakt definiert verspannte Membrane* möglich, die die Anforderungen durch die Konzeption der MOEMS-Filter (vgl. Kap. 5.1, [61]) erfüllen. Der kompressive Anteil wird hierbei stabil gehalten, während mit der tensilen GaInAs-(Vor)verspannung die resultierende (integrierte) Gesamtverspannung eingestellt wird.

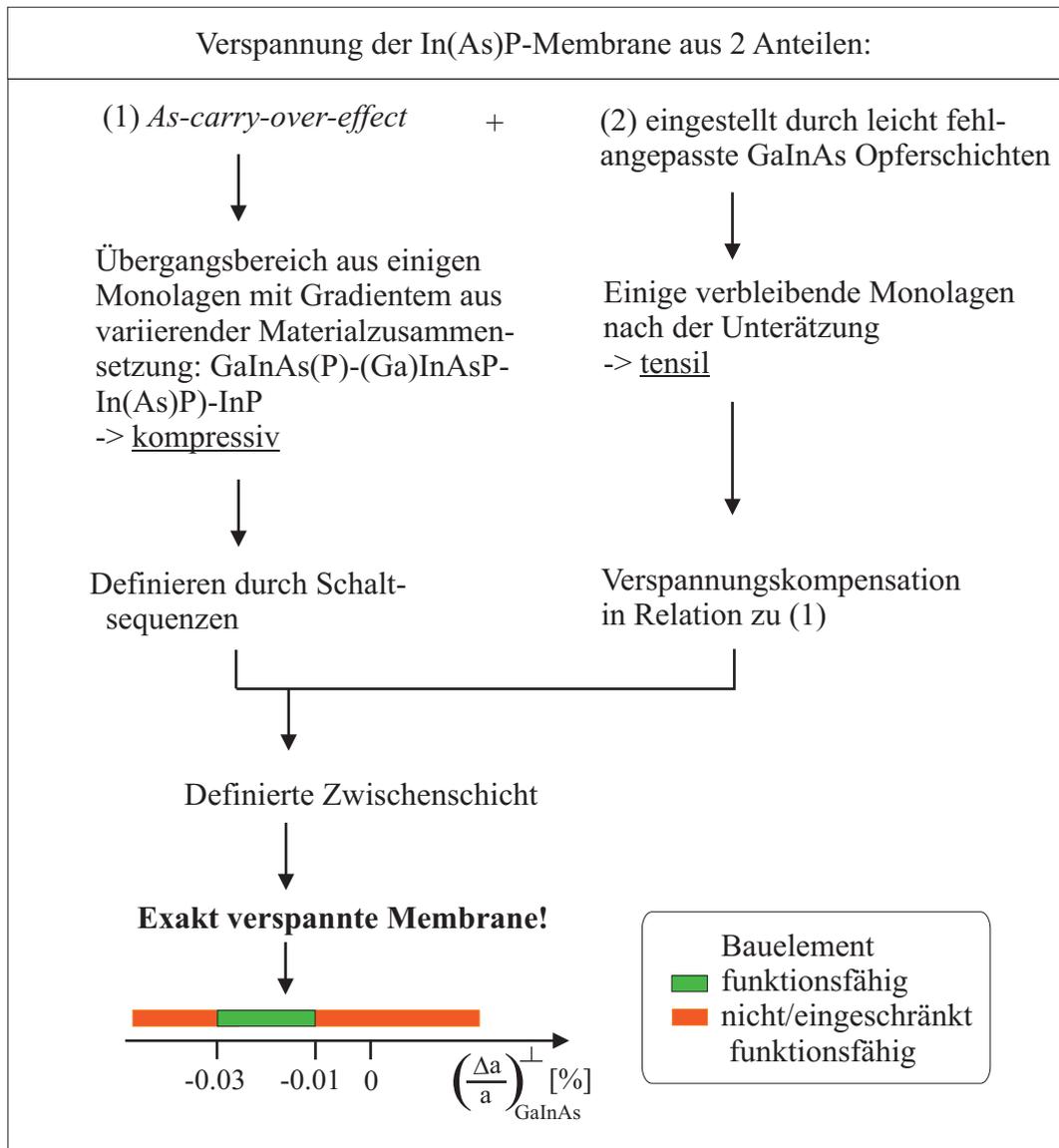


Abbildung 5.13: Visualisierung des Vorverspannungsmodells. Dargestellt sind die beiden wirkenden Effekte mit der Art der Wirkung und dem Weg zu exakt definiert verspannten Membranen. Ebenso angegeben ist der Parameterbereich der Gitterfehl-anpassung für $\frac{3}{4}\lambda$ -Schichten, in dem die Membrane funktionsfähig sind (grün) bzw. nicht mehr hinreichend funktionieren (orange).

Zudem hat sich gezeigt, dass sich innerhalb dieser Konzeption die mittels Hochauflösender Röntgenbeugung ermittelte Verspannung von Teststrukturen zur Ermittlung

der Epitaxieparameter hinreichend genau ist, um diese Strukturen reproduzierbar und mit hervorragender Homogenität epitaktisch herzustellen.

Der Parameterbereich ist dabei allerdings extrem klein. Als Gitterfehlanpassung muss für $\frac{3}{4}\lambda$ -Membrane eine Verspannung im Bereich von

$$\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\text{GaInAs}}^{\perp} = -0,01 \dots -0,03\% \quad (5.1)$$

gewählt werden.

Damit sind die zulässigen Toleranzen der Gitterfehlanpassung um den Faktor 10 geringer als beispielsweise bei epitaktisch hergestellten Laserstrukturen! Abb. 5.13 zeigt zusammenfassend die wirkenden Effekte des hier entwickelten Vorverspannungsmodells. Die in Kap. 4.3 dargestellten Stabilitätsbereiche des Reaktors, die durch die Optimierung auf das Materialsystem und die vorliegenden Parametersätze definiert wurden, garantieren die Realisierung der Filterstrukturen.

5.4 Ergebnisse realisierter MOEMS Filter

Der in Tabelle 5.2 beschriebene DWDM-Filter besteht aus jeweils 3 InP-Membranen die ober- und unterhalb der Kavität angeordnet sind. Angegeben sind die Schichtdicken, Dotierungen (Dot.) und die nominalen, das heißt durch die Epitaxieparameter vorgegebenen, Gitterfehlpassungen $(\frac{\Delta a}{a})_{\text{nom}}^{\perp}$, ebenso die Funktion der Schichten in dem späteren Bauelement. Das Design des Bauelements basiert auf Modellrechnungen der optischen und elektrischen Parameter, die von F. Römer [61] und E. Ataro [49] durchgeführt wurden. Es konnte mittels WLI festgestellt werden, dass

Material	Dotierung [cm ⁻³]	Dicke [nm]	$(\frac{\Delta a}{a})_{\text{nom}}^{\perp}$ [%]	Funktion
InP	n 3E17	367	0	Obere Membrane des Filters
GaInAs	n 3E17	388	-0,02	
InP	n 3E17	367	0	
GaInAs	n 3E17	388	-0,02	
InP	n 3E17	367	0	
GaInAs	nid -	1650	-0,02	λ -Kavität
InP	p 3E17	367	0	Untere Membrane des Filters
GaInAs	p 3E17	388	- 0,02	
InP	p 3E17	367	0	
GaInAs	p 3E17	388	-0,02	
InP	p 3E17	367	0	
GaInAs	p 3E17	465	-0,02	
InP	p 2,1E18	-	0	Substrat

Tabelle 5.2: Schichtstruktur des $\frac{3}{4}\lambda$ -Filters für DWDM-Anwendungen.

die Verspannungskompensation Auswirkungen auf die Geometrie des Filters hat. Die Membranen und Aufhängungen zeigen Verkrümmungen (Abbildung 5.14) mit

Wendepunkten, die auf einer verspannungsinduzierten Versteifung *strain-stiffening* beruhen und aufgrund von lokalen Verspannungen auftreten [62–64]. Dieser Filter

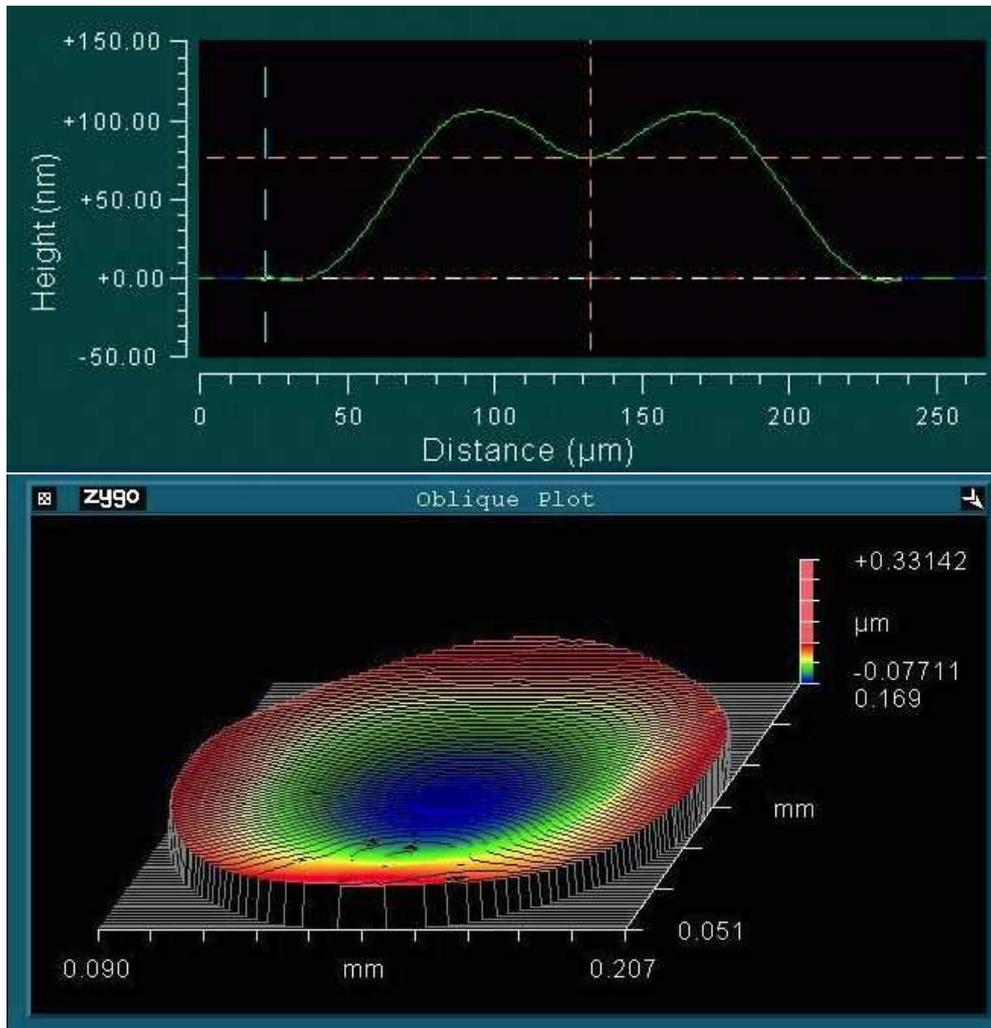


Abbildung 5.14: Durchbiegung im Membranbereich, oben als Querschnitt, unten ein Ausschnitt der Membran als Aufsicht

mit λ -Kavität, $\frac{3}{4}\lambda$ InP Membranen und $\frac{\lambda}{4}$ air-gaps (Tabelle 5.2) wurde mittels WLI (Abb. 5.15) betrachtet als auch optisch vermessen. Der Filter wird für die optische Messung über die Sperrvorspannung (*reverse bias*) über die Metallisierungen der p- und n-dotierten Bereiche elektrostatisch aktuiert. Eine Lichtquelle wird an

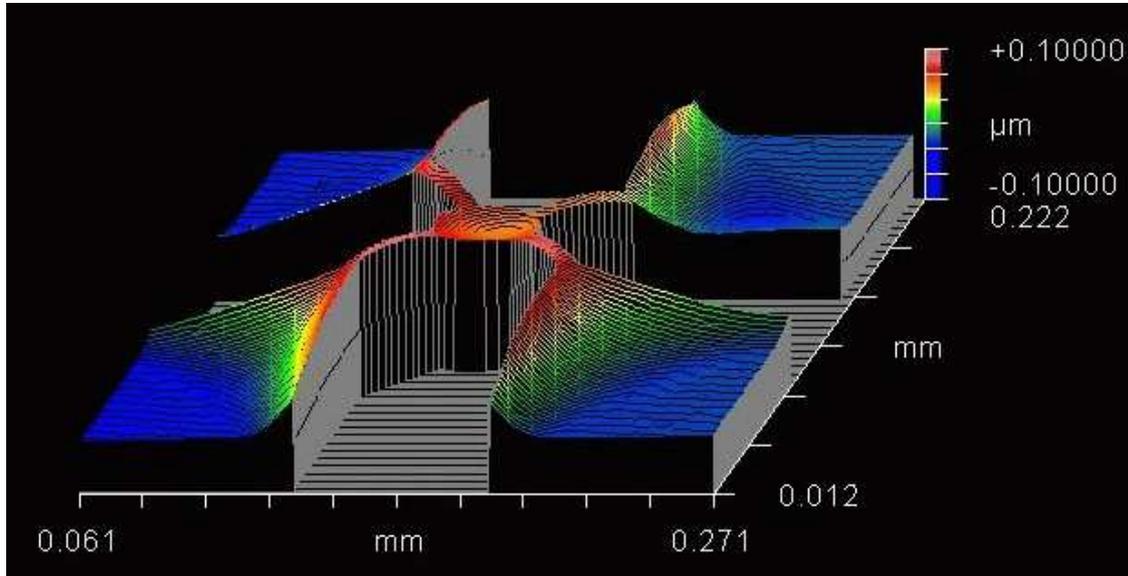


Abbildung 5.15: Weißlichtinterferometriaufnahme eines MOEMS-Filters mit $\frac{3}{4}\lambda$ -Kavität, der auf Basis des Vorverspannungsmodells hergestellt wurde.

die Filtermembran angekoppelt und durch das tuning werden einzelne Wellenlängen transparent während die anderen innerhalb des Stopbandes geblockt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Die Reflektionsmessungen sind in die Grafik eingefügt.

Zu erkennen ist, dass — aufgrund der epitaktischen Realisierung durch genaue Verspannung der GaInAs-Opferschichten — der Filter einen

maximalen Durchstimmbereich von 221 nm

aufweist. Die vergleichsweise Aktuationsspannung von 28 V bestätigt das Auftreten des strain-stiffening Effektes.

Die vorgehende Generation dieses $\frac{3}{4}\lambda$ -Filters ohne Optimierung der GaInAs Opfer-schichten hatte einen maximalen Durchstimmbereich von 142 nm [65], für eine rea-lisierte $\frac{\lambda}{4}$ -Struktur ist bei einer Einzelschicht 160 nm der bisher beste veröffentlichte

Wert [66].

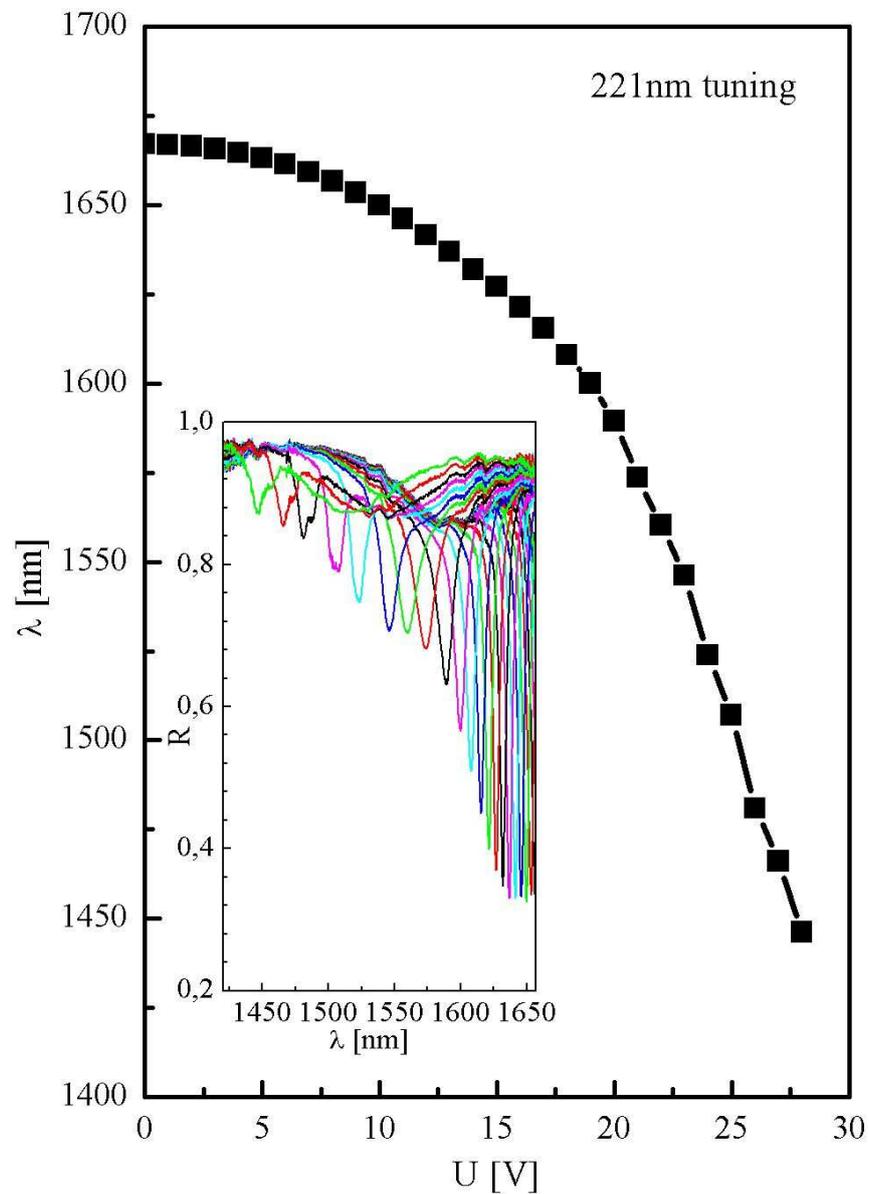


Abbildung 5.16: Gemessene Durchstimmung des mittels des Vorverspannungsmodells realisierten Filters. Als kleine Abbildung eingesetzt die Reflektionsmessungen über den gesamten Durchstimmbereich.

Der Durchstimmbereich ist, basierend auf dem hier entwickelten GaInAs-Vorverspannungsmodell und durch Anwendung der modifizierten Epitaxieparameter, si-

gnifikant und reproduzierbar verbessert und das Modell bestätigt worden!

Kapitel 6

Asymmetrisch gekoppelte Quantum Wells für breitbandig emittierende Bauelemente

In diesem Kapitel soll eine neue Generation von Breitbandemittern, basierend auf dem Materialsystem GaInAsP/InP, entwickelt werden. Dafür wird zunächst das Design von Laserdioden festgelegt, was zu einer Realisierung als *vergrabene Struktur* führt, die eine sehr gute laterale Modenführung und hervorragende Schwellströme I_{th} gewährleistet. Der Emittor wird dabei als Kantenemitter in Fabry-Perot-Geometrie ausgeführt.

Daran anschließend wird ein asymmetrisch gekoppelter Quantum Well beschrieben. Dieses Konzept wird aktuell für sehr schnelle Elektro-Refraktions-Modulatoren (ERM) unter Ausnutzung des *Quantum Confined Stark Effects* verwendet. Allerdings legt die PL-Emission mit großer Halbwertsbreite auch andere Anwendungen nahe. Hierzu wird die Modulatorstruktur zunächst soweit modifiziert, dass sie sich epitaktisch in eine vergrabene Struktur integrieren lässt und mit der Referenzstruktur durch PL- und Absorptionsmessungen verglichen wird.

Es werden physikalische Grundlagen, Anwendungspotential und Realisierungsmöglichkeiten dargestellt und verglichen. Die Verwendung des asymmetrisch gekoppelten Quantum Wells wird quantenmechanisch begründet und evaluiert. Am Ende steht die Realisierung als extrem breitbandige Superlumineszenzdiode (SLED) mit einem Vergleich zu einer SLED, die derzeit Stand der Technik ist [67].

6.1 Design von Halbleiter-Laserdioden

Wie in Kapitel 2.2 dargestellt, besteht ein moderner HL-Laser aus einer Doppelheterostruktur, die ein geeignetes Material enthält (z.B. GaInAsP für $\lambda = 1.3$ oder $1.55 \mu\text{m}$ Emission). Durch Verwendung eines MQW, bestehend aus einer GaInAsP/GaInAsP (Topf/Barriere) Sequenz mit verschiedenen Materialzusammensetzungen entsteht die Einschränkung der Ladungsträger auf quasi eine Ebene, was zu einer Verstärkung der Emission führt.

Die überwiegende Zahl der HL-Laserdioden wird wie in Abb. 6.1 dargestellt als *Kantenemitter* realisiert, das heißt, die seitlichen Facetten des Kristalls dienen als Spiegel, die den optischen Resonator begrenzen. Durch eine zusätzliche Verspiegelung, z.B. durch aufdampfen oder aufspütern von geeigneten Materialien können diese Spiegel und die Leistung des Lasers deutlich verbessert werden.

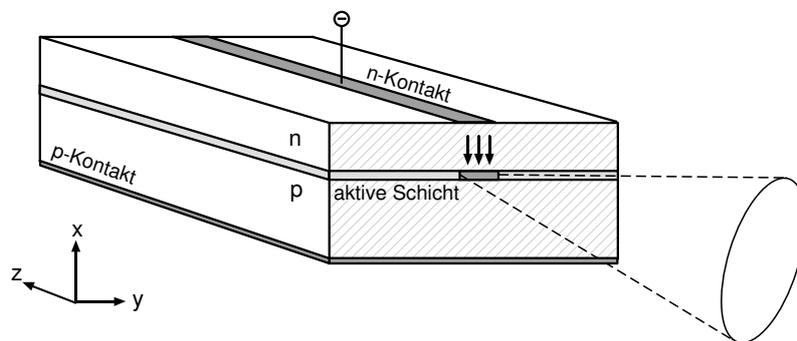


Abbildung 6.1: 3-dimensionale Darstellung eines Halbleiterlasers (nach [12]).

Allerdings wird die grundlegende Charakteristik durch das Design der aktiven Schicht-

ten und des Wellenleiters bestimmt. Eine der einfachsten Geometrien, die auch Standard für viele einfache Laseranwendungen ist, stellt der in Abb. 6.2 skizzierte *ridge waveguide* Laser dar. Zu erkennen ist die typische Doppelheterostruktur. Allerdings ist keine Strukturierung in lateraler Richtung vorhanden. Dies führt dazu, dass die laterale Modenföhrung vergleichsweise schlecht ist [15, 68].

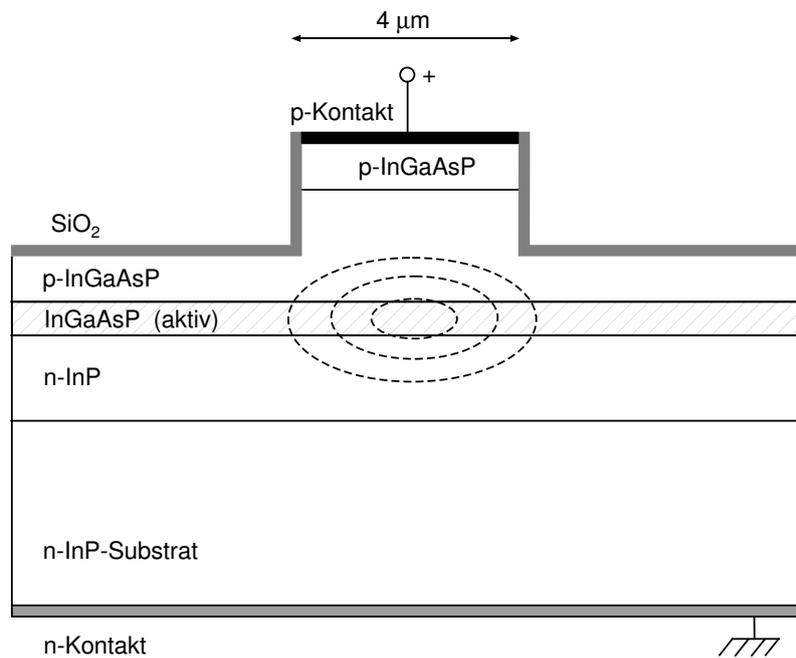


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung einer *ridge waveguide* Laserstruktur (nach [12]).

Eine deutliche Verbesserung bringen die sogenannten vergrabenen Strukturen (*buried heterostructure, BH*), bei denen diese laterale Strukturierung vorgenommen wird.

In Abbildung 6.3 ist eine Realisierung, die aufgrund der Anordnung der aktiven Schicht und der s.i. InP-Schichten als *Pilzstruktur* bezeichnet wird, schematisch dargestellt. Die laterale Strukturierung macht allerdings neben weiteren Prozessschritten auch einen weiteren Überwachungsschritt mittels MOCVD oder VPE (*Vapor Phase Epitaxy*) [69] nötig.

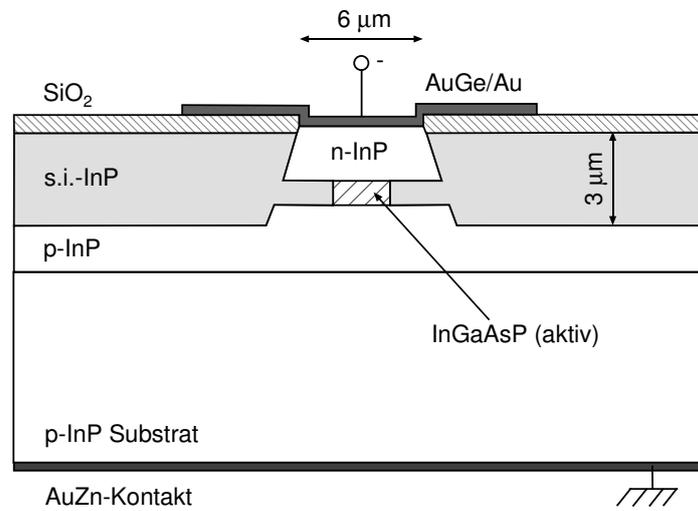


Abbildung 6.3: Schema einer vergrabene Heterostruktur, realisiert als Pilzstruktur (nach [12]).

Neben den in dieser Arbeit betrachteten Lasern, die auf GaInAsP Materialien in der aktiven Schicht basieren, sind Laserdioden verbreitet, die auf Heterostrukturen auf Basis von AlGaInAs basieren [70–73]. Al-haltige Verbindungen zeigen eine höhere Temperaturstabilität, zeigen allerdings durch die schnelle Oxidbildung technologischen Schwierigkeiten.

6.2 Evaluation und Konversion des ERM-ACQWs

Ausgangspunkt sind Strukturen, die ursprünglich für Modulatoren entwickelt wurden [1]. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes erfolgt eine Änderung der Absorption (Volumenmaterial: *Franz-Keldysh-Effekt*, [16, 74]) und eine damit verbundene Brechzahländerung.

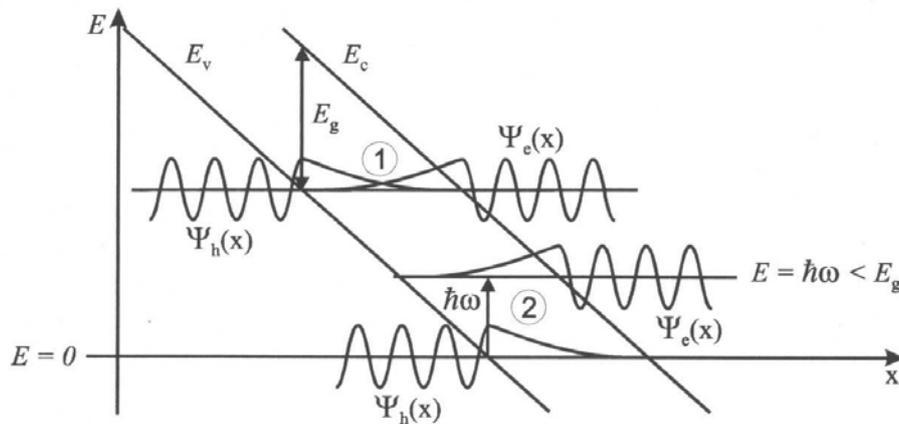


Abbildung 6.4: „Elektronentunneln zwischen Valenz- und Leitungsband bei anliegendem elektrischen Feld (1) ohne Änderung der Elektronenenergie, (2) mit Änderung der Elektronenenergie“ (aus [1]).

Dieser Effekt wird durch die Verwendung von QW-Strukturen verstärkt und wird als *Quantum Confined Stark Effect* bezeichnet. In Abbildung 6.4 ist dargestellt, wie sich Leitungs- und Valenzband durch ein angelegtes elektrisches Feld verkippen und damit zu einer Änderung der Absorption — und durch Verknüpfung über die Kramers-Kronig-Relationen auch zu einer Änderung der Brechzahl n — führt.

Die berechneten Abhängigkeiten für die als Ausgangspunkt betrachtete Modulatorstruktur ist in Abbildung 6.5 gezeigt.

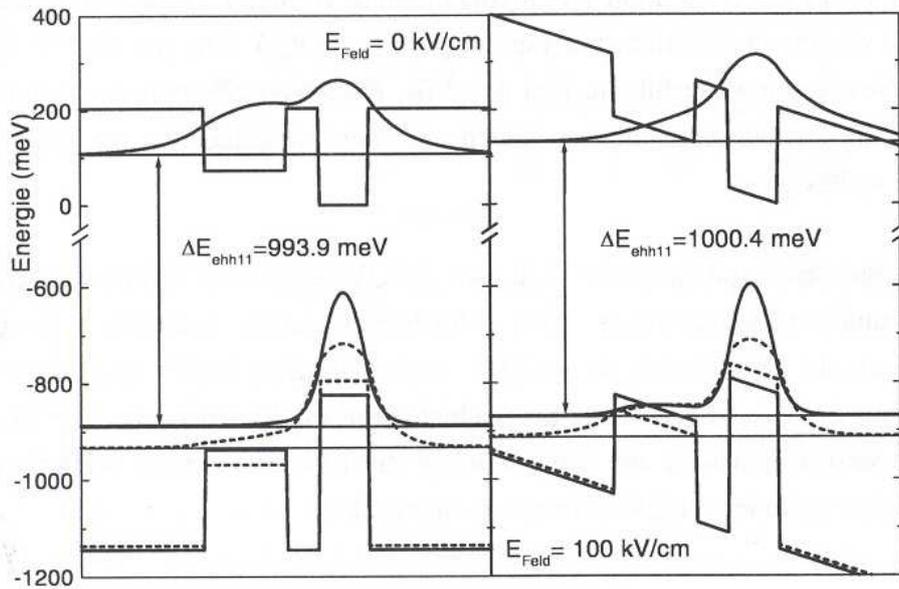


Abbildung 6.5: Bandstruktur eines ACQW-Modulators [1].

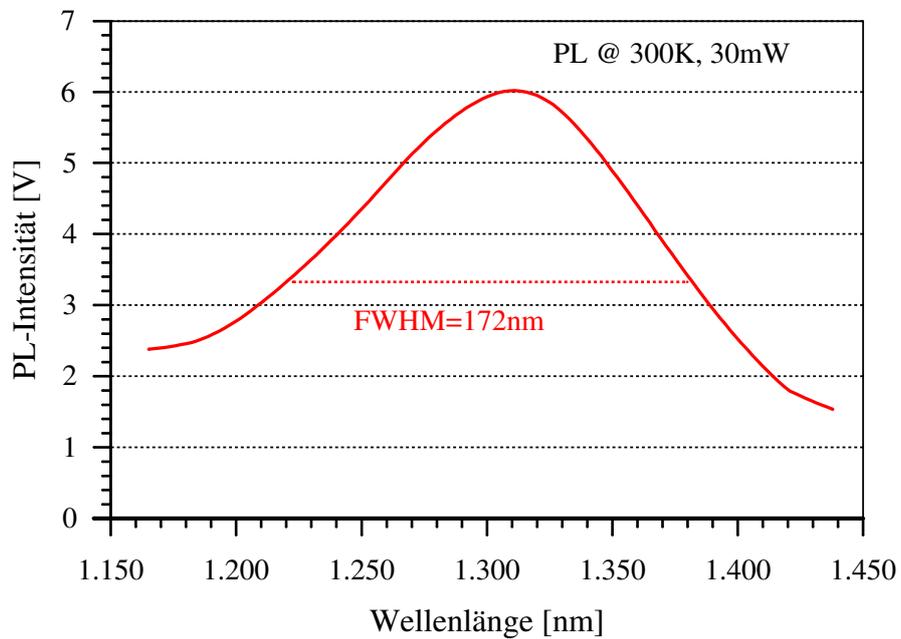


Abbildung 6.6: PL Spektrum der Modulatorstruktur aus Abbildung 6.5, [1].

Als weiterer Effekt tritt jedoch eine Photolumineszenzkurve mit sehr großer Halb-

wertsbreite bei RT auf (Abbildung 6.6). Dies ist plausibel, da die durch eine schmale Kopplungsschicht verbundenen Töpfe vergleichsweise weit auseinander liegende Badlückenenergien haben. Da die Wellenfunktionen über die schmale InP-Schicht zu einem gemeinsamen Zustand koppeln können, entsteht ein breites Spektrum.

Da in der PL Emission und Absorption des Materials nicht unabhängig voneinander gemessen werden, ist die PL Kurve zunächst noch nicht hinreichend zur Bewertung der Struktur für Breitbandemitter. Durch das Design wird zudem eine lang auslaufende Absorptionskante ([1]) im wesentlichen über die Wahl der Materialverspannungen definiert, die zu einem asymmetrischen Spektrum führt. Zudem können die einzelnen Töpfe — nicht zuletzt aufgrund des Spektralen Abstandes — aufeinander absorbierend wirken, sodass zunächst kaum Rückschlüsse auf das Gainspektrum, d.h. das Emissionsspektrum eines Emitters, mit ACQW-Struktur möglich ist.

Im Folgenden wird ein modifiziertes Design betrachtet und zu einem Breitbandemitter umgesetzt. Zudem werden die quantenmechanischen Bedingungen und die Charakteristika von verschiedenen Designs von aktiven Schichten für Breitbandemitter diskutiert.

6.3 Anwendungen für breitbandige Emittter

Breitbandige Emittter finden Anwendung in den Bereichen wie Meßtechnik, Medizinische Geräte und Luftfahrt/Navigation.

Exemplarisch seien hier zwei Anwendungen genannt, die derzeit von großer Bedeutung sind. Zunächst handelt es sich hierbei um Faseroptische Gyroskope (*fibre optical gyroscopes, FOG*) [75–80], die zunehmend den üblichen mechanischen Kreiselkompass ersetzen. Hierbei wird ein Glasfaserkreis verwendet, in den das kohärente Licht über einen Splitter gegenläufig eingekoppelt wird. Durch die Bewegung der Glasfaser findet eine Phasenverschiebung statt, die gemessen werden kann. Dieser relativistische Effekt ist als *Sagnac-Effekt* bekannt und ist unabhängig von einem äußeren Bezugssystem.

Ein weiterer wichtiger Anwendungsbereich liegt in der Medizin und ist die Optische Kohärenztomographie (*optical coherence tomography, OCT*).

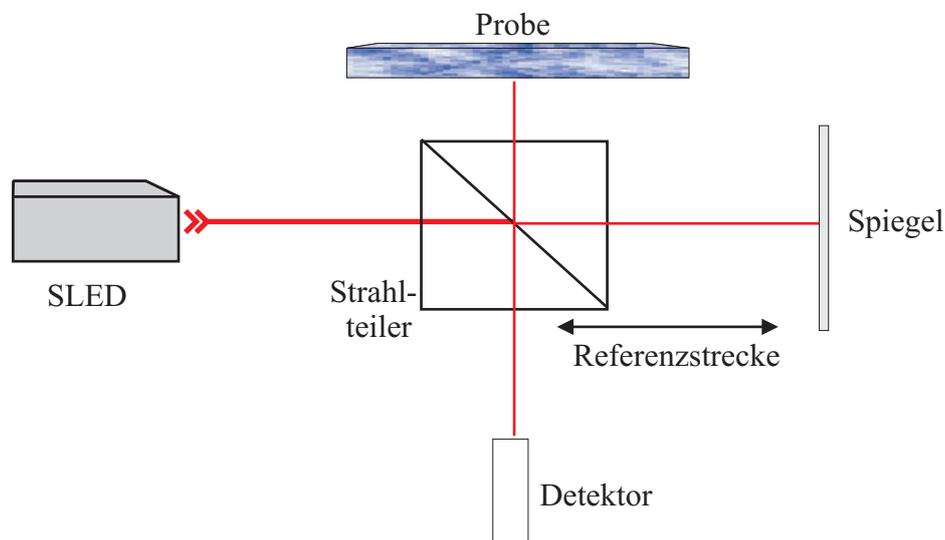


Abbildung 6.7: Aufbau einer interferometrischen Anordnung für OCT Messungen.

Es handelt sich um ein interferometrisches Verfahren (Abbildung 2), mit dem Auflö-

sungen bis in den sub-Mikrometerbereich erzielt werden können. Die axiale Auflösung ist dabei Abhängig von der Halbwertsbreite $\Delta\lambda$. Es gilt die Beziehung

$$\Delta z = \frac{\lambda_M \cdot 2 \cdot \ln 2}{\pi \cdot \Delta\lambda} \quad , \quad (6.1)$$

wobei Δz die axiale Auflösung und λ_M die mittlere Wellenlänge der SLED ist. Die Kohärenz der SLED ist hierbei noch ausreichend für das Meßverfahren, auch wenn es mit einer Kohärenzlänge von $\approx 1 \mu\text{m}$ deutlich geringer als bei einem Laser ist. Um beispielsweise die Netzhaut des menschlichen Auges mit einer hinreichenden Genauigkeit zu scannen, ist eine Halbwertsbreite von 60-70 nm erforderlich. Ideal wäre ein FWHM von 100 nm.

Die Tiefenauflösung hängt von der Dispersion (und Absorption) des Gewebes ab.

6.4 Mögliche Realisierungen der aktiven Schicht von Breitband-FP-Lasern

Prinzipiell existieren mehrere Möglichkeiten, eine breitbandige Emission zu erzielen. Neben speziellen Modifikationen an der Struktur des Wellenleiters [81,82] sind es in erster Linie veränderte aktive Schichten, die eine entsprechend Halbwertsbreite des PL- und Emissionsspektrums bewirken.

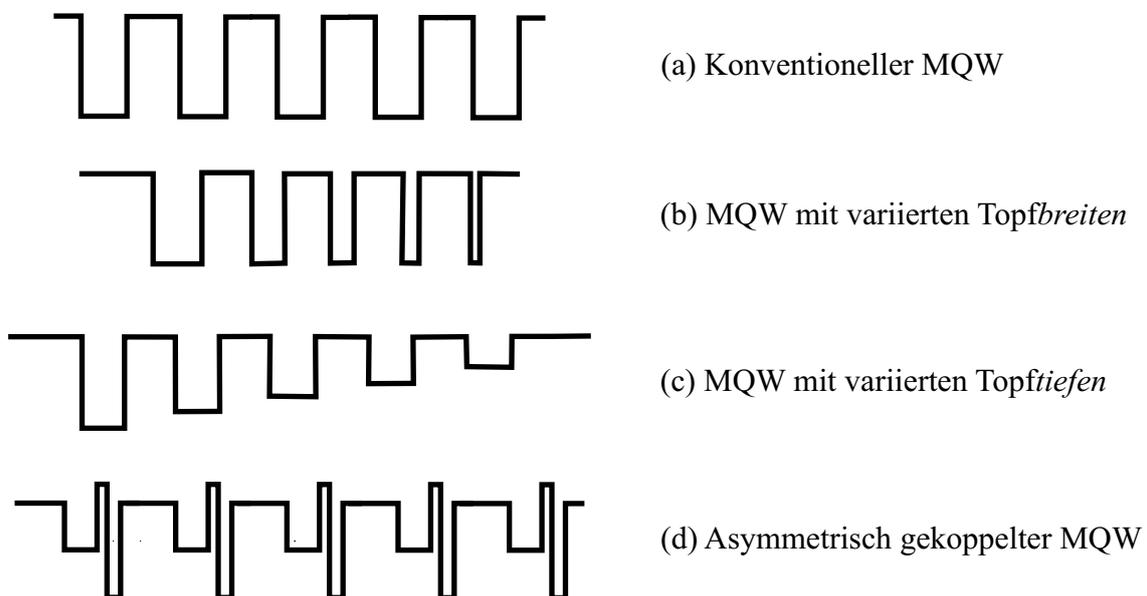


Abbildung 6.8: Schematische Darstellung des Leitungsbandes von verschiedenen MQWs. (a) Normaler MQW, (b) MQW mit variierten Topfbreiten, (c) MQW mit variierten Topftiefen, (d) ACQW.

Bei angepaßten aktiven Bereichen gibt es auch Möglichkeiten durch die Wahl niedrigdimensionaler Strukturen, sogenannter *quantum dashes* oder *quantum dots*. Hier sollen allerdings zweidimensionale Quantenschichtstrukturen mit veränderter Geometrie des MQWs betrachtet werden.

Ein entsprechendes Spektrum kann entstehen, wenn der MQW auf mehreren Wellenlängen emittiert und die einzelnen, bei Raumtemperatur thermisch verbreiterten,

Einzelpektren ineinander verlaufen. Das heißt es werden unterschiedliche quantenmechanische Töpfe verwendet. Diese Strukturen werden auch als Asymmetrische Multiquantumwells (*asymmetric multiple quantum wells, AMQW*) bezeichnet. In Abb. 6.8 sind vier Realisierungen von MQW-Strukturen — hier mit 5 Perioden — dargestellt. Abb. 6.8(a) ist ein Standard-MQW für eine Laserstruktur [83]. Abbildung 6.8(b) zeigt eine Möglichkeit für eine verbreiterte Gain-Kurve, der MQW besteht aus einer Variation aus verschiedenen Topfbreiten [84–86], das heißt aus einer Variation der Schichtbreiten. Eine Sequenz aus variierten Topftiefen [87–91] durch Modifikation der Materialzusammensetzung ist in Abb. 6.8(c) skizziert.

Diese Realisierungen haben den entscheidenden Nachteil einer sehr ungleichmäßigen Ladungsträgerverteilung auf die Töpfe, so dass diese Töpfe verschieden stark gepumpt werden. Die Folge ist eine Emissionskurve, die sehr stark von der Anregung — im Fall eines Bauelements also vom Injektionsstrom I_{inj} — abhängig ist. Je nach Injektionsstrom ist der Peak eines Topfes — oder im Fall des MQWs einer Topfsorte — dominant und eine breitbandige Emission, d.h. das Verschmelzen zu einer (gaußförmigen) Kurve ist nur für definierte Umgebungsparameter I_{inj}, T, \dots möglich.

Um zu einer stabilen breitbandigen Emission zu gelangen sind als Variationen an der aktiven Schicht — neben diversen Permutationen der Topf/Barriere- und Top/Topf-Sequenzen — die Veränderungen der Barrieren vielversprechend [92, 93]. Hamp et al haben eine deutlich homogenere Ladungsträgerverteilung durch Reduzierung der Barrierendicken erzielt [93]. Quantenmechanisch ist dieses Verhalten recht einfach zu verstehen. Die Zustände der einzelnen Töpfe sind durch die schmalen Barrieren nicht mehr entkoppelt und verschmelzen zu einem gemeinsamen Zustand.

Allerdings wird durch die schmalen Barrieren die Wirkung des Übergitters geschwächt, was eine geringere Verstärkung der Emission und damit geringere optische Ausgangsleistung zur Folge hat.

Benötigt wird somit eine Struktur, die das Übergitter bestehen läßt und trotzdem

eine Kopplung der Zustände ermöglicht. Dies versprechen die in Kapitel 6.2 vorgestellten und in Abbildung 6.8(d) dargestellten asymmetrisch gekoppelten quantum wells. Zwei durch eine dünne Kopplungsschicht getrennte Töpfe werden durch Barrieren typischer Dicke voneinander getrennt. Die Zustände der Töpfe können jetzt miteinander koppeln. Zu beachten ist, daß die Bandlückenenergien E_{gap} nicht zu weit auseinanderliegen, um zu vermeiden, daß ein Topf auf den anderen absorbierend wirkt.

Im folgenden Kapitel 6.5 wird eine solche Struktur realisiert und in eine bekannte SLED Geometrie eingebaut.

6.5 ACQW basierte Breitband-FP-Superlumineszens LED

In Kapitel 6.2 wurden bereits erste Versuche mit ACQW Strukturen gemacht. Bei den Photolumineszenzmessungen bei Raumtemperatur (RT) fiel auf, dass Spektren mit sehr großer Halbwertsbreite entstehen. Zusätzliche Absorptionsmessungen lassen jedoch vermuten, dass das Gainspektrum asymmetrisch sein wird, d.h. das — abhängig oder unabhängig vom Injektionsstrom — einer der Töpfe bevorzugt zur Emission beiträgt. Aufgrund der unterschiedlichen Arbeitsweise des ERM's gegenüber einem Emitter, der Brechzahländerung durch Verwendung des *quantum confined stark effects* macht dies ein Redesign erforderlich.

Dabei müssen folgende Bedingungen erfüllt sein.

- Die Bandlücken E_{gap} der Töpfe dürfen nicht so weit auseinander liegen, dass ein Topf auf den anderen absorbierend wirkt
- Die Absorptionskurve und das PL-Spektrum muß symmetrischer werden. Die Streckung der stark abfallende Flanke wird im wesentlichen durch die Reduzierung der Verspannung von w_1 gegenüber der Modulatorstruktur verringert
- Die Gesamtdicke der aktiven Schicht soll gegenüber einem Standard MQW(5) nicht zu groß sein, um eine weitgehend vergleichbare Struktur zu haben

Ausgehend von den ACQW Modulatorstrukturen sowie den PL- und Absorptionsmessungen der Testschichten wird die in Abb. 6.9 dargestellte ACQW Struktur verwendet. Die berechnete Zielhalbwertsbreite liegt bei ≈ 100 nm.

Diese Struktur mit 5 Perioden (MQW(5)) ist umgeben von *confinement* und dotierten *cladding* Schichten. Parallel durchläuft eine SLED mit einem standard MQW(5) den identischen Prozess, um gegebenenfalls die physikalischen Eigenschaften von möglichen technischen Artefakten trennen zu können.

Vor der Prozessierung werden PL-Messungen an beiden MQWs vorgenommen. Abb.

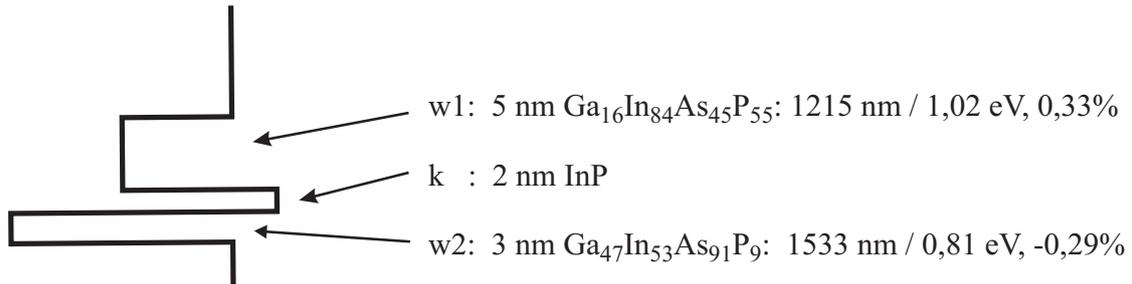


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung der verwendeten ACQW Struktur. $w1$ und $w2$ stehen für den QW 1 und QW 2, k für die dünne InP Kopplungsschicht. Neben den Schichtdicken und den Materialzusammensetzungen ist die Gitterfehlanpassung in % angegeben.

6.10 zeigt die beiden Kurven bei identischen Anregungsbedingungen (300 K, Blende mit 0,5 mm, $P = 2$ mW).

Die Halbwertsbreite des ACQW ist gegenüber der Standard Struktur signifikant verbreitert,

$$\text{FWHM}_{\text{Standard}} = 49 \text{ nm} \longrightarrow \text{FWHM}_{\text{ACQW}} = 96 \text{ nm} \quad .$$

Zudem ist die integrierte PL Intensität deutlich größer bei Verwendung des ACQW. Danach werden ein Standard- und ein ACQW-SLED Bauelement als BH-Struktur realisiert und die Facetten mit Antireflex(AR)beschichtungen versehen. Die Gain-Spektren der beiden SLEDs werden in einer Hakki-Paoli-Geometrie [94, 95] unter identischen Bedingungen bei RT gemessen.

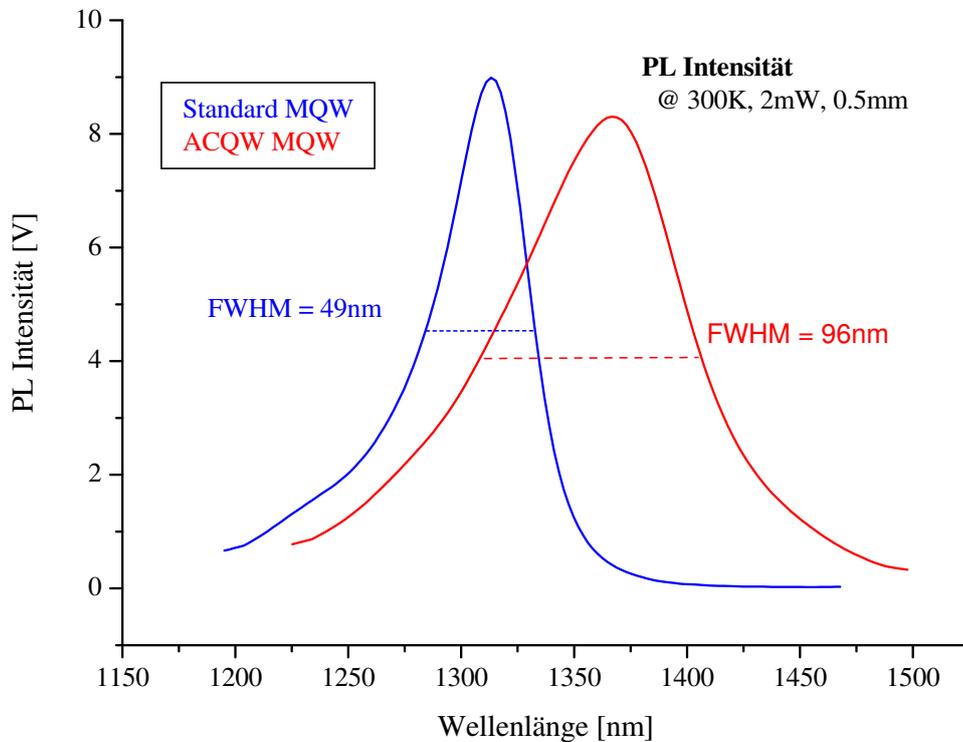


Abbildung 6.10: Vergleich der Photolumineszenzeigenschaften bei Raumtemperatur (300 K) eines Standard-MQWs für SLEDs und der ACQW SLED-Struktur deren aktiver Bereich in Abbildung 6.9 dargestellt ist. Die Anregungsbedingungen sind identisch (2 mW, 0,5 mm Öffnung der Blende).

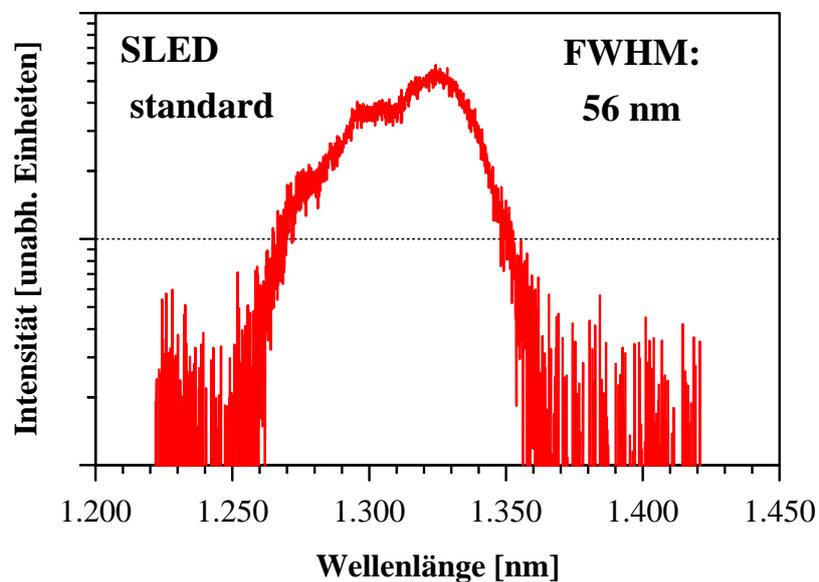


Abbildung 6.11: Gainkurve einer Standard SLED bei 300 K.

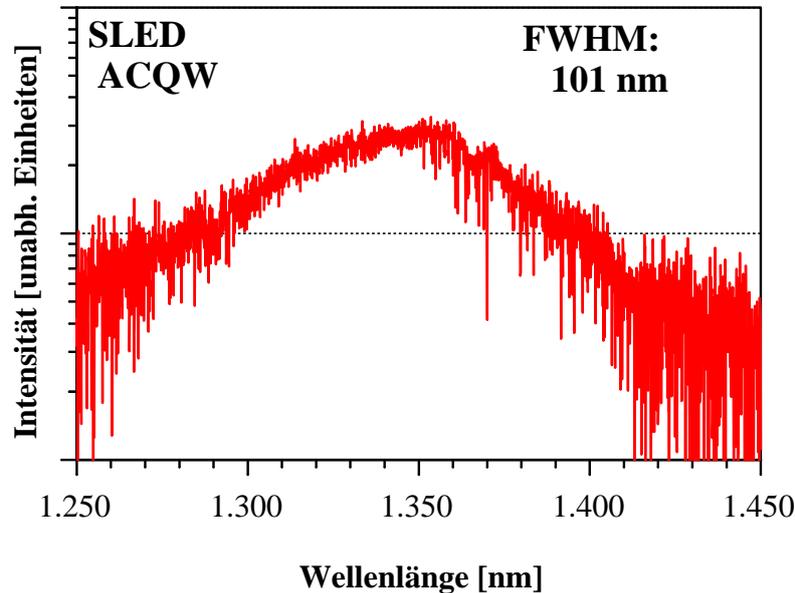


Abbildung 6.12: Gainspektrum der ACQW SLED.

Die Standard-SLED zeigt eine FWHM von 56 nm (Abbildung 6.11).

Dem gegenüber ist die Gainkurve der ACQW-SLED stark verbreitert auf 101 nm. Ferner ist zu erkennen, dass eine Gaußähnliche Kurve entstanden ist, die nur ein breites Maximum hat. Das bedeutet, dass die Wellenfunktionen sich hinreichend stark zu einer gemeinsamen Wellenfunktion gekoppelt haben und keine einzelnen Peaks, die die Emissionswellenlängen der einzelnen Töpfe repräsentieren, zu sehen sind. Dies ist für den Injektionsstrom von 200 mA bis 500 mA zu sehen.

Der ACQW-SLED hat einen sehr hohen Anteil an spontaner Emission, wie es aber für SLEDs typisch ist. Die recht hohen Schwellströme und ein geringer Anteil an erzwungener Emission basieren mit hoher Wahrscheinlichkeit auf den nicht optimalen Grenzflächen der aktiven Schichten. Aufgrund der sehr komplexen Struktur mußten Schaltsequenzen und Flussparameter gewählt werden, die nicht ideal sind. Dies ist allerdings ein rein technisches Problem und könnte mit weiteren MO-Quellen an der Epitaxieanlage behoben werden. Prinzipiell lassen sich unter Verwendung einer ACQW-MQW-Struktur Emitter mit einer Halbwertsbreite von über 100 nm herstel-

len. Die stabile Gainkurve, die ab einem festen Schwellstrom von ca. 250 mA ihre Form beibehält und keine Emissionswellenlänge der beiden einzelnen Töpfe bevorzugt, sind signifikante Vorteile gegenüber anderen Konzeptionen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Effekte und Wirkungsmechanismen in Quantenschichtstrukturen experimentell untersucht und durch mechanische (MOEMS-Filter) sowie quantenmechanische Konzepte erklärt und angewandt.

Ein erster Hauptaugenmerk liegt zunächst auf der Herstellungsmethode MOCVD. Nach Evaluierung der für die Bauelemente relevanten thermodynamischen und systemtechnischen Parameter wird der Herstellungsprozess optimiert und ein *Stabilitätsbereich* definiert, der eine eindeutige Trennung von technischen Parametern und physikalischen Mechanismen erlaubt.

Für die GaInAs/InP Schichtstrukturen, die in den MOEMS-Filtern Verwendung finden, konnte neben dem bekannten As-carry-over-effect ein Verspannungseffekt durch die Gitterfehlpassung der Atome im GaInAs fcc-Kristall experimentell nachgewiesen werden. Es wurde ein qualitatives Modell erstellt, das beide Effekte berücksichtigt und — im zweiten Schritt — eine Realisierungsmöglichkeit für sehr dünne MOEMS-Membranen (d bis zu $\frac{3}{4}\lambda$) eröffnet, indem der As-carry-over-effect durch Wahl der Wachstumsparameter reproduzierbar reduziert wird — allerdings nicht, wie in anderen Veröffentlichungen dargestellt, durch Verwendung extremer Wachs-

tumsbedingungen minimiert wird — und durch eine exakte Verspannung der GaInAs Opferstrukturen eine Kompensation geschaffen wird, die stabilste Membranstrukturen ermöglicht.

Der Durchstimmbereich, der insbesondere von der Stabilität der Membranstrukturen abhängt, konnte bei vergleichbarer Prozessierung nur durch Anwendung des GaInAs Vorverspannungsmodells und der Verwendung der damit korrespondierenden Epitaxieparameter von 142 nm auf 221 nm signifikant erhöht werden.

Durch die Korrelation von Biegebalkenstrukturen mit HR-XRD Messungen können diese MOEMS Strukturen reproduzierbar hergestellt werden.

Als weiterer Schwerpunkt wurde das Potential von ACQW Strukturen evaluiert und in ein neues Bauelement umgesetzt.

Nach der Realisierung und epitaktischen Optimierung einer bekannten ACQW Elektroabsorptions-Modulatorstruktur wurde das Konzept der asymmetrischen Kopplung für breitbandige Emittoren verwandt.

Durch quantenmechanische Berechnungen wurde eine Struktur ermittelt, die eine stabile breitbandige Emission ermöglicht. Hierzu mußten Töpfe, Kopplungsschicht und Barrieren so aufeinander abgestimmt werden, dass trotz asymmetrischer Kopplung eine symmetrische Gainkurve entsteht, die in einem vergleichsweise großen Bereich des Injektionsstroms stabil bleibt. Diese Entwicklung wurde experimentell durch PL und Absorptionsmessungen durchgeführt.

Es entsteht ein Emitter, der eine FWHM der Gainkurve von 100 nm aufweist und diese stabil für Injektionsströme von 250 bis 500 mA hält. Im Gegensatz zu anderen vorgestellten Realisierungsmöglichkeiten, bei denen je nach Injektionsstrom ein Peak dominant wird, das heißt eine Topfsorte bevorzugt gepumpt wird, werden die Töpfe hier offensichtlich gleichmäßig gepumpt. Durch die dünne Kopplungsschicht koppeln die Wellenfunktionen relativ stark und begründen somit die Stabilität des Emissionsspektrums.

Als Realisierung des Emitters wurde eine SLED-Geometrie gewählt, da für SLEDs

Anwendungen (FOG, OCT) als niedrig kohärenter Emitter bestehen, die interferometrische Methoden in Meßtechnik- oder Medizinbereichen benutzen und für die ein breites Gainspektrum für eine hohe Auflösung notwendig ist.

7.2 Ausblick

Mit den in dieser Arbeit vorliegenden Ergebnissen sind auch Grundlagen für weitere Untersuchungen und Entwicklungen gelegt worden. Im Bereich der MOEMS ist der nächste konsequente Schritt die Realisierung einer monolithischen Struktur aus Filter und Empfänger- bzw. Senderbauelement. Aufgrund der geringeren Gesamtschichtdicke sollte zunächst eine Kombination aus dem in dieser Arbeit besprochenen Filter und einer Photodiode (PD) realisiert werden. Eine auf den bisherigen Ergebnissen abgeleitete Struktur ist in Tabelle D.1 skizziert.

Hierbei wird eine in der Mitte liegende GaInAs:p+ Schicht als gemeinsamer Kontakt für den Filter und die PD verwendet. Die PD kann nicht nur von der Vorderseite, auf der der Filter sitzt, sondern auch von der Rückseite beleuchtet werden, so dass die Qualität von Filter und PD separat betrachtet werden können. Wegen der großen Gesamtschichtdicke müssen im Bereich der Membrane des Filters weitere experimentelle Untersuchungen über die Verspannungen durchgeführt werden, da die Auswirkungen von As-carry-over-Effekt und Vorverspannung der Membranen durch verstärkte Desorptionsprozesse oder morphologische Artefakte des GaInAs-PD berücksichtigt werden müssen.

Die entwickelte ACQW-Struktur sollte über die hier vorliegenden ersten Ergebnisse hinaus entwickelt werden. Neben der Optimierung des epitaktischen Prozesses können ausgehend von den experimentellen Daten Simulationsrechnungen der physikalischen Parameter durchgeführt werden, um die quantenmechanischen Prozesse besser zu beschreiben und die Korrelationen zwischen Design, PL und Gainspektren zu verbessern. Damit sollte ein theoretisches Maximum der Halbwertsbreite der emissionswellenlänge gefunden werden.

Anhang A

Quellenparameter

In der folgenden Tabelle A.1 werden für die verwendeten metallorganischen Quellen der Dampfdruck $P_S(T)$ und die Quellentemperatur T angegeben. P_S läßt sich mittels der Parameter A und B in der Form

$$\log P_S = -\frac{A}{T} + B$$

darstellen (B-Parameter für mbar und T in K).

In der Literatur finden sich mitunter deutlich voneinander abweichende Werte. Insbesondere für TMIn bestehen große Unterschiede. Hier werden die Werte von Kayser et al [96] verwendet, die bei allen Berechnungen und experimentellen Verifizierungen konsistente Ergebnisse zeigen.

MO Substanz	Abkürzung	Chem. Formel	T [°C]	P_S [mbar]	A	B
Trimethylgallium	TMGa	$(\text{CH}_3)_3\text{Ga}$	-10	48,39	1825	8,62
Trimethylindium	TMIn	$(\text{CH}_3)_3\text{In}$	17	1278	2830	9,86
Dimethylzink	DMZn	$(\text{CH}_3)_2\text{Zn}$	-10	98,81	-	-

Tabelle A.1: Metallorganische Substanzen mit den verwendeten Quellentemperaturen und Dampfdrücken.

Anhang B

Photolumineszenz-Mappings

Im folgenden sind einige Photolumineszenzmappings dargestellt, die die Homogenität auf einem 2" Wafer zeigen.

Zunächst ist eine 250 nm GaInAs-Schicht, gitterangepasst an InP (Abbildung B.1), und dieselbe Schichtstruktur *ohne Waferrotation* in Abbildung B.2 dargestellt!

Abbildung B.3 zeigt einen MQW mit 10 Perioden, bestehend aus 5 nm GaInAs, ebenfalls gitterangepasst an InP und 5 nm InP.

Die letzte Abbildung B.4 zeigt einen GaInAsP/GaInAsP mit kompensierter Gesamtverspannung zum InP.

PL-Mapping der GaInAs Schicht

ACCENT RPM2000

Wavelength settings	Scan parameters	Analysis Parameters	Laser parameters
Center : 1639.4 nm	Wafer size : 50.8 mm	Mode : Custom 2	Name : 980nm CW
Range : 1505.4 to 1775.6 nm	Scan diameter : 50.0 mm	Min Limit : 1450.0 nm	Wavelength : 980.0 nm
Slit width : 0.010 mm	Resolution : 0.5 nm	Max Limit : 1730.0 nm	Power : 7.2 mW
Grating : 150g/mm-1250	Scan rate : 30 pts/s	Threshold : 97.0 %	
Detector : InGaAs	Temperature : 25.5 C	FWHM : 50.0 %	
Gain : x1 (corr.)			
Calibration : G150InGaAs 1250 Filter.cal			
Filter : None			

Statistics

Average : 1664.5 nm
Std dev : 1.451 nm
(0.087 %)

Median : 1665.0 nm
Min : 1659.8 nm
Max : 1666.7 nm
10% cutoff : 1662.5 nm
25% cutoff : 1663.6 nm
75% cutoff : 1665.7 nm
90% cutoff : 1665.9 nm
Exc. zone : 5.0 mm

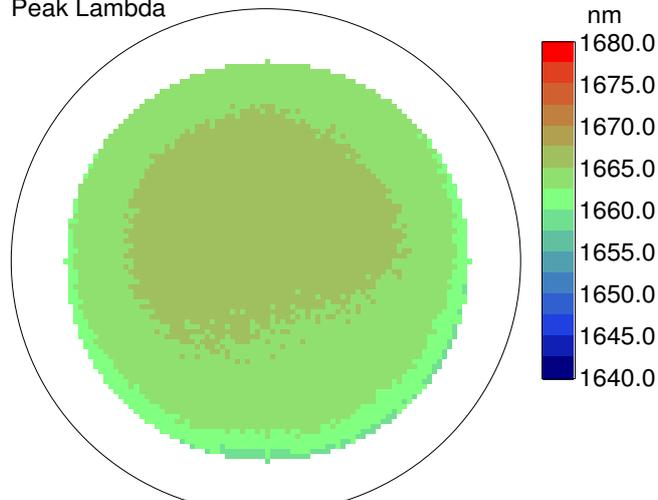
Thresholds

Upper Lmt : 1710.0 nm
Lower Lmt : 1613.0 nm

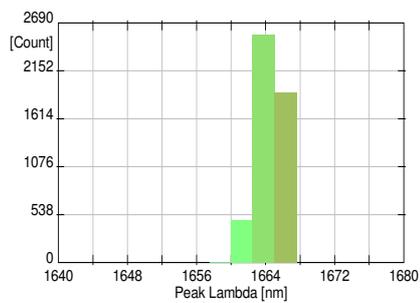
Specifications

Upper Lmt : 1710.1 nm
Lower Lmt : 1613.3 nm
In-Spec : 100.00 %
Below : 0.00 %
Above : 0.00 %

Peak Lambda

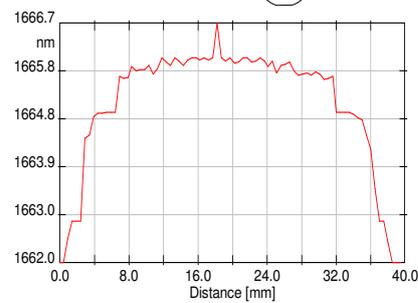


Peak Lambda Histogram



Max count : 2559 at 1663.8 nm Mean : 1664.5 nm
Bin size : 2.5 nm Median : 1665.0 nm

Peak Lambda Profile



20.0, 270.0 to 20.0, 90.0 [mm, deg]
Average : 1665.1 nm
Avge Dev: 1.0 nm (0.1 %)
Min : 1660.4 nm
Max : 1666.7 nm

(RPM2000 Data Acquisition v2.85)

Abbildung B.1: 250nm GaInAs, gitterangepasst.

ACCENT RPM2000

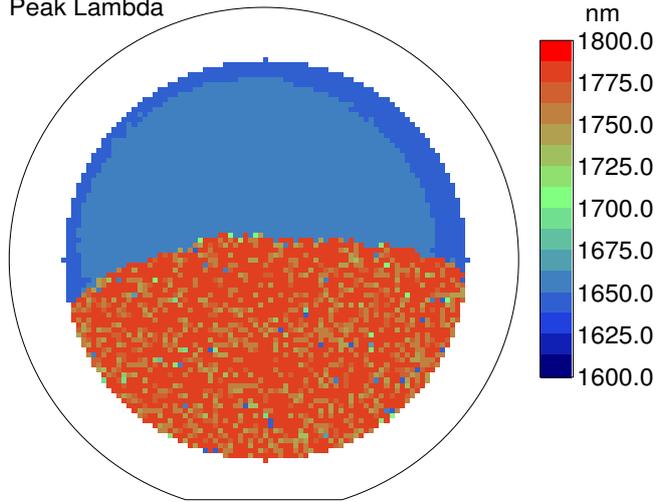
Wavelength settings	Scan parameters	Analysis Parameters	Laser parameters
Center : 1639.4 nm	Wafer size : 50.8 mm	Mode : Custom 2	Name : 980nm CW
Range : 1505.4 to 1775.6 nm	Scan diameter : 50.0 mm	Min Limit : 1503.3 nm	Wavelength : 980.0 nm
Slit width : 0.010 mm	Resolution : 0.5 nm	Max Limit : 1778.9 nm	Power : 7.7 mW
Grating : 150g/mm-1250	Scan rate : 30 pts/s	Threshold : 97.0 %	
Detector : InGaAs	Temperature : 25.9 C	FWHM : 50.0 %	
Gain : x1 (corr.)			
Calibration : G150InGaAs 1250 Filter.cal			
Filter : None			

Statistics
 Average : 1712.9 nm
 Std dev : 58.26 nm
 (3.40 %)
 Median : 1745.7 nm
 Min : 1642.6 nm
 Max : 1775.6 nm
 10% cutoff : 1649.9 nm
 25% cutoff : 1653.9 nm
 75% cutoff : 1775.6 nm
 90% cutoff : 1775.6 nm
 Exc. zone : 5.0 mm

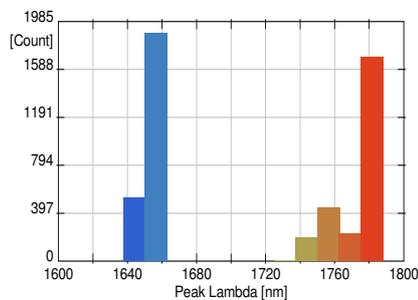
Thresholds
 Upper Lmt : 1800.0 nm
 Lower Lmt : 1000.0 nm

Specifications
 Upper Lmt : 1775.6 nm
 Lower Lmt : 1500.0 nm
 In-Spec : 100.00 %
 Below : 0.00 %
 Above : 0.00 %

Peak Lambda

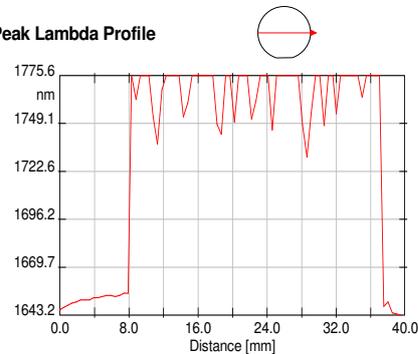


Peak Lambda Histogram



Max count : 1886 at 1656.3 nm Mean : 1712.9 nm
 Bin size : 12.5 nm Median : 1745.7 nm

Peak Lambda Profile



20.0, 270.0 to 20.0, 90.0 [mm, deg]
 Average : 1736.5 nm
 Avge Dev : 46.7 nm (2.7 %)
 Min : 1643.2 nm
 Max : 1775.6 nm

(RPM2000 Data Acquisition v2.85)

Abbildung B.2: 250nm GaInAs, gitterangepasst, ohne Waferrotation!

PL-Mapping des GaInAs/InP-MQWs(10)

ACCENT RPM2000

Wavelength settings	Scan parameters	Analysis Parameters	Laser parameters
Center : 1649.4 nm	Wafer size : 50.8 mm	Mode : Custom 2	Name : 980nm CW
Range : 1515.4 to 1785.5 nm	Scan diameter : 50.0 mm	Min Limit : 1363.9 nm	Wavelength : 980.0 nm
Slit width : 0.010 mm	Resolution : 0.5 nm	Max Limit : 1700.0 nm	Power : 6.2 mW
Grating : 150g/mm-1250	Scan rate : 30 pts/s	Threshold : 97.0 %	
Detector : InGaAs	Temperature : 25.6 C	FWHM : 50.0 %	
Gain : x1 (corr.)			
Calibration : G150InGaAs 1250 Filter.cal			
Filter : None			

Statistics

Average : 1645.1 nm
Std dev : 2.403 nm
(0.146 %)
Median : 1646.1 nm
Min : 1638.1 nm
Max : 1648.3 nm
10% cutoff : 1640.9 nm
25% cutoff : 1643.7 nm
75% cutoff : 1646.8 nm
90% cutoff : 1647.9 nm
Exc. zone : 5.0 mm

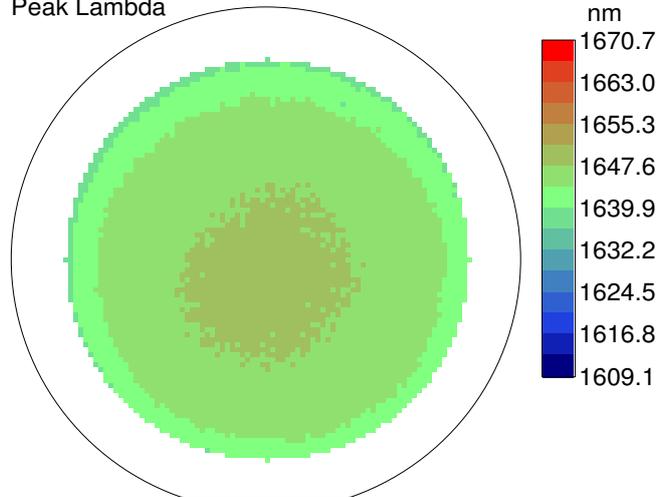
Thresholds

Upper Lmt : 1700.0 nm
Lower Lmt : 0.0 nm

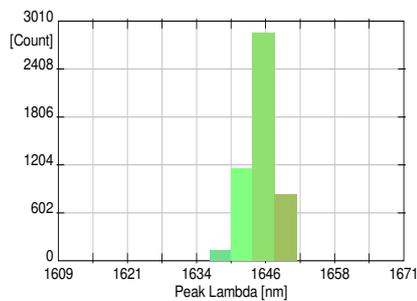
Specifications

Upper Lmt : 1698.0 nm
Lower Lmt : 1526.0 nm
In-Spec : 100.00 %
Below : 0.00 %
Above : 0.00 %

Peak Lambda

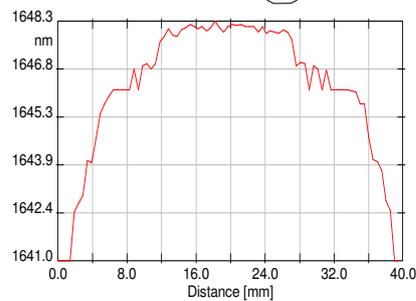


Peak Lambda Histogram



Max count : 2862 at 1645.7 nm Mean : 1645.1 nm
Bin size : 3.8 nm Median : 1646.1 nm

Peak Lambda Profile



20.0, 270.0 to 20.0, 90.0 [mm, deg]
Average : 1646.1 nm
Avge Dev: 1.7 nm (0.1 %)
Min : 1638.2 nm
Max : 1648.3 nm

(RPM2000 Data Acquisition v2.85)

Abbildung B.3: MQW(10), je 5 nm GaInAs (gitterangepasst)/13 nm InP.

PL-Mapping des GaInAsP/GaInAsP-MQWs(10).

ACCENT RPM2000

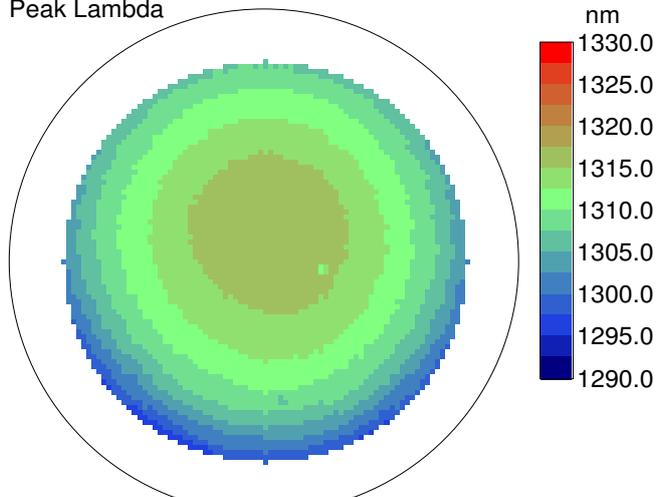
Wavelength settings	Scan parameters	Analysis Parameters	Laser parameters
Center : 1300.4 nm	Wafer size : 50.8 mm	Mode : Custom 2	Name : 980nm CW
Range : 1165.1 to 1437.9 nm	Scan diameter : 50.0 mm	Min Limit : 900.0 nm	Wavelength : 980.0 nm
Slit width : 0.500 mm	Resolution : 0.5 nm	Max Limit : 1800.0 nm	Power : 2.6 mW
Grating : 150g/mm-1250	Scan rate : 30 pts/s	Threshold : 97.0 %	
Detector : InGaAs	Temperature : 26.7 C	FWHM : 50.0 %	
Gain : x1 (corr.)			
Calibration : (none)			
Filter : None			

Statistics	
Average	: 1309.8 nm
Std dev	: 4.627 nm (0.353 %)
Median	: 1310.6 nm
Min	: 1296.5 nm
Max	: 1316.4 nm
10% cutoff	: 1303.4 nm
25% cutoff	: 1306.5 nm
75% cutoff	: 1314.0 nm
90% cutoff	: 1315.3 nm
Exc. zone	: 5.0 mm

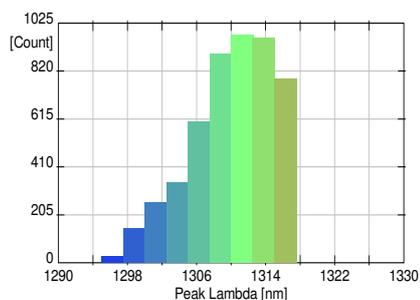
Thresholds	
Upper Lmt	: 1368.0 nm
Lower Lmt	: 1224.0 nm

Specifications	
Upper Lmt	: 1368.0 nm
Lower Lmt	: 1223.6 nm
In-Spec	: 100.00 %
Below	: 0.00 %
Above	: 0.00 %

Peak Lambda

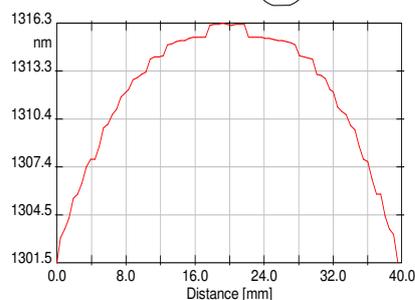


Peak Lambda Histogram



Max count	: 974 at 1311.3 nm	Mean	: 1309.8 nm
Bin size	: 2.5 nm	Median	: 1310.6 nm

Peak Lambda Profile



20.0, 270.0 to 20.0, 90.0 [mm, deg]	
Average	: 1311.8 nm
Avge Dev	: 3.5 nm (0.3 %)
Min	: 1301.5 nm
Max	: 1316.3 nm

(RPM2000 Data Acquisition v2.85)

Abbildung B.4: MQW(10), GaInAsP/GaInAsP.

Anhang C

MOEMS Filter Prozessschema

Die Prozessierung des Filters wird in dieser Arbeit als stabiler, reproduzierbarer Prozess verwendet. Der Prozess ist hierbei ein wesentlicher Aspekt — insbesondere die selektive Unterätzung der Membranen — zur Realisierung von Inp/air-gap-MOEMS-Filtern und besteht aus sieben Blöcken mit vielen Einzelschritten. Die physikalischen Prinzipien und die technischen Realisierungen wurden im Rahmen einer Dissertation [55] untersucht und konzipiert und in dieser Arbeit im Detail mit dem Epitaxieprozess abgestimmt.

Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse und das Modell zur Verspannung der Membranen sind qualitativ allgemein gültig. Die quantitativen Werte können sich allerdings mit den Prozessparametern der technologischen Realisierung leicht ändern.

Der verwendete Prozess ist schematisch in Abbildung C.1 dargestellt

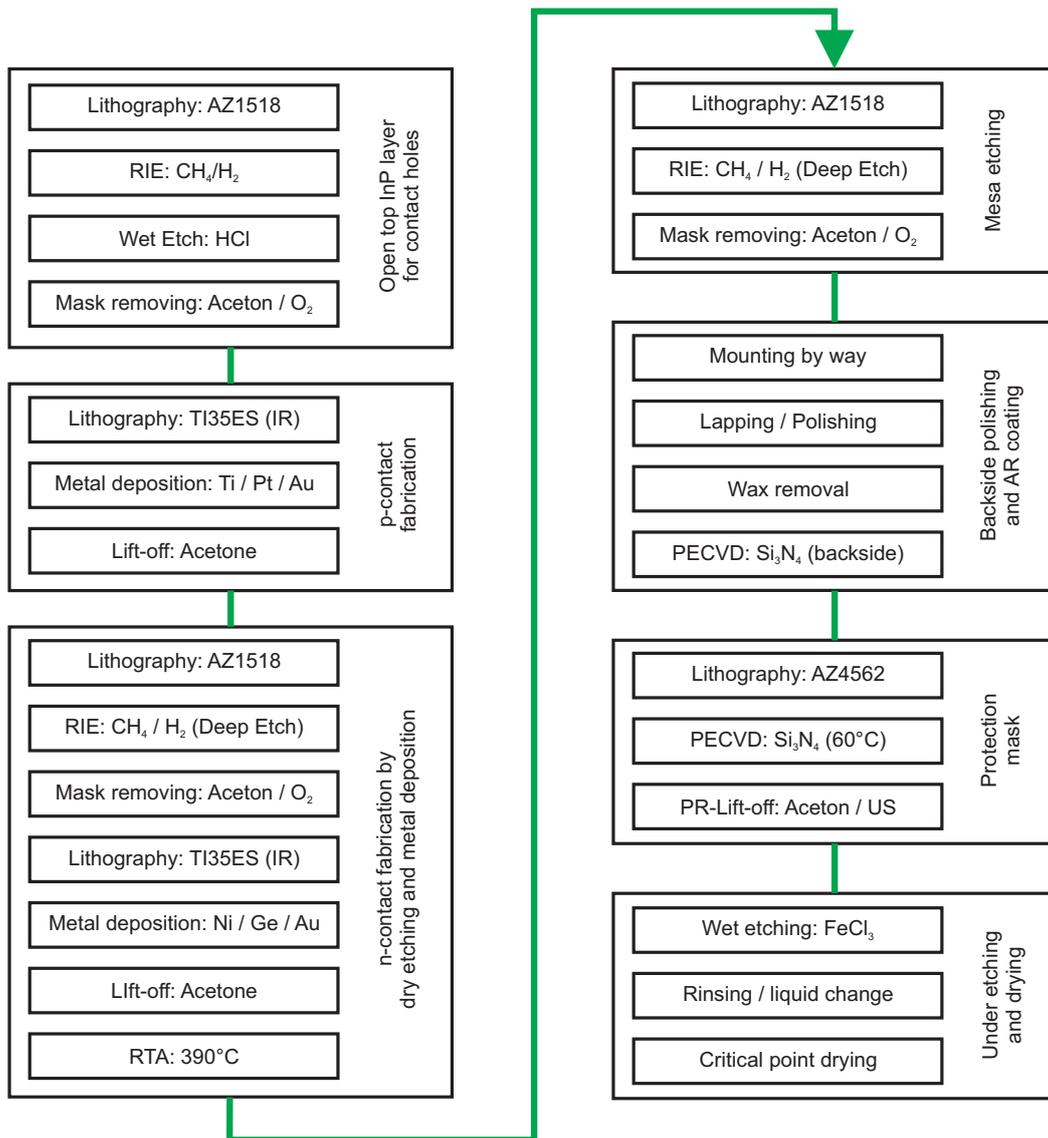


Abbildung C.1: Prozessierungsschema eines (DWDM-)Filters nach [55]

Anhang D

Vorschlag einer PD-Filter-Struktur

Ausgehend von den physikalischen Ergebnissen des Designs und der epitaktischen Realisierung wird die folgende Struktur einer durchstimmbaren Photodiode — also einer monolithisch gewachsenen PD- und Filterstruktur — dargestellt.

Die vergleichsweise Dicke Absorberschicht des Photodetektors (GaInAs:nid) verspricht eine hinreichende Absorption von Photonen.

Die Gesamtdicke der Struktur ist so gewählt, dass die epitaktische Realisierung (Stabilitätsbereiche des Epitaxiesystems!) möglich ist, ohne ein Neudesign des Filters oder des Herstellungsprozesses durchführen zu müssen.

Material	Dotierung [cm^{-3}]		Dicke [nm]	$(\frac{\Delta a}{a})_{\text{nom}}^{\perp}$ [%]	Funktion
InP	n	3E17	367	0	Obere Membrane des Filters
GaInAs	n	3E17	388	-0,02	
InP	n	3E17	367	0	
GaInAs	n	3E17	388	-0,02	
InP	n	3E17	367	0	
GaInAs	nid	-	1650	-0,02	λ -Kavität
InP	p	3E17	367	0	Untere Membrane des Filters
GaInAs	p+	1E18	388	- 0,02	
InP	p	3E17	367	0	
GaInAs	p	3E17	388	-0,02	
InP	p	3E17	367	0	
GaInAs	p	3E17	465	-0,02	
InP	p	3E17	857	0	Photo- detektor
GaInAs	p	3E17	200	0	
GaInAs	nid	-	1500	0	
InP	n+	8E17	400	0	
InP	n	2,2E18	-	0	Substrat

Tabelle D.1: Vorgeschlagene Schichtstruktur eines Photodetektors mit einem $\frac{3}{4}\lambda$ -Filter.

Literaturverzeichnis

- [1] C. PROTT: *Optimierung der kontinuierlichen Wellenlängenabstimmung von Laserdioden auf der Basis des Quantum Confined Stark-Effektes*. Doktorarbeit, Universität Gh Kassel, 1999.
- [2] H. HILLMER: *Heterostructures in the $Al_zGa_{1-x-z}In_zAs$ material system: MBE growth and characterization*. Current Topics in Crystal Growth Research, 3, 1997.
- [3] A. BHOURI, H. MEJRI, F. BEN ZID, H. BELMABROUK, M. SAID, N. BOUARISSA AND J.-L. LAZZARI: *Modelling of visible and near infrared wavelength made of zinc-blende $Ga_xIn_{(1-x)}N$* . J. Phys.: Condens. Matter, 16:511–519, 2004.
- [4] ECKART KUPHAL AND ARMIN PÖCKER: *Phase Diagram for Metal Organic Vapor Phase Epitaxy of Strained and Unstrained $InGaAsP/InP$* . Jpn. J. Appl. Phys., 37:632–637, 1998.
- [5] I. VURGAFTMAN AND J. R. MEYER, L. R. RAM-MOHAN: *Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys*. Journal of Applied Physics, 89(11), 2001.
- [6] N. M. ASHCROFT, I. MERMIN: *Solid State Physics*. Saunders College, 1976.
- [7] K. KOPITZKI: *Einführung in die Festkörperphysik*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1993.

-
- [8] C. KITTEL: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag München, 1986.
- [9] H. IBACH, H. LÜTH: *Festkörperphysik*. Springer Verlag, 5. Auflage, 1999.
- [10] P. Y. YU, M. CARDONA: *Fundamentals of Semiconductors*. B. G. Teubner, Stuttgart, 2 Auflage, 1999.
- [11] A. HASSE: *Strukturelle Untersuchungen an (GaIn)(NAs)/GaAs Heterostrukturen mittels Transmissionselektronenmikroskopie*. Diplomarbeit, Marburg, 2000.
- [12] S. HANSMANN AND H. HILLMER IN: *Handbook of Lasers and Optics*. Springer, 2006.
- [13] T. KOJIMA, S. TANAKA, H. YASUMOTO, S. TAMURA AND S. ARAI: *Evaluation of Optical Gain Properties of GaInAsP/InP Compressively Strain Quantum-Wire Lasers*. Jpn. J. Appl. Phys., 38(11):6327–6334, 1999.
- [14] G. P. AGRAWAL, N. K. DUTTA: *Long Wavelength Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold Verlag, New York, 1986.
- [15] K. PETERMANN: *Laser Diode Modulation and Noise (Advances in Opto-Electronics)*. Kluwer Academic Publishers, 1991.
- [16] K. J. EBELING: *Integrierte Optoelektronik*. Springer Verlag, Berlin, 1992.
- [17] W. STOLZ: *Alternative N-, P-, As-precursors for III/V epitaxy*. Journal of Crystal Growth, 2000.
- [18] KEIPER, D.: *New and safe MOVPE processes for InP based devices*. Doktorarbeit, Stockholm, 2000.
- [19] STRINGFELLOW, G.B.: *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice*. Academic Press, San Diego, 1989.

- [20] M. KONDOW ET AL: *A novel material of GaInNAs for long-wavelength-range laser diodes with excellent high-temperature performance*. Solid State Device and Matter, Seiten 1016–1018, 1995.
- [21] F. HÖHNSDORF: *Herstellung und Untersuchung von (GaIn)(NAs)/GaAs-Halbleiterstrukturen*. Doktorarbeit, Marburg, 2000.
- [22] F. DIMROTH: *Metallorganische Gasphasenepitaxie zur Herstellung von hocheffizienten Solarzellen aus III-V Halbleitern*. Doktorarbeit, Universität Konstanz, 2000.
- [23] F. C. FRANK AND J. H. VAN DER MERWE. *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 198(205), 1949.
- [24] I. N. STRANSKI, L. KRASTANOW. *Sitzungsbericht der Akademie der Wissenschaften Wien, Mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse, Abteilung II b*, 146:797, 1964.
- [25] M. VOLMER AND A. WEBER. *Z. Physik. Chem.*, 119, 1926.
- [26] T. BERGUNDE, M. DAUELSBERG, L. KADINSKI, YU. N. MAKAROV, M. WEYERS, D. SCHMITZ, G. STRAUCH, H. JÜRGENSEN: *Heat transfer and mass transport in a multiwafer reactor: modelling and experimental studies*. Journal of Crystal Growth, 170, 1997.
- [27] T. BERGUNDE, M. DAUELSBERG, L. KADINSKI, YU. N. MAKAROV, V. S. YUFEREV, D. SCHMITZ, G. STRAUCH, H. JÜRGENSEN: *Process optimisation of MOVPE growth by numerical modelling of transport phenomena including thermal radiation*. Journal of Crystal Growth, 180, 1997.
- [28] M. DAUELSBERG, L. KADINSKI, YU. N. MAKAROV, T. BERGUNDE, G. STRAUCH, M. WEYERS: *Modeling and experimental verification of transport*

- and deposition behavior during MOVPE of Ga_(1-x)In_xP in the Planetary Reactor.* Journal of Crystal Growth, 208, 2000.
- [29] T. BERGUNDE, D. GUTSCHE, L. KADINSKI, YU. MAKAROV, M. WEYERS: *Transport and reaction behavior in Aix-2000 Planetary metalorganic vapour phase epitaxy reactor.* Journal of Crystal Growth, 146, 1995.
- [30] M. DAUELSBERG, L. KADINSKI, YU. N. MAKAROV, T. BERGUNDE, G. STRAUCH, M. WEYERS: *Modeling of growth in a 5x3 inch multiwafer metalorganic vapour phase epitaxy reactor.* Journal of Crystal Growth, 145, 1994.
- [31] ZAUS, R. Doktorarbeit, LMU München, 1992.
- [32] S. TAKAGI. *J. Phys. Soc. Japan*, 69:1239, 1969.
- [33] D. TAUPIN. *Bull. Soc. Franc. Mineral. Crist.*, 87:469, 1964.
- [34] *Onlinemanual des Accent RPM2000.*
- [35] H. HILLMER, A. TARRAF, F. RIEMENSCHNEIDER, S. IRMER, H. HALBRITTER, J. DALEIDEN, F. RÖMER, C. PROTT, E. ATARO, A. HASSE, M. STRASSNER, S. HANSMANN AND P. MEISSNER: *Wide continuously tunable 1.55 μm vertical air-cavity wavelength selective elements for filters and VCSELs using micromachined actuation.* In: *OPTO 2005*, 2005.
- [36] M. C. AMANN: *Vertical-cavity surface-emitting laser diode for telecommunication wavelengths.* In: *Proc. ITCOM*, Band 4871, 2002.
- [37] E. BRUCE: *Tunable lasers.* IEEE Spectrum, 2002.
- [38] E. C. VAIL, M. S. VOU, G. S. LI, L. ENG AND C. J. CHANG-HASNAIN: *GaAs micromachined widely tunable Fabry-Perot filters.* Electronics Letters Letters, 32(330), 1995.

- [39] J. PEERLINGS, A. DEHE, A. VOGT, M. TILSCH, C. HEBELER, F. LANGENHAHN, P. MEISSNER AND H. L. HARTNAGEL: *Long resonator micromachined tunable GaAs-AlAs Fabry-Perot filters*. IEEE Photonics Technology Letters, 34(20), 1998.
- [40] A. SPISSER, R. LE DANTEC, C. SEASSAL, L. J. LECERCQ, T. BENYATTOU, D. RONDI, R. BLONDEAU, G. GUILLOT AND P. VICTOROVITCH. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(1259), 1998.
- [41] R. LE DANTEC, T. BENYATTOU, G. GUILLOT, A. SPISSER, C. SEASSAL, L. J. LECERCQ, P. VICTOROVITCH, D. RONDI AND R. BLONDEAU: *Tunable microcavity based on InP-Air Bragg mirrors*. IEEE Journal Selected Topics in Quantum Electronics, 15(111), 1999.
- [42] J. DALEIDEN, N. CHITICA, M. STRASSNER, D. RONDI, E. GOUTAIN, J. PEERLINGS, J. PFEIFFER, R. RIEMENSCHNEIDER, K. HJORT, R. DANTEC, T. BENYATTOU, A. SPISSER, J. L. LECLERCQ AND P. VICTOROVITCH: *Tunable InP/Air Gap Fabry Perot Filter for Wavelength Division Multiplex Fiber Optical Transmission*. In: *Proc. of InP and Related Materials*, Seite 285, 1999.
- [43] M. STRASSNER, N. CHITICA, A. TARRAF: *Investigations of growth conditions for InP suited for micro opto electro mechanical systems for data communication*. Sensors and Actuators, 85(249), 1999.
- [44] H. HILLMER, J. DALEIDEN, C. PROTT, F. RÖMER, S. IRMER, V. RANGELOF, A. TARRAF, S. SCHÜLER AND M. STRASSNER: *III-V semiconductor material for tunable Fabry-Perot filters for coarse and dense WDM systems*. Applied Physics B, 75(3), 2002.
- [45] C. F. MATEUS, C.-H. CHANG, L. CHROSTOWSKI, S. YANG, D. SUN, R. PATHAK AND C. J. CHANG-HASNAIN: *Widely tunable torsional optical filter*. Photonics Technology Letters, 14(819), 2002.

-
- [46] D. ZHOU, K. SUN, M. GARRIGUES, J.-L. LECLERCQ, P. REGRENY, J. PENG AND P. VICTOROVITCH: *Novel optical structure for micromachined wavelength-selective and tunable InP MOEMS*. In: *Conference Digest Optical MEMS 2002*, Seite 203, 2002.
- [47] F. RÖMER, C. PROTT, S. IRMER, J. DALEIDEN, A. TARRAF, H. HILLMER: *Tuning efficiency and linewidth of electrostatically actuated multiple air-gap filters*. *Applied Physics Letters*, 82(176), 2003.
- [48] C. PROTT, F. RÖMER, E. ATARO, J. DALEIDEN, S. IRMER, A. TARRAF, H. HILLMER: *Modeling of Ultra-Widely Tunable Vertical Cavity Air-Gap Filters and VCSEL's*. *IEEE Journal Selected Topics in Quantum Electronics*, 9(918), 2003.
- [49] E. ATARO: *Micro-electromechanical structural design and optimization of vertical cavity photonic devices with wide continuous tuning*. Doktorarbeit, Universität Kassel, 2005.
- [50] F. RÖMER, C. PROTT, J. DALEIDEN, S. IRMER, M. STRASSNER, A. TARRAF, H. HILLMER: *Micromechanically tunable air gap resonators for long wavelength VCSEL's*. In: *IEEE LEOS*. International Semiconductor Laser Conference, 2002.
- [51] H. HILLMER, J. DALEIDEN, C. PROTT, F. RÖMER, A. TARRAF, S. IRMER, V. RANGELOV, S. SCHÜLER, M. STRASSNER: *Ultra-wide continuously tunable 1.55 μm vertical air-cavity filters and VCSEL's based on micromachined electrostatic actuation*. In: *SPIE Proc.*, 4646. Photonics West, San Jose, 2002.
- [52] C. PROTT, F. RÖMER, E. ATARO, J. DALEIDEN, S. IRMER, M. STRASSNER, A. TARRAF, H. HILLMER: *Design of vertical cavity air-gap filters and VCSELs for ultra-wide continuous tuning*. In: *Proceedings of the Conference*

- on Numerical Simulation of Semiconductor Optoelectronic Devices (NUSOD)*. International Semiconductor Laser Conference, 2002.
- [53] R. GESSNER, A. DOBBINSON, A. MILER, J. RIEGER, E. VEUHOFF: *Fabrication of AlGaInAs and GaInAsP buried heterostructure lasers by in situ etching*. Journal of Crystal Growth, (248):426–430, 2003.
- [54] KOICHI NANIWAE, KAORI KURIHARA, KENICHI NISHI, SHIGEO SUGOU: *Alloy composition control of InGaAs/InP grown by Cl-assisted MOVPE with tertiarybutylchloride*. Journal of Crystal Growth, (248):400–404, 2003.
- [55] S. IRMER: *Air Gap Based Vertical Cavity Micro-Opto-electro-Mechanical Fabry-Pérot Filters*. Doktorarbeit, Universität Kassel, 2005.
- [56] A. R. CLAWSON, C. M. HANSON: *Implications of excess strain in As compound/P compound III-V multilayer superlattices grown by metal-organic vapor-phase epitaxy*. J. Va. Sci. Technol. B, 14(4):5749–5755, 1997.
- [57] DECOBERT, J. und G. PATRIARCHE: *Transmission electron microscopy study of the InP/InGaAs and InGaAs/InP heterointerfaces grown by metalorganic vapor-phase epitaxy*. Journal of Applied Physics, 92:5749–5755, 2002.
- [58] D. KEIPER, N. CHITICA, M. STRASSNER, B. STÅLNACKE, J. DALEIDEN, G. LANDGREN: *MOVPE growth for InP based Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems (MOEMS)*. In: *Proc. 8th European Workshop on MOVPE*, 1999.
- [59] G. BERNATZ: *Struktur innerer Grenzflächen von Halbleiter-Heterostrukturen und ihre Auswirkung auf optische Eigenschaften*. Doktorarbeit, Marburg, 2000.
- [60] M. STRASSNER, J. DALEIDEN, N. CHITICA, D. KEIPER, B. STÅLNACKE, D. GREEK AND K. HJORT: *III-V semiconductor material for tunable Fabry-Perot filters for coarse and dense WDM systems*. Seiten 249–255, 2002.

- [61] F. RÖMER: *Charakterisierung und Simulation optischer Eigenschaften von mikromechanisch abstimmbaren Filterbauelementen*. Doktorarbeit, Universität Kassel, 2005.
- [62] E. S. HUNG AND S. D. SENTURIA: *Extending the Travel Range of Analog-Tuned Electrostatic Actuators*. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 8:497–505, 1999.
- [63] Y. ZHU AND H. D. ESPINOSA: *Reliability of Capacitive RF MEMS Switches at High and Low Temperatures*. Wiley InterScience (www.wiley.interscience.com), DOI 10/1002/mmce.20015, 2003.
- [64] A. K. CHINTHAKINDI AND P. A. KOHL: *Electrostatic Actuators with Intrinsic Stress Gradient*. *J. Electrochem. Soc.*, 149:H146–H152, 2002.
- [65] S. IRMER, J. DALEIDEN, V. RANGELOV, C. PROTT, F. RÖMER, M. STRASSNER, A. TARRAF, H. HILLMER: *Ultralow Biased Widely Continuously Tunable Fabry–Pérot Filter*. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(3), 2003.
- [66] M. STRASSNER, S. BOUCHOULE AND I. SAGNES: *Progress in InP-based MOEMS*. *Proceedings of SPIE*, 5650:114–122, 2005.
- [67] L. FU, H. SCHWEIZER, Y. ZHANG, L. LI, A. M. BAECHLE, G. C. BERNATZ AND S. HANSMANN: *Design and Realization of High-Power Ripple-Free Superluminescent Diodes at 1300nm*. *IEEE J. Quantum Electronics*, 40:1270–1274.
- [68] S. HANSMANN: *Spektrale Eigenschaften von Halbleiterlasern mit verteilter Rückkopplung*. Doktorarbeit, TH Darmstadt, 1994.
- [69] R. GÖBEL, H. JANNING, H. BURKHARD: *S.I. InP:Fe hydride–VPE for mushroom type lasers*. In: *Proc. 7th Conference on Semi-insulating Materials*.

- [70] H. HILLMER: *Heterostructures in the $Al_zGa_{1-x-z}In_xAs$ material system: MBE growth and characterization*. Current Topics in Crystal Growth Research, 3:159–185, 1997.
- [71] H. HILLMER, R. LÖSCH, W. SCHLAPP: *Strain-balanced AlGaInAs/InP heterostructures with up to 50 QWs by MBE*. Journal of Crystal Growth, 175/176:1120–1125, 1997.
- [72] HIROSHI WADA, KEIZO TAKEMASA, TSUTOMU MUNAKATA, MASAO KOBAYASHI AND TAKESHI KAMIJOH: *Effects of Well Number on Temperature Characteristics in 1.3- μm AlGaInAs-InP Quantum-Well Lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 5(3), 1999.
- [73] TOSHIO HIGASHI, STEPHEN J. SWEENEY, ALISTAIR F. PHILIPS, ALFRED R. ADAMS, EOIN P. O'REILLY, TORU UCHIDA AND TAKUYA FUJI : *Experimental Analysis of Temperature Dependence in 1.3- μm Strained MQW Lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 5(3), 1999.
- [74] H. FOUCKHARDT: *Photonik*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1989.
- [75] YU, A. und A. S. SIDDIQUI: *Novel fibre optic gyroscope with a configuration combining Sagnac interferometer with fibre ring resonator*. Electronics Letters, 28:1778–1780, 1992.
- [76] YU, A. und A. S. SIDDIQUI: *Theory of a novel high sensitivity optical fibre gyroscope*. IEE Proceedings J: Optoelectronics, 140:150–156, 1993.
- [77] BOOYSEN, A., P. L. SWART, S. J. SPAMMER und J. MEYER: *New ring resonator gyroscope utilizing a double cavity and a low coherence length source*. In: *Proc. SPIE Vol. 2070, p. 225-233, Fiber Optic and Laser Sensors XI, Ramon P. DePaula; Ed.*, Seiten 225–233, 1994.

- [78] LIAW, C., Y. ZHOU und Y. L. LAM: *Theory of an amplified closed-Sagnac-loop interferometric fiber optic gyroscope*. In: ASANUMA, ROBERT A. LIEBERMAN; ANAND K. ASUNDI; HIROSHI (Herausgeber): *Proc. SPIE, Advanced Photonic Sensors and Applications*, Band 3897, 1999.
- [79] ANDRONOVA, I. A. und G. B. MALYKIN: *Physical problems of fiber gyroscopy based on the Sagnac effect*. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 45:793–817, 2002.
- [80] C. SEIDEL: *Optimierungsstrategien für faseroptische Rotationssensoren: Einfluss der spektralen eigenschaften der Lichtquelle*. Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, 2004.
- [81] J. H. SONG ET AL: *High-Power Broad-Band Superluminescent Diode with low spectral modulation at 1.5- μ m wavelength*. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(7), 2000.
- [82] TAKESHI YAMATOYA, SHOTA MORI, FUMIO KOYOMA AND KENICHI IGA: *High Power GaInAsP/InP strained quantum well Superluminescent Diode with tapered active region*. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1(9A), 1999.
- [83] E. KUPHAL, S. JOCHUM, V. PIATAEV, S. HANSMANN, H. BURKHARD: *Higher yield of 1.55 μ m DFB lasers through MOVPE growth under N₂ atmosphere with excellent homogeneity*. *Materials Science an Engineering*, B66, 1999.
- [84] CHING-FUH LIN AND BING-RUEY WU, LIN-WEN LAIH AND TIEN-TSORNG SHIH: *Sequence influence of nonidentical InGaAsP quantum wells on broadband characteristics of semiconductor optical amplifiers-superluminescent diodes*. *Optics letters*, 26(14), 2001.
- [85] CHING-FUH LIN, YI-SHIN SU, BING-RUEY WU: *External-Cavity Semiconductor Laser tunable from 1.3 to 1.54 μ m for optical communication*. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(1), 2001.

-
- [86] MICHAEL J. HAMP ET AL: *Nonuniform carrier distribution in asymmetric InGaAsP laser structures with different numbers of quantum wells*. Appl. Phys. Lett., 74(5), 1999.
- [87] CHING-FUH LIN, BOR-LIN LEE, BING-RUEY WU: *Broad-Band Superluminescent Diodes Fabricated on a Substrate with Asymmetric Dual Quantum Wells*. IEEE Photonics Technology Letters, 8(11), 1996.
- [88] H. S. GINGRICH ET AL: *Broadly Tunable External Cavity Laser Diodes with Staggered Thickness Multiple Quantum Wells*. IEEE Photonics Technology Letter, 9(2), 1997.
- [89] XIANG ZHU ET AL: *1.4- μ m InGaAsP-InP Strained Multiple-Quantum-Well Laser for Broad-Wavelength Tunability*. IEEE Photonics Technology Letter, 9(9), 1997.
- [90] CHING-FUH LIN, YI-SHIN SU, DI-KU YU, CHAO-HSIN WU: *Improved temperature characteristics of laser diodes with nonidentical multiple quantum wells due to temperature-induced carrier redistribution*. Appl. Phys. Lett., 82(20), 2003.
- [91] S. C. WOODWORTH, D. T. CASSIDY AND M. J. HAMP: *Experimental analysis of a broadly tunable InGaAsP laser with compositionally varied quantum wells*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 39(3), 2003.
- [92] MICHAEL J. HAMP, DANIEL T. CASSIDY, B. J. ROBINSON, Q. C. ZHAO AND D. A. THOMPSON: *Effect of barrier height on the uneven carrier distribution in asymmetric Multiple-Quantum-Well InGaAsP lasers*. IEEE Photonics Technology Letters, 10(10), 1998.
- [93] MICHAEL J. HAMP, DANIEL T. CASSIDY, B. J. ROBINSON, Q. C. ZHAO AND D. A. THOMPSON: *Effect of barrier thickness on the carrier distributi-*

on in asymmetric Multiple-Quantum-Well InGaAsP lasers. IEEE Photonics Technology Letters, 12(2), 2000.

[94] BASIL W. HAKKI AND THOMAS L. PAOLI: *Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers.* J. Appl. Phys., 46(3), 1974.

[95] DANIEL T. CASSIDY: *Technique for measurement of the gain spectra of semiconductor diode lasers.* J. Appl. Phys., 56(11), 1984.

[96] O. KAYSER, H. HEINECKE, A. BRAUERS, H. LÜTH AND P. BALK: *Vapour pressures of MOCVD precursors.* Chemtronics, 3, 1988.

Abkürzungsverzeichnis

Häufig benutzte Abkürzungen und Symbole

ACQW — Asymmetric Coupled Quantum Well

ERM — Elektrorefraktionsmodulator

FOG — Fibre Optical Gyroscopes

HR-XRD — High Resolution X-Ray Diffraction

IR — Infrarot

LB — Leitungsband

LD — Laserdiode

PD — Photodiode

PL — Photolumineszenz

QW — Quantum Well

MFC — Mass Flow Controller

MOCVD — Metalorganic Chemical Vapor Deposition

MOVPE — Metalorganic Vapor Phase Epitaxy

MQW — Multi Quantum Well

OCT — Optical Coherence Tomography

RF — Radio Frequency

RT — Raumtemperatur (300 K)

SLED — Superluminescent Light Emitting Diode

TEM — Transmissionselektronenmikroskopie

VB — Valenzband

VCSEL — Vertical Cavity Surface Emitting Laser

a — Gitterkonstante, auch Skalierungsfaktor (Kap. 5)

a_L^\perp — Gitterkonstante der epitaktisch aufgetragenen Schicht senkrecht zum Substrat

$a_{Substrat}$ — Gitterkonstante des Substrats

c_{xx} — elastische Konstanten

D_E — Zustandsdichte

E_g, E_{gap} — Bandlückenenergie

I_{th} — Schwellstrom

n — Brechzahl

P_{H_2} — Druck des Wasserstoffes (Trägergas)

P_P — Partialdruck

P_{press} — Druck des bubblers

$P_S(T)$ — Dampfdruck einer MO-Quelle

$R_{V/III}$ — Verhältnis von Gruppe-V zu Gruppe-III Elementen in der Gasphase

Q_A — Fluss am Auslass einer MO-Quelle

Q_{MO} — MO-Anteil am Fluss

Q_S — source-Fluss

T_R — Reaktortemperatur

v_{gr} — Wachstumsgeschwindigkeit

$\Delta\theta_{LS}$ — Abstand Schichtreflex \leftrightarrow Substratreflex

$\theta_{Substrat}$ — Braggwinkel des Substrats

Danksagung

Diese Arbeit entstand in enger Kooperation zwischen der Universität Kassel (Institut für Mikrostrukturanalyse (IMA) und Fachbereich Physik) und der IPAG - Innovative Processing AG (vormals Opto Speed Deutschland GmbH). Ich möchte mich bei all denen bedanken, die durch ihr Interesse und ihre Unterstützung zum Gelingen beigetragen haben. Insbesondere gilt dies:

Herrn Prof. Dr. H. Hillmer für die hervorragende Betreuung und für die vielen fruchtbaren Diskussionen und wertvollen Hinweise, die immer wieder zu wesentlichen Erkenntnissen führten.

Herrn Prof. Dr. J. P. Reithmaier für die freundliche Übernahme des Koreferats.

Herrn Dr. S. Hansmann (IPAG), der mir durch die verschiedenen Projekte die Promotion ermöglicht und mich ständig durch die Vermittlung seiner ausgezeichneten Kenntnisse der Physik und Technologie der Halbleiterlaser unterstützt hat.

Meinen Kollegen aus dem Bereich MOCVD bei IPAG und Opto Speed, Dr. G. Bernatz, S. Jochum, A. Bächle, H. Rebensburg und Dr. E. Rodríguez-Messmer, die stets eine große Unterstützung sowohl im als auch außerhalb des Labors waren.

Frau Dr. C. Prott und Herrn F. Römer für die Simulationsrechnungen und die Diskussionen zum Design der verschiedenen Strukturen.

Herrn S. Irmer und Herrn A. Tarraf für die wissenschaftlichen Gespräche über die Prozessierung der Filter und die REM und Weißlichtinterferometrieuntersuchungen.

Herrn Dr. M. Bartels für seine vielfältige Unterstützung, besonders vor Vorträgen

und für die Bereitstellung großer Mengen Kaffee.

Allen Mitarbeitern aus Kassel für die kompetente und sehr freundliche Zusammenarbeit während der gesamten Zeit, auch über die Entfernung Darmstadt – Kassel hinweg, besonders Frau I. Wensch für die nicht immer ganz einfache Koordination so mancher Termine.

Meinen Kollegen von IPAG/Opto Speed aus Darmstadt, insbesondere K. Illig, Dr. M. Honsberg, H.Schöll und H. Janning für so manchen hilfreichen Tip bei der Prozessierung der Bauelemente sowie zur Meßtechnik.

Mein herzlicher Dank gilt meinen Eltern, die mir diesen Weg ermöglicht haben und die mir mit Ihrer Anerkennung stets Motivation und Hilfe sind.

Meiner lieben Freundin Kerstin danke ich von ganzem Herzen für Ihre Geduld, wenn ich mal wieder ein Wochenende im Labor oder am Schreibtisch verbringen mußte und die mir mit ihrer liebevollen Art immer wieder die größte Stütze ist.