

**Optimierung
Ga(NAsP)-basierender Heterostrukturen
auf Si-Substrat für Laseranwendungen**



DISSERTATION

zur

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

dem

Fachbereich Physik
der Philipps-Universität Marburg

vorgelegt von

**Martin Zimprich
aus Schwalmstadt**

Marburg/Lahn, 2013

Vom Fachbereich Physik der Phillips-Universität Marburg
als Dissertation angenommen am 21.11.2013

Erstgutachter: Dr. W. Stolz

Zweitgutachter: Prof. Dr. W. Heimbrodt

Tag der mündlichen Prüfung: 02.12.2013

Hochschulkennziffer 1180

*"Geh nicht nur die glatten Straßen.
Geh Wege, die noch niemand ging,
damit Du Spuren hinterlässt und nicht nur Staub."*

Antoine de Saint-Exupéry

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	1
2	Physikalische Grundlagen.....	5
2.1	Kristallstruktur von Halbleitern.....	5
2.2	Bandstruktur von Halbleitern.....	8
2.2.1	Bandstruktur von Verbindungshalbleitern.....	11
2.2.2	Einfluss von Verspannung auf die Bandstruktur.....	14
2.2.3	Bandausrichtung und Hetero-Offsets nach van de Walle.....	17
2.2.4	Dotierte Halbleiter.....	20
2.3	Verdünt stickstoffhaltige Materialsysteme.....	22
2.3.1	Unordnung in verdünt stickstoffhaltigen Materialsystemen.....	26
2.4	Heterostrukturen zur Entwicklung von Halbleiterlasern.....	30
2.4.1	Gewinn- und Verlustprozesse.....	30
2.4.2	Optischer Einschluss.....	32
2.4.3	Elektrische Injektion und CMOS-Kompatibilität.....	35
2.4.4	Charakterisierungsmethoden für Halbleiterlaser.....	35
3	Experimentelle Methoden.....	39
3.1	Epitaktisches Wachstum mittels MOVPE.....	39
3.2	Thermisches Ausheizen (Annealing).....	45
3.3	Strukturelle Charakterisierung.....	48
3.3.1	Hochauflösende Röntgenbeugung.....	48
3.3.2	Rasterkraftmikroskopie.....	51
3.3.3	Transmissionselektronenmikroskopie.....	52
3.3.4	Rasterelektronenmikroskopie.....	55
3.3.5	Sekundärionen Massenspektrometrie.....	55
3.4	Elektrische Charakterisierung.....	56
3.4.1	Transportmessungen an Hallproben.....	56
3.4.2	Transferlängen-Messung.....	58

3.5	Photolumineszenz.....	59
3.6	Charakterisierung kompletter Laserstrukturen.....	61
3.6.1	Prozessierung von Breitstreifenlasern.....	61
3.6.2	Elektrolumineszenz.....	63
4	Optimierung der Lasergeometrie und geeigneter Charakterisierungsmethoden.....	67
4.1	Laserfacetten bei Breitstreifenlasern auf Silizium.....	67
4.2	Reproduzierbarkeit und Fehler elektrischer Messungen.....	70
4.3	Elektrische Charakterisierung von p-n Strukturen.....	73
4.4	n-Kontaktierung für laterale Strominjektion.....	75
5	Optimierung von Wachstumsprozess und struktureller Charakterisierung.....	79
5.1	Bestimmung der Zusammensetzung und Wachstumsrate mittels XRD.....	80
5.2	Bestimmung der Wachstumsrate mittels TEM.....	85
5.3	Variation des aktiven Materials.....	90
5.3.1	Kopplungsparameter in Ga(NAsP)/Si.....	90
5.3.2	Gezielte Variation von Dicke und Zusammensetzung.....	93
5.3.3	Variation von Wachstumstemperatur und Substratdicke.....	96
6	Optimierung der elektrischen Injektion.....	99
6.1	Dotierung der Kontaktschichten.....	99
6.1.1	Untersuchung der Einbaueffizienz mittels SIMS.....	99
6.1.2	Untersuchung der elektrischen Aktivität mittels Hallmessung.....	101
6.1.3	TLM Messungen an Schichten auf Si-Substrat.....	111
6.2	Variation der Kontaktgeometrie bei elektrischem Pumpen.....	118
6.2.1	Kontaktabstände und lateraler Stromtransport.....	119
6.2.2	Kontaktlänge und Länge der Laserkavität.....	120
7	Charakterisierung und Optimierung anhand optischer Eigenschaften von Ga(NAsP).....	125
7.1	Annealingexperimente an MQW-Strukturen.....	125
7.1.1	Optimierung des Annealings anhand von Photolumineszenz.....	127
7.1.2	Analyse mittels TEM.....	131
7.1.3	Bestimmung des Unordnungsparameters.....	134
7.2	Temperaturabhängigkeit der Elektrolumineszenz.....	138
8	Optimierung von Laserstrukturen.....	143
8.1	Einfluss von Barrierenschichten auf die elektrische Kennlinie.....	143

8.1.1	Variation der Barrierenschichten auf GaP-Substrat.....	143
8.1.2	Variation der Dotierprofile.....	147
8.2	Einfluss von thermischem Ausheizen mittels RTA.....	151
8.3	Variation von Hetero-Offsets im Materialsystem Ga(NAsP)/Si.....	153
8.3.1	(AlGa)P-Barrieren zum Locheinschluss.....	154
8.3.2	W-Strukturen mit zweitem Quantenfilm.....	159
8.3.3	Modifikation der Zusammensetzung von Barrieren und SCH.....	168
9	Zusammenfassung.....	173
10	Summary.....	179
A	Vertiefungen.....	185
A.1	Anregungsspektroskopie an MQW-Strukturen.....	185
B	Grafiken und Tabellen.....	187
B.1	Experimentelle Methoden.....	187
B.1.1	Metallorganische Gasphasenepitaxie.....	187
B.1.2	Hochauflösende Röntgenbeugung.....	188
B.1.3	Transportmessungen an Hallproben.....	188
B.1.4	Prozessierung von Breitstreifenlasern.....	189
B.1.5	Elektrolumineszenz.....	190
B.2	Heterostrukturen für Halbleiterlaser und Photolumineszenz.....	191
B.2.1	Simulation von optischem Einschluss.....	191
B.2.2	Teststrukturen für Photolumineszenz.....	192
B.3	Lasermessplatz.....	192
B.4	Bestimmung der Wachstumsrate mittels TEM.....	193
B.5	Temperaturabhängige Photolumineszenz.....	194
B.6	Temperaturabhängige Elektrolumineszenz.....	195
B.7	Variation von Hetero-Offsets.....	196

Kapitel 1: Einleitung

Die Leistungsfähigkeit elektronischer Geräte und der darin verbauten integrierten Schaltkreise (IC) hat in den vergangenen Jahrzehnten stets zugenommen. Geringe Produktionskosten und ein sinkender Stromverbrauch begünstigten dabei den Vorstoß elektronischer Geräte wie beispielsweise Smartphones in viele Bereiche des Alltags in denen sie vorher kaum denkbar gewesen wären.

Seit der Realisierung des ersten ICs [1] konnte dabei die Integrationsdichte und somit die Zahl der Bauelemente pro Flächeneinheit kontinuierlich gesteigert werden. Bereits 1965 postulierte G. Moore [2] die regelmäßige Steigerung der Integrationsdichte und die damit einhergehende exponentielle Steigerung der Rechenleistung bei konstanten Produktionskosten. Fast sämtliche seither erzielten Fortschritte gehen direkt oder indirekt auf eine weitere Miniaturisierung der beteiligten Komponenten zurück. Viele Bemühungen der großen Halbleiterhersteller zielen also auf weitere Miniaturisierung ab, obwohl bereits bei den aktuell möglichen Strukturgrößen von 22 nm [3] fundamentale physikalische Prozesse auf atomarer Ebene eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen. So wird es zunehmend schwieriger Leckströme, beispielsweise bedingt durch Tunnelprozesse, zwischen dicht benachbarten Strukturen zu kontrollieren. Insgesamt konnte daher in den letzten Jahren beobachtet werden, dass die Steigerung der Rechenleistung oft nicht mehr durch simple Erhöhung der Taktfrequenz erfolgen konnte, da die steigende elektrische Verlustleistung nicht mehr durch Miniaturisierung kompensiert werden konnte. Statt dessen erfolgte eine Leistungssteigerung meist durch Parallelisierung, beispielsweise in Form von Mehrkernprozessoren, was durch den höheren Flächenverbrauch auf dem verwendeten Halbleitersubstrat zu steigenden Produktionskosten führen kann.

Abhilfe können hier optoelektronisch integrierte Schaltkreise (OEIC) schaffen, bei denen optische Emitter, Wellenleiter, Detektoren und ggf. Modulatoren direkt in die Schaltung integriert werden und so eine optische statt einer elektrischen Signalübertragung gestatten. Durch die Verwendung optischer Übertragungswege konnte in den vergangenen Jahrzehnten bei Datenübertragung auf langen Strecken durch Glasfasern bereits eine deutliche Steigerung der Übertragungsrates bei gleichzeitiger Reduzierung der benötigten

Energie im Vergleich zu elektrischer Datenübertragung erzielt werden. Auch im Bereich von lokalen Netzwerken (LAN) kann die Datenübertragung unter Nutzung derselben Vorteile mittlerweile optisch erfolgen wohingegen für kürzeste Strecken innerhalb eines ICs oder zwischen mehreren ICs bisher keine geeignete Lösung zur Marktreife gebracht werden konnte.

Da Prozessoren und andere ICs heute überwiegend als komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter ausgeführt werden und die Erfolge langjähriger Entwicklungsarbeit auf diesem Gebiet nicht verworfen werden sollen, sollten mögliche Bauteile für einen OEIC mit dem CMOS-Prozess kompatibel sein. Diverse Ansätze für optische Modulatoren [4; 5], Detektoren [6] und Wellenleiter [7] existieren bereits, wobei eine Übersicht über den aktuellen Forschungsstand beispielsweise in [8] gegeben wird.

Als Lichtquelle für einen solchen Übertragungsweg wird üblicherweise ein Laser (von „Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation“) genutzt. Das im CMOS-Prozess verwendete Si-Substrat jedoch ist als aktives Material für eine Laserstruktur aufgrund seiner indirekten Bandlücke nicht geeignet. Auch hier gibt es diverse Ansätze zur Integration eines Halbleiterlasers, wie beispielsweise die defektarme Abscheidung nicht gitterangepasster InP-Pufferschichten [9; 10], die Abscheidung von Germanium auf Si-Substrat [11] oder Waferbonding von III/V Materialien auf Si-Substrat [12; 13], von denen jedoch bisher keiner in den CMOS-Prozess integriert wurde.

Einen weiteren interessanten Ansatz stellt dabei das Ga(NAsP)-Materialsystem dar, das epitaktisch (von griechisch *epi* = auf und *taxis* = geordnet) auf Silizium abgeschieden werden kann. Ein Alleinstellungsmerkmal dieses Ansatzes ist die Vermeidung von Gitterfehlern, die die Lebensdauer und Effizienz eines entsprechenden Bauteils beeinträchtigen würden. Ebenso ist es denkbar, auch oberhalb eines Ga(NAsP)-Lasers Silizium für einen folgenden CMOS-Prozess abzuscheiden, sodass durch die Integration eines Lasers kein zusätzlicher Platzbedarf entsteht.

Am Ga(NAsP)-Materialsystem wurden bereits im Vorfeld umfangreiche Untersuchungen unternommen, sodass Lasing von Ga(NAsP)-Strukturen auf unterschiedlichen Substraten gezeigt werden konnte [14-16]. Ein Laserbetrieb bei Raumtemperatur konnte jedoch bisher nicht auf Si-Substrat gezeigt werden. Zielsetzung dieser Arbeit ist es daher, die Effizienz von Ga(NAsP)-Laserstrukturen auf Si-Substrat zu verbessern und etwaige Verlustprozesse zu benennen.

Nach einer Einführung in die notwendigen physikalischen Grundlagen und die verwendeten experimentellen Methoden in den Kapiteln 2 und 3 werden daher Versuche zur Optimierung von Herstellung und Charakterisierung unter unterschiedlichen Aspekten erfolgen:

- Das notwendige Verfahren zur Prozessierung von Breitstreifenlasern wird in Kapitel 4 erläutert und mögliche Fehlerquellen werden aufgezeigt. Es werden Modifikationen am zur Messung verwendeten experimentellen Aufbau durchgeführt, die eine verbesserte Charakterisierung der Laserstrukturen unter elektrischer Injektion erlauben.
- In Kapitel 3.1 wird anhand unterschiedlicher Teststrukturen die Genauigkeit der verwendeten Charakterisierungsmethoden zur Bestimmung von Materialzusammensetzung und Schichtdicke in Ga(NAsP)-Strukturen abgeschätzt. Dazu werden die experimentell ermittelten Daten mit theoretischen Vorhersagen verglichen.
- Die Optimierung der Stromzuführung in einer Laserstruktur soll in Kapitel 6 durch Charakterisierung aller am Stromtransport beteiligten Schichten erfolgen. Dazu wird die Änderung der Dotiereffizienz in Abhängigkeit von der Materialkomposition der Stromzuführungsschichten untersucht. Durch Kenntnis der Widerstände der einzelnen Schichten lässt sich der Widerstand einer kompletten Laserstruktur errechnen und mit Messergebnissen vergleichen.
- In Kapitel 7 erfolgt durch die temperaturabhängige Messung von Photo- und Elektrolumineszenz eine Abschätzung der Unordnung im Materialsystem Ga(NAsP). Die Auswirkungen unterschiedlicher Ausheizprozeduren auf die Unordnung werden diskutiert und optimale Parameter ermittelt.
- In Kapitel 8 werden die zuvor gewonnenen Erkenntnisse auf das Wachstum kompletter Laserstrukturen angewendet. Als Ergebnis werden Strukturen mit verbesserter optischer Effizienz präsentiert und Vorschläge zur weiteren Optimierung gegeben.

Diese Arbeit entstand am Struktur- und Technologieforschungslabor (STRL) und am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg in den Arbeitsgruppen von Herrn Dr. Stolz und Frau Prof. Dr. Volz. Wesentliche Vorarbeiten wurden im Rahmen des MonoLaSi Projektes zusammen mit Projektpartnern der University of Surrey, Guildford, UK des

Fraunhofer IAF Freiburg, der Ruhr-Universität Bochum und der Firma NAsP III/V Marburg geleistet.

Kapitel 2: Physikalische Grundlagen

Für die Interpretation und Bewertung der in dieser Arbeit vorgestellten Halbleiterstrukturen, sowohl Halbleiterlaser als auch zugehörige Teststrukturen, sind grundlegende Kenntnisse der Halbleiterphysik nötig. Im Folgenden soll daher ein kurzer Einblick in die zugrunde gelegten Modelle bezüglich des Aufbaus von Festkörpern sowie der Bandstruktur von Halbleitern gegeben werden. Entsprechend umfangreichere Herleitungen finden sich in diversen Lehrbüchern, beispielsweise [17; 18].

Da die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten verdünnt stickstoffhaltigen Materialsysteme ein vergleichbar junges Forschungsfeld sind, werden ebenfalls grundlegende Theorien zur Beschreibung der elektronischen Eigenschaften der verwendeten Materialien erläutert. Weiterhin soll der geometrische Aufbau von Halbleiterlaserstrukturen erläutert werden, um die im weiteren Verlauf der Arbeit angestrebten Optimierungsversuche zu motivieren.

2.1 Kristallstruktur von Halbleitern

Gegenstand dieser Arbeit ist die Betrachtung eines Materials für Halbleiterlaser. Die in Frage kommenden anorganischen Materialien zeigen die gewünschten Eigenschaften eines Halbleiters nur, wenn sie in Form eines Kristalls vorliegen. Hierzu nehmen die einzelnen Atome eine regelmäßige periodische Anordnung im Raum ein, die als Kristallgitter bezeichnet wird. Um diese Anordnung mathematisch zu beschreiben, definiert man eine feste räumliche Anordnung einer Gruppe von Atomen als Einheitszelle. Diese wird dann in festen Abständen in alle drei Raumrichtungen unendlich oft aneinandergereiht. Man bedient sich einer Basis aus drei Gittervektoren \vec{a}_i . Die Linearkombination dieser Vektoren spannt dann ein dreidimensionales Gitter auf für das gilt:

$$\vec{T} = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3; \quad n_i \in \mathbb{N} \quad (2.1)$$

\vec{T} ist dabei jeweils die Position einer Einheitszelle. Ein und dieselbe Kristallstruktur kann dabei durch unterschiedliche Einheitszellen beschrieben werden. Die primitive Einheitszelle enthält dabei stets die minimale Anzahl an Atomen, die nötig ist, um die Periodizität des Kristalls korrekt zu beschreiben. Die Gitterkonstante gibt dann den

Abstand von je zwei Einheitszellen an. Je nach Gitter kann sie in unterschiedlichen Raumrichtungen unterschiedliche Werte annehmen.

Aus Gründen der Anschaulichkeit werden oft auch alternative Einheitszellen dargestellt, die die tatsächliche Struktur des Kristalls intuitiver abbilden, sodass beispielsweise Symmetrien leichter erkennbar werden. Für die im weiteren Verlauf betrachteten Halbleiter sind mögliche Einheitszellen in Abbildung 2.1 dargestellt.

Es handelt sich im Fall (a) um die Zelle einer Diamantstruktur. Ausgehend von einem kubisch-flächenzentrierten (fcc) Gitter, bei dem auf jeder Ecke und der Mitte jeder Fläche eines Würfels ein Atom positioniert wird, kann diese Struktur konstruiert werden. Dazu werden zwei fcc-Gitter relativ zueinander mit der Basis $\{(0,0,0), (1/4, 1/4, 1/4)\}$ angeordnet. Beide fcc-Zellen sind also in jede Raumrichtung um $1/4$ Gitterkonstante gegeneinander verschoben. Beispiele für Halbleiter, die in Diamantstruktur vorliegen sind Silizium, Germanium und α -Zinn. Alle diese Halbleiter sind Elementhalbleiter der vierten Hauptgruppe des Periodensystems.

Eine zweite wichtige Gruppe sind im Gegensatz dazu die Verbindungshalbleiter, bei denen je zwei Elemente mit n und $(8-n)$ Valenzelektronen einen Kristall bilden. Durch sp^3 -Hybridisierung beispielsweise werden von jedem Atom vier Bindungen zu seinen nächsten Nachbarn der jeweils anderen Spezies ausgebildet. Diese haben einen mehr oder weniger starken polaren Charakter. Verbindungshalbleiter werden entsprechend der Hauptgruppen der Elemente, aus denen sie zusammengesetzt sind, bezeichnet: III-V Halbleiter, II-VI Halbleiter etc. Beispiele für Verbindungshalbleiter sind GaAs, GaP, ZnS, CdTe.

Für diese Arbeit sind insbesondere GaAs und GaP von Interesse, da sie einen Ausgangspunkt für die betrachteten Mischkristalle bilden. Beide liegen in der sogenannten

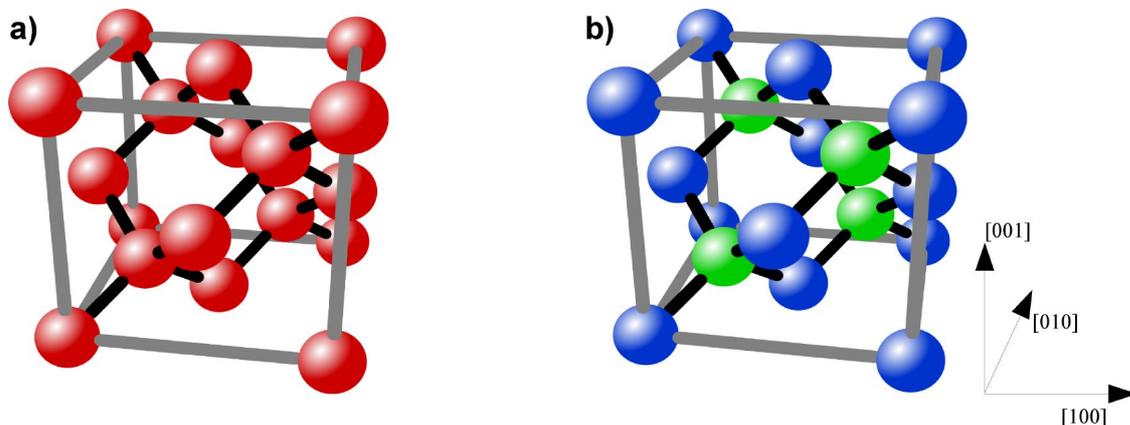


Abbildung 2.1: Diamant- (a) und Zinkblendestruktur(b) nach [19].

Zinkblendestruktur vor, wie sie in Abbildung 2.1 (b) dargestellt ist. Dieses Gitter ist ebenfalls aus zwei fcc-Gittern aufgebaut, wobei die Atomsorten der einen Spezies auf dem Gitter mit Basis $(0,0,0)$ liegen, die der anderen Spezies auf den Plätzen dazwischen mit Basis $(1/4,1/4,1/4)$.

Das periodische Gitter einer jeden Kristallstruktur im Realraum kann durch Fourier-Transformation in ein reziprokes Gitter im Impulsraum überführt werden. Dieses ist hilfreich beim Verständnis der später diskutierten Bandstruktur- und Beugungsphänomene.

Das reziproke Gitter wird durch den Gittervektor \vec{G} aufgespannt und es gilt:

$$\vec{G} = h\vec{b}_1 + k\vec{b}_2 + l\vec{b}_3 \quad \text{mit } h, k, l \in \mathbb{N} \quad (2.2)$$

Für die Basisvektoren gilt:

$$\begin{aligned} \vec{b}_1 &= \frac{2\pi}{V} (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3) \\ \vec{b}_2 &= \frac{2\pi}{V} (\vec{a}_3 \times \vec{a}_1) \quad \text{mit } V = \vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3) \\ \vec{b}_3 &= \frac{2\pi}{V} (\vec{a}_1 \times \vec{a}_2) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Durch die Fourier-Transformation wird beispielsweise ein fcc-Gitter in ein kubisch-volumenzentriertes (bcc) Gitter überführt, bei dem sich die Gitterpunkte auf den Ecken und in der Mitte eines Würfels befinden. Für die spätere Diskussion der Bandstruktur ist es dann unerlässlich, eine eindeutig definierte Einheitszelle zu betrachten. Im reziproken Raum ist dies die erste Brillouin-Zone (BZ), die Fourier-transformierte der Wigner-Seitz-Zelle. Für die Zinkblendestruktur ist die BZ in Abbildung 2.2 dargestellt. Einige für spätere Betrachtungen wichtige Punkte und Richtungen hoher Symmetrie tragen besondere Namen. Dies sind u. a. Γ für das Zentrum der Zone sowie X, L und K für die Schnittpunkte des Zonenrandes in den einzelnen Richtungen.

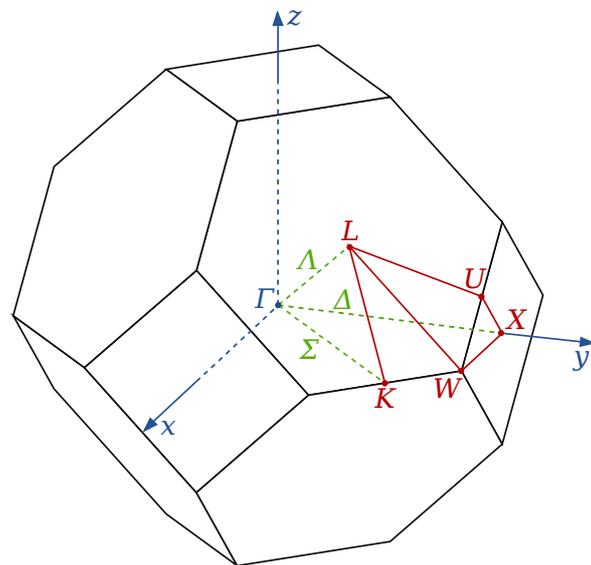


Abbildung 2.2: Erste Brillouin-Zone eines Kristalls in Zinkblendestruktur nach [20].

2.2 Bandstruktur von Halbleitern

Durch die regelmäßige Anordnung von Atomen in einem Kristallgitter kann die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Atomkernen eine Form annehmen, die sich deutlich von der in einem ungeordneten Festkörper unterscheidet. Um beispielsweise die stark temperaturabhängige Leitfähigkeit von Halbleitern zu verstehen gilt es, die Bandstruktur der entsprechenden Materialien zu ermitteln. Dafür existieren unterschiedliche theoretische Ansätze. Vereinfachend kann angenommen werden, dass ein einzelnes Elektron im Festkörper ein periodisches Potential erfährt, für das die Translationssymmetrie gilt:

$$V(\vec{r}) = V(\vec{r} + \vec{T}) \quad (2.4)$$

Hierbei ist \vec{T} der Gittervektor der eine Linearkombination aus ganzzahligen Vielfachen der Gitterkonstante in den Raumrichtungen darstellt. Die Wellenfunktion eines Elektrons im Festkörper soll nun die Schrödingergleichung

$$H_{el} \psi(\vec{r}) = \left(\frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}) \right) \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) \quad (2.5)$$

erfüllen und ebenfalls translationssymmetrisch sein. Aus dem Bloch-Theorem folgt

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \cdot u_k(\vec{r}) \quad \text{mit} \quad u_k(\vec{r} + \vec{T}) = u_k(\vec{r}) \quad (2.6)$$

für Lösungen von Gleichung (2.5). Die Wellenfunktion des Elektrons setzt sich also aus einer gitterperiodischen Funktion u und einer ebenen Welle zusammen.

Betrachtet man zuerst die Energie eines freien Elektrons im Impulsraum, so ergibt sich eine parabelförmige Abhängigkeit vom Impuls. Diese Funktion unterliegt der gleichen Periodizität wie das Gitter im Impulsraum selbst. Daher wird üblicherweise nur das Verhalten bis zu den Rändern der ersten Brillouin-Zone aufgetragen. Es ergibt sich ein Schema wie in Abbildung 2.3. Die Gesamtheit dieser Zustände wird als Band bezeichnet. Aus der Krümmung des Bandes ergibt sich die effektive Masse m^* mit tensoriellem Charakter für die gilt:

$$m^* = \hbar^2 \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right)^{-1} \quad (2.7)$$

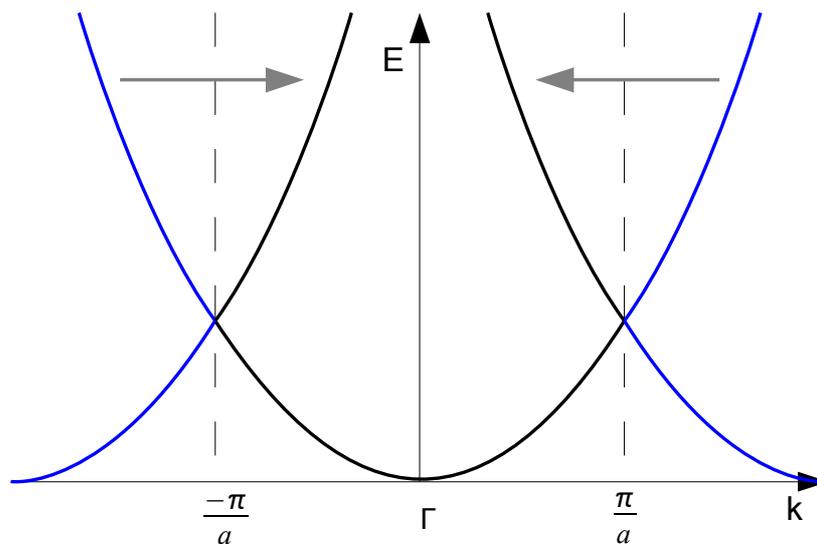


Abbildung 2.3: Parabelförmige Näherung für die Bandstruktur. Bereiche außerhalb der 1. Brillouin-Zone können aus Gründen der Periodizität innerhalb der Zone dargestellt werden.

Die effektive Masse kann in einem realen Halbleiter durchaus nur einen Bruchteil der Masse eines freien Elektrons betragen, was dessen Beweglichkeit μ entsprechend erhöht, denn es gilt

$$\mu = \frac{e \tau}{m^*} \quad (2.8)$$

wobei τ die mittlere Streuzeit für Ladungsträger im Kristall ist.

Für die Näherung des quasifreien Elektrons wird über die oben gemachten Annahmen hinaus ein von null verschiedenes aber kleines periodisches Potential $V(\vec{r}) \rightarrow 0$ betrachtet. Eine störungstheoretische Behandlung hebt die Entartung an den Zonengrenzen auf und sog. Bandlücken entstehen.

Eine alternative Herangehensweise stellt die sog. „Tight-Binding-Methode“ dar, bei der die Elektronen als fest am Atomkern gebunden angenommen werden. Es ergeben sich sowohl p-artige gebundene Zustände die ein Valenzband formen als auch s-artige Zustände, die das Leitungsband bilden. In einem Halbleiter trennt dann für $T = 0$ K eine Bandlücke mit der Energie E_g das oberste voll besetzte Band (Valenzband) von dem untersten unbesetzten Band (Leitungsband). Das Fermi-Niveau E_F liegt in der Mitte der Bandlücke.

Für einen netto Ladungstransport ist es notwendig, dass sich Ladungsträger in Bändern mit unbesetzten Zuständen befinden. Daher findet Stromleitung erst statt, wenn Ladungsträger, beispielsweise durch thermische Energie, in das Leitungsband angeregt werden. Eine

mögliche Einteilung von geordneten Festkörpern kann deshalb anhand ihrer Bandlücke erfolgen: Isolatoren besitzen eine große Bandlücke (üblicherweise $> 3 \text{ eV}$) sodass eine Anregung von Ladungsträgern unterhalb der Zerstörungsschwelle des Materials nahezu ausgeschlossen ist. Metalle dagegen besitzen keine (oder eine sehr kleine) Bandlücke auf Höhe des Fermi-Niveaus, sodass praktisch immer teilweise gefüllte Bänder existieren, die einen Stromtransport ermöglichen. Halbleiter besitzen eine Bandlücke mit etwa $0,5 \text{ eV} \leq E_g \leq 3 \text{ eV}$, sodass bei endlicher Temperatur die Leitfähigkeit des Materials steigt (die hier genannten Werte sind nur grobe Richtwerte und können je nach geplanter Anwendung variieren).

Als dritte und letzte Methode zur Berechnung der Bandstruktur soll an dieser Stelle die Pseudopotentialmethode vorgestellt werden. Sie kann als ab-initio Methode angewendet werden. Alternativ kann man die Rechnung auch auf experimentelle Informationen über die Bandstruktur aufbauen, wie sie beispielsweise aus winkelaufgelöster Photoemission gewonnen werden können. In [21] wurde eine entsprechende Rechnung u. A. für die Verbindungshalbleiter GaP und GaAs durchgeführt. Die daraus resultierenden Bandstrukturen sind in Abbildung 2.4 dargestellt.

Je nach Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband können nun durch Anregung Ladungsträger in das Leitungsband gelangen. Dort ist ein Elektron dann beweglich und kann zum Ladungstransport beitragen. Gleichzeitig entsteht aber ein freier Platz im Valenzband (als Loch bezeichnet), sodass durch die gemeinsame Bewegung der Elektronen

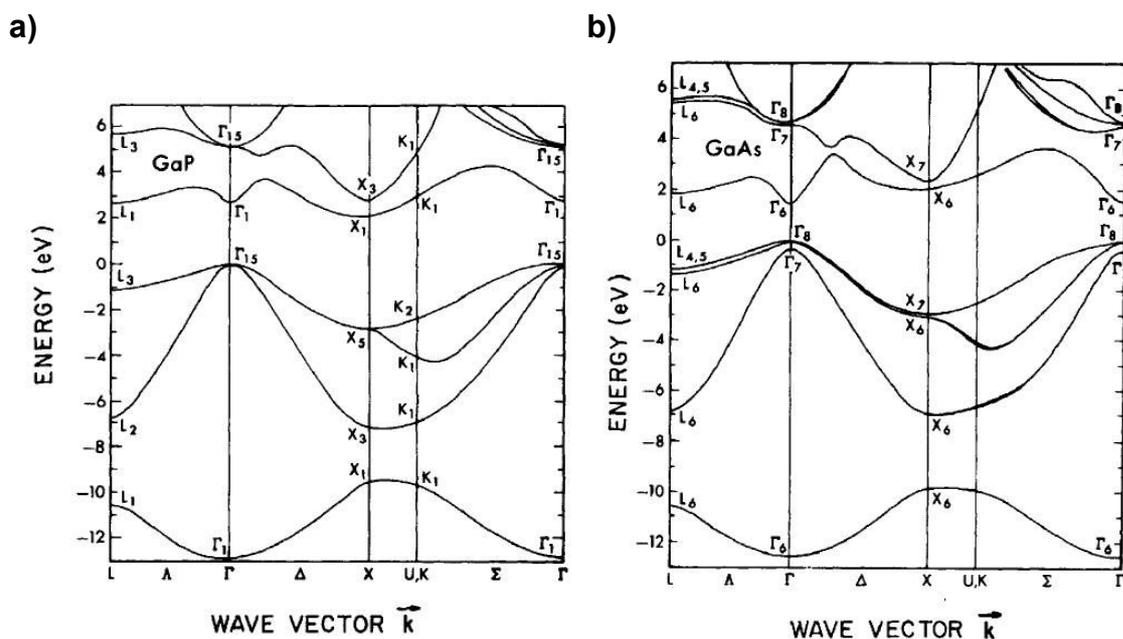


Abbildung 2.4: Bandstruktur des indirekten Halbleiters GaP (a) und des direkten Halbleiters GaAs (b) berechnet nach Pseudopotentialmethode aus [21].

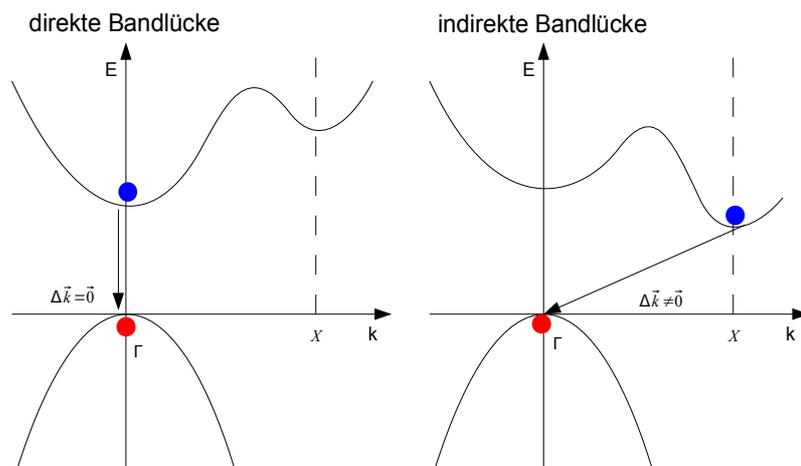


Abbildung 2.5: Schema einer direkten und indirekten Bandlücke mit möglichen Rekombinationsprozessen aus dem absoluten Bandminimum heraus. Im indirekten Halbleiter ist dies nicht ohne Impulsübertrag möglich.

dort ebenfalls ein Ladungstransport stattfinden kann. In der dargestellten Auftragung tendieren Elektronen immer dazu, zum Minimum des Bandes zu relaxieren, die Löcher hingegen relaxieren zum Maximum.

Bei der Anregung von Ladungsträgern muss die Impulserhaltung beachtet werden. Geschieht die Anregung beispielsweise optisch durch ein einfallendes Photon dessen Impuls vernachlässigbar klein ist, ist der Übergang im k -Raum nahezu senkrecht. In jedem anderen Fall muss der benötigte Impuls in Form eines Phonons (Quasiteilchen einer Gitterschwingung) an das Gitter abgegeben werden. Die sich aus dieser Forderung ergebenden Drei-Teilchen-Prozesse sind entsprechend unwahrscheinlicher als die im k -Raum senkrechten Zwei-Teilchen-Prozesse. Daher ist es für Halbleiter, bei denen Elektronen und Löcher effizient unter Aussendung von Photonen rekombinieren können sollen, essentiell, dass sich Elektronen und Löcher bevorzugt an den selben Stellen im k -Raum aufhalten. Aus Abbildung 2.4 wird jedoch deutlich, dass das globale Minimum des Leitungsbandes (LBM) nicht zwingend am Γ -Punkt liegen muss, wo es mit dem Maximum des Valenzbandes (VBM) zusammenfällt. Dies ist beispielsweise für GaP der Fall und man spricht von einer indirekten Bandlücke. GaAs hingegen besitzt eine direkte Bandlücke, sodass hier die Rekombination unter Aussendung eines Photons wesentlich effizienter abläuft. Beide Fälle sind in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt.

2.2.1 Bandstruktur von Verbindungshalbleitern

Neben den Elementarhalbleitern und Verbindungshalbleitern lassen sich mit geeigneten Methoden auch Mischkristalle aus Halbleitern herstellen. Um den entstehenden Kristall zu beschreiben, wird der Anteil der Gitterplätze für ein Hauptgruppenelement im Gitter betrachtet. $\text{Ga}(\text{As}_x\text{P}_{1-x})$ beispielsweise bezeichnet einen ternären Halbleiter, bei dem ein Bruchteil x der verfügbaren Gruppe-V Gitterplätze durch Arsen besetzt ist, der Rest durch Phosphor. Analog dazu können auch mehrere Elemente auf den Gruppe-III Plätzen verteilt werden. Über die Regelmäßigkeit mit der die Gitterplätze von einzelnen Elementen besetzt werden (Legierungsunordnung) wird dabei zunächst keine Aussage gemacht.

Durch Änderung der Komposition eines Mischkristalls ändern sich Bandstruktur und Gitterkonstante entsprechend. Für die Gitterkonstante gilt dann die Vegard'sche Regel [22]

$$a((A_x B_{1-x})C) = x a_{AC} + (1-x) a_{BC} . \quad (2.9)$$

wobei $a((A_x B_{1-x})C)$ die Gitterkonstante des Mischkristalls, a_{AC} und a_{BC} die Gitterkonstanten der binären Halbleiter sind.

Um eine Aussage über die Bandlücken für Mischkristalle zu fällen, wird im Rahmen der Virtual Crystal Approximation (VCA) [23] das Potential an jedem Ort des Gitters durch ein mittleres zu erwartendes Potential ersetzt, dass sich aus einer Linearkombination der Potentiale der einzelnen beteiligten Elemente ergibt. Experimentell beobachtet wird dann beispielsweise eine Biegung der Bandlücke in Abhängigkeit von der genauen Komposition eines ternären Mischkristalls und es gilt

$$E_g((A_x B_{1-x})C) = x E_g(AC) + (1-x) E_g(BC) - b_{\text{bowing}} \cdot x(1-x) \quad (2.10)$$

mit dem Biegungsparameter b_{bowing} der die Abweichung von einem linearen Verlauf angibt.

Die Bandlücke einiger gängiger Halbleitermaterialien ist in Abbildung 2.6 über deren Gitterkonstante aufgetragen. Dabei fällt auf, dass das in der CMOS-Technik verwendete Silizium erstens eine indirekte Bandlücke besitzt und zweitens keine Halbleiter mit direkter Bandlücke und ähnlicher Gitterkonstante eingezeichnet sind. Möchte man also ein Lasermaterial epitaktisch auf Silizium aufwachsen, so gelingt das nur mit Materialien, die eine sehr ähnliche Gitterkonstante aufweisen. Parallel zum verwendeten Substrat wird dabei der aufgewachsenen Schicht die Gitterkonstante des Substrates aufgezwungen (eine nähere Betrachtung erfolgt im Abschnitt 2.2.2). Da unterschiedliche Materialien mit lateral

gleicher Gitterkonstante schichtweise aufeinander abgeschieden werden, bezeichnet man das Verfahren als Heteroepitaxie.

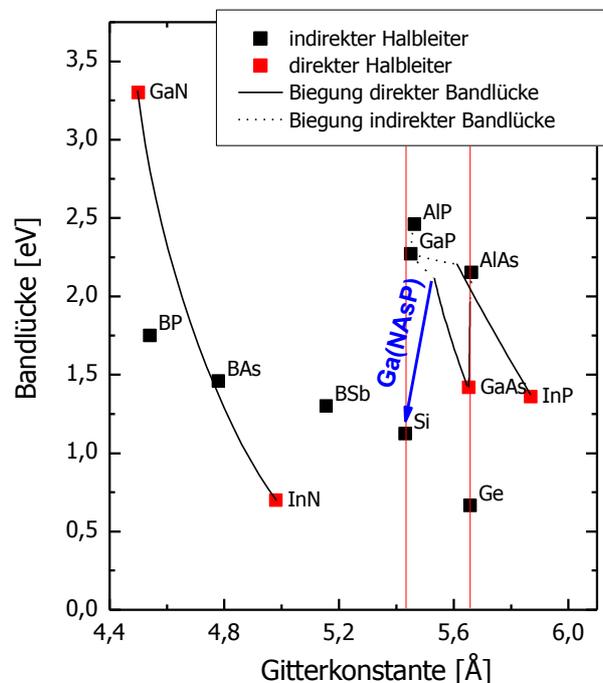


Abbildung 2.6: Bandlücke verschiedener Halbleitermaterialien gegenüber der Gitterkonstante. Bandbiegung für ternäre Mischkristalle unterschiedlicher Zusammensetzung unter Berücksichtigung der Bandbiegung eingetragen.

Weisen die Gitterkonstanten einen zu großen Unterschied auf oder werden die Schichtdicken bei kleiner Verspannung zu groß, kann es zu Gitterfehlern kommen. Epitaktisches Wachstum ist beispielsweise mit GaP bis zu einer gewissen Schichtdicke von einigen 10 nm möglich. Im Rahmen der Arbeiten [24-26] wurden umfangreiche Untersuchungen angestellt, um geeignete Wachstumsparameter zu finden und mögliche Defekte zu charakterisieren. Das epitaktische Wachstum eines (polaren) Verbindungshalbleiters auf Si-Substrat ist vor allem deshalb nicht trivial, weil monoatomare Stufen im Substrat die Anordnung der einzelnen Gitterplätze in der aufgewachsenen Schicht stören können. Es kommt zur Bildung von sog. Antiphasendomäne (APD). Der in den o. g. Arbeiten beschriebene Nukleationsprozess wurde hinsichtlich der Vermeidung von APDs optimiert und daher mit nur geringfügigen Änderungen für die in dieser Arbeit verwendeten Substrate genutzt.

Für die epitaktische Abscheidung eines direkten Halbleiters auf Si-Substrat fällt weiterhin in Abbildung 2.6 GaAs auf, das eine direkte Bandlücke besitzt. Durch Zugabe von Phosphor kann die Gitterkonstante der von Silizium angenähert werden. Dadurch ändert sich die Bandlücke von einer direkten zu einer indirekten (Übergang durchgezogene → gestrichelte Linie). Im Endeffekt muss also durch Zugabe von Stickstoff die Gitterkonstante noch weiter der von Silizium angenähert werden, um epitaktisches Wachstum zu ermöglichen. Stickstoff hat darüber hinaus in Ga(NAsP) noch weitere Effekte auf die Bandstruktur, die in Unterkapitel 2.3 erläutert werden.

Für die Realisierung einer Laserstruktur auf Silizium ist es darüber hinaus notwendig, entsprechende Kontakt- und Barrierenschichten epitaktisch abscheiden zu können, in denen keine effiziente strahlende Rekombination möglich ist. Die Wahl fiel hier auf Bor-haltige Materialien (BP und BAs sind indirekt und haben vergleichsweise kleine Gitterkonstanten), da sich durch die Zugabe von Bor die Gitterkonstanten von ((B)Ga)P und ((B)Ga)(AsP) der von Silizium angleichen lassen. Eine Untersuchung bezüglich des Verhaltens der Bandlücke bei Einbau von Bor findet sich in [27]. Eine weiterführende Diskussion findet ebenfalls in 2.2.2 statt.

2.2.2 Einfluss von Verspannung auf die Bandstruktur

Wie bereits im vorangehenden Abschnitt erläutert, ist zur Realisierung einer Quantenfilm-Laserstruktur nicht nur ein auf Silizium gitterangepasstes, direktes Halbleitermaterial nötig, sondern ebenso muss die epitaktische Abscheidung von indirekten Halbleitermaterialien betrachtet werden, um entsprechende Barrierenstrukturen realisieren zu können.

Da das Wachstum nicht bei Raumtemperatur erfolgt, muss in jedem Fall den unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der verwendeten Materialien Rechnung getragen werden. Ausgehend von Silizium als Substrat mit einem Ausdehnungskoeffizienten von $2,59 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [28] und GaP als eine der aufgewachsenen Schichten mit $4,65 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [28] erkennt man, dass bei einer Wachstumstemperatur von 800 K GaP auf Si-Substrat nur stark kompressiv verspannt abgeschieden werden kann. Aus Gründen, die in Abschnitt 3.1 näher erläutert werden, wäre in diesem Fall kein defektfreies epitaktisches Wachstum dickerer Schichten zu erwarten. (BGa)P mit etwa 3% Bor hingegen kann bei gleicher Temperatur gitterangepasst auch in Schichtdicken oberhalb 100 nm abgeschieden werden (siehe [29] inkl. entsprechender grafischer Darstellung).

Nach dem Abkühlen auf Raumtemperatur hingegen sind diese (BGa)P-Schichten gegenüber dem Si-Substrat tensil verspannt. Es bilden sich jedoch bei Schichtdicken bis zu einigen μm keine Gitterfehler aus, statt dessen passt sich die Gitterkonstante des epitaktisch aufgewachsenen Materials der Gitterkonstante des Substrates an und die verspannten Schichten liegen tetragonal verzerrt vor.

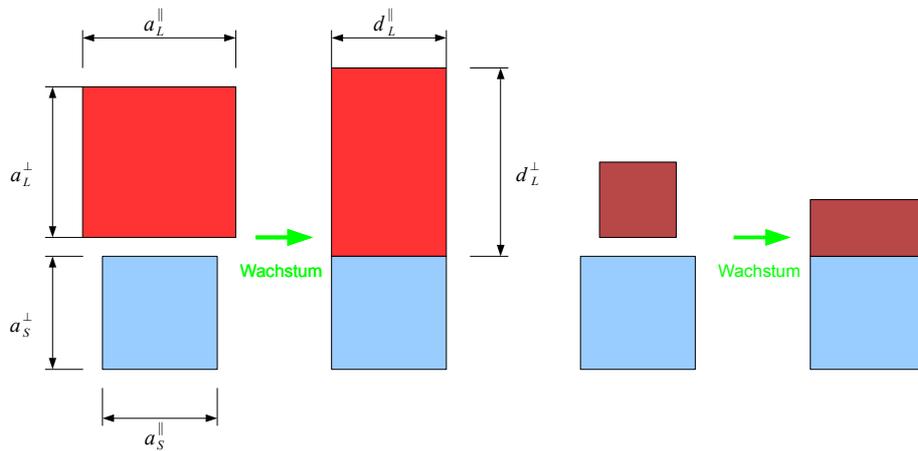


Abbildung 2.7: Kompressive (links) und tensile (rechts) Verspannung durch Gitterfehlanpassung mit tetragonaler Verzerrung bei epitaktischem Wachstum.

Mit den in Abbildung 2.7 angegebenen Größen definiert man die Verspannung ϵ^{\parallel} parallel zur Oberfläche als:

$$\epsilon^{\parallel} = \frac{a_L - a_S}{a_L} = \frac{\Delta a}{a} = \frac{C_{11}}{C_{11} + 2C_{12}} \cdot \frac{d_L^{\parallel} - d_L^{\perp}}{d_L^{\parallel}} = \frac{C_{11}}{C_{11} + 2C_{12}} \cdot \frac{\Delta d^{\perp}}{d^{\perp}} \quad (2.11)$$

Hierbei sind $\Delta a/a$ die relaxierte Gitterfehlanpassung und $\Delta d/d^{\perp}$ die verspannte Gitterfehlanpassung. Beide hängen über die Elastizitätsmodule C_{ij} zusammen. Experimentell wird nun beobachtet, dass sich die Bandlücke unter Einfluss von hydrostatischem Druck ändert. Durch entsprechende Experimente in einer Druckzelle kann das hydrostatische Deformationspotential a ermittelt werden. Entsprechend kann auch das Scherpotential b ermittelt werden, wenn uniaxialer Druck ausgeübt wird.

Unter Kenntnis der o. g. Parameter ist es dann möglich, die Änderung der Bandlückenenergie ΔE zwischen Leitungsbandunterkante und den drei unterschiedlichen Lochbändern am Γ -Punkt zu berechnen (entsprechen $E_0(\text{LH})$, $E_0(\text{HH})$ und $E_0 + \Delta_0$ aus Abbildung 2.8). Nach [30] gilt dann:

$$\Delta E_0(\text{HH}) = \left[-2a \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) + b \left(\frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \right] \cdot \epsilon^{\parallel} \quad (2.12)$$

$$\Delta E_0(LH) = \left[-2a \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) - b \left(\frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \right] \cdot \epsilon^{\parallel} \quad (2.13)$$

$$\Delta(E_0 + \Delta_0) = -2a \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) \cdot \epsilon^{\parallel} . \quad (2.14)$$

Da durch die tetragonale Verzerrung die Kristallsymmetrie geändert wird, verschieben sich die Niveaus der einzelnen Lochbänder am Γ -Punkt unterschiedlich stark und die Entartung der Lochbänder wird aufgehoben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden als aktives Material Ga(NAsP)-Schichten mit einer Verspannung in der Größenordnung von 4% abgeschieden. In diesem Fall ergäbe sich ausgehend von den Materialkonstanten aus [31] für GaAs eine relative Verschiebung des Leichtlochbandes um etwa 200 meV nach unten. Der Effekt von Verspannung auf die Bandlücke ist also keineswegs vernachlässigbar.

Die Niveaus an anderen Punkten im reziproken Raum unterliegen ebenfalls einer verspannungsinduzierten Verschiebung, wie beispielsweise in [32] anhand von GaAs untersucht wird. Durch unterschiedliche Vorzeichen der Deformationspotentiale können die Niveaus am Γ - und X-Punkt unterschiedlich stark oder in unterschiedliche Richtungen schieben, was bei GaAs-basierten Materialsystemen ebenfalls zu erwarten ist. Im konkreten Fall

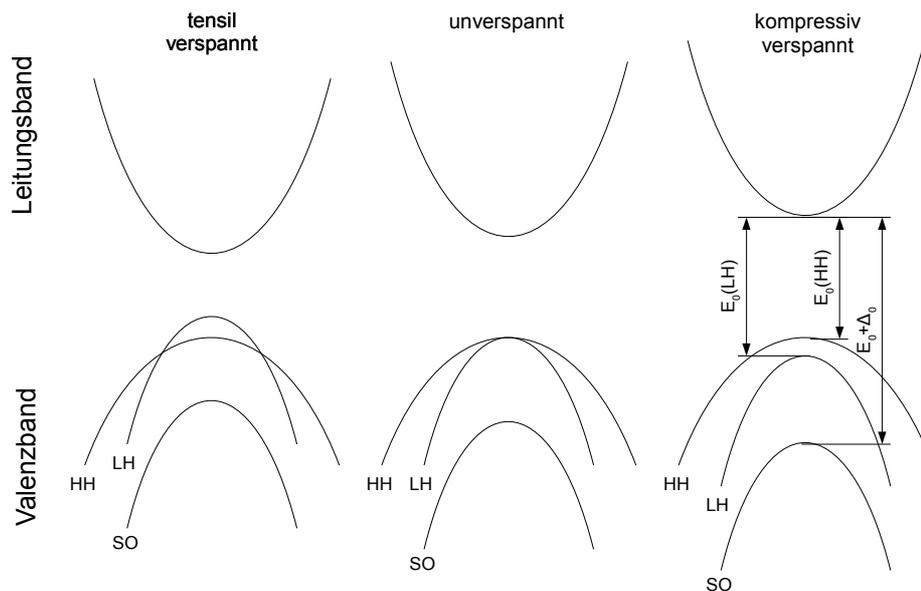


Abbildung 2.8: Relative Verschiebung der Bänder für Elektronen und Löcher unter Verspannung nach [30], ausgerichtet am Niveau des Schwerloch-Bandes (absolute Verschiebung dieses Bandes, Effekte der Massenumkehr und Band-Abstoßung wurden nicht berücksichtigt).

bedeutet das den verspannungsinduzierten Übergang von einer direkten zu einer indirekten Bandlücke in GaAs-basierten Mischkristallen.

2.2.3 Bandausrichtung und Hetero-Offsets nach van de Walle

Um eine möglichst große Effizienz bei der optischen Emission einer Halbleiterlasersstruktur zu erzielen ist es notwendig, einen guten Einschluss für beide Ladungsträgertypen im aktiven Material zu gewährleisten. Falls das aktive Material als Quantenfilm (QW) vorliegt, geschieht der räumliche Einschluss der Ladungsträger üblicherweise durch das Wachstum einer Doppelheterostruktur wie sie von Kroemer [33; 34]

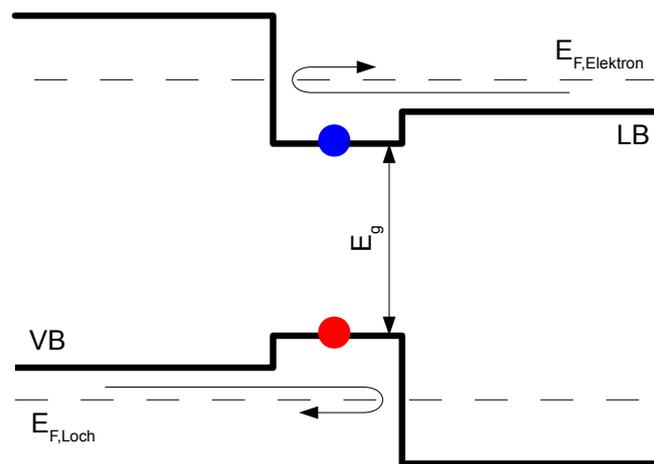


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung einer Doppelheterostruktur für einen Halbleiterlaser nach [33], später ähnlich realisiert mittels des GaAs/(AlGa)As Materialsystems.

vorgeschlagen und beispielsweise am Materialsystem GaAs/(AlGa)As realisiert wurde. Es ergibt sich eine Bandausrichtung wie in Abbildung 2.9. Bei der Auswahl geeigneter Halbleitermaterialien ist die Kenntnis der Bandlücken der einzelnen Materialien allein nicht ausreichend. Üblicherweise wird ein Material mit wesentlich größerer Bandlücke als das aktive Material an beiden Seiten des QWs positioniert, das sowohl für Elektronen im Leitungsband als auch für Löcher im Valenzband eine ausreichend große Barriere (abhängig von der thermischen Energie der Ladungsträger, bei gegebener Betriebstemperatur üblicherweise größer als $4 k_B T$) bildet. Um strahlende Rekombination im Barrierenmaterial zu vermeiden, bietet sich hier ein Halbleiter mit vergleichsweise hoher Lebensdauer angeregter Ladungsträger im Leitungsband an.

Zusätzlich zur Größe der Bandlücke kann aber auch die relative Ausrichtung der Niveaus zwischen aktivem Material und Barrierenmaterial entscheidend sein. Der Valenzband-Offset ΔE_V gibt dabei den Unterschied der energetischen Niveaus der Valenzbänder zweier in Kontakt miteinander stehender Materialien an. Für das Materialsystem GaAs/(AlGa)As beispielsweise ist ΔE_V bekannt. Es kann ein Bandkantendiskontinuität vom Typ I

(siehe Abbildung 2.10) gebildet werden, die einen guten Einschluss beider Ladungsträger-spezies zu beiden Seiten hin bildet.

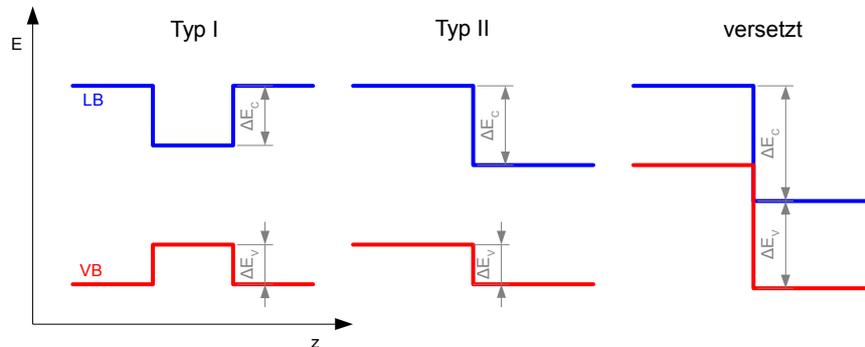


Abbildung 2.10: Unterschiedliche Typen von Banddiskontinuitäten.

Auch eine Banddiskontinuität vom Typ II kommt prinzipiell für die Herstellung eines lichtemittierenden Bauteils in Frage, auch wenn hier kein optimaler Ladungsträger-einschluss vorliegt. Eine versetzte Anordnung der Bandlücken hingegen bietet keine Bandlücke an der Grenzfläche, über die eine strahlende Rekombination von Ladungsträgern stattfinden könnte. Welche der drei dargestellten Typen von Banddiskontinuitäten an der Grenzfläche zweier Halbleiter vorliegt, lässt sich auch bei Kenntnis der beiden Bandlücken nicht trivial beantworten sondern hängt vom Valenzband-Offset ΔE_V ab. Für das hier betrachtete Materialsystem Ga(NAsP) mit (BGa)((As)P) Barrieren lagen bei Erstellung dieser Arbeit keine verlässlichen experimentellen Daten vor.

Eine erste Abschätzung für die zu erwartenden Offsets liefert eine theoretische Betrachtung, wie sie in [35] diskutiert wird. Hierzu wird per Dichtefunktionaltheorie (DFT) ein isoliertes Wasserstoffatom als Störstelle in diversen Halbleitermaterialien betrachtet. Wasserstoff kann aufgrund seiner geringen Größe oft auf Zwischengitterplätzen einbauen und agiert je nach Umgebung (extrinsische Dotierung mit daraus folgender Verschiebung des Fermi-Niveaus) als Donator oder Akzeptor im Wirtssystem (amphoterer Verhalten). Van de Walle et al. [35] berechnen für unterschiedliche Materialien die Fermi-Energie $\varepsilon(+/-)$ bei der sich Ionisierungsenergien für Wasserstoff als Akzeptor und Donator gleichen. Das so ermittelte Energieniveau wird dann für alle betrachteten Materialien als gleich angenommen und die Bandlücken entsprechend relativ zueinander ausgerichtet. Es wird ein Fehler von etwa 0,2 eV angenommen, der durch experimentelle Daten – wo vorhanden – bestätigt werden konnte.

Für einige im Rahmen dieser Arbeit verwendeten binären Materialien sind die so ermittelten Daten in Abbildung 2.11 dargestellt.

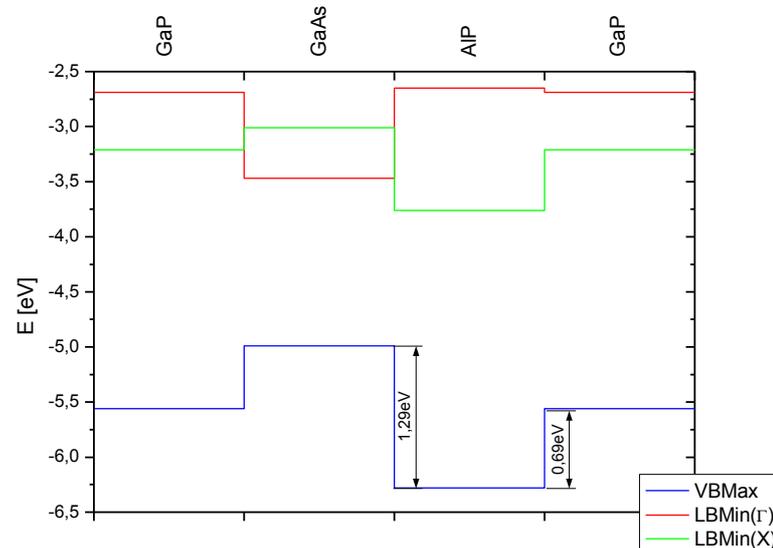


Abbildung 2.11: Hetero-Offsets zwischen zugrunde liegenden binären Materialsystemen berechnet über Potential des H-Atoms nach [35].

Es wird deutlich, dass AlP gegenüber den anderen dargestellten Materialien ein sehr tiefes Valenzband-Niveau besitzt und aluminiumhaltige Mischkristalle dementsprechend als Barriere zum Einschluss von Löchern im Valenzband dienen können. Gleichzeitig ist ein Einschluss für Elektronen im Leitungsband nicht zwingend durch das gleiche Material zu erreichen, da das indirekte X-Niveau von AlP niedriger liegt als das direkte Γ -Niveau von GaAs, welches als Ausgangspunkt für den aktiven Bereich der Laserstrukturen dient (siehe Kapitel 2.3).

Da die zuvor beschriebene Rechnung nicht für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Materialien (BGa)P und (BGa)(AsP) durchgeführt wurde, erfolgte die Annahme, dass der Valenzband-Offset eines ternären Materials AB_xC_{1-x} bezüglich eines weiteren Materials D linear mit dessen Zusammensetzung zwischen den jeweiligen Offsets der Materialien AB und AC skaliert. Weiterhin wurde der Einfluss von geringen Bor-Anteilen in ternären oder quaternären Materialien auf den Valenzband-Offset zunächst vernachlässigt. In Unterkapitel 8.3 wird mittels des hier vorgestellten Modells die Zusammensetzung für eine effiziente Lochbarriere innerhalb der Laserstruktur ermittelt und der Einfluss einer solchen Barriere auf die optische Emission untersucht.

Einschränkend muss erwähnt werden, dass das hier diskutierte Modell etwaige verspannungsinduzierte Effekte auf den Valenzband-Offset nicht berücksichtigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher lediglich eine Abschätzung des Effektes der Verspannung auf die Bandlücke durchgeführt, wie in Unterkapitel 2.2.2 bereits diskutiert.

2.2.4 Dotierte Halbleiter

In Abschnitt 2.2 wurde bereits auf die Leitfähigkeit von Halbleitern und die damit verbundene Anregung von Elektronen ins Leitungsband eingegangen. Bisher wurde jedoch immer davon ausgegangen, dass Elektronen vom Valenzband aus ins Leitungsband gelangen, was unter dem Begriff „intrinsische Leitfähigkeit“ zusammengefasst wird. Es gibt also immer identische Anzahlen von Elektronen und Löchern im intrinsischen Halbleiter. Alternativ dazu ist auch eine Beeinflussung der Leitfähigkeit durch Dotierung, also durch gezieltes Einbringen von Fremdatomen in das Kristallgitter möglich. Hierbei bedient man sich üblicherweise atomarer Spezies mit einem Valenzelektron mehr oder weniger als das jeweilige Atom im Wirtskristall. Bei III/V Verbindungshalbleitern ist zusätzlich auch eine Dotierung mit Gruppe-IV Elementen möglich, das Verhalten des Dotanden wird dann davon bestimmt, auf welchem Gitterplatz er einbaut.

Im Folgenden soll zunächst von einem Dotanden mit einem Valenzelektron mehr als im Wirtskristall üblich ausgegangen werden (Donator für n-Dotierung). Die Überlegungen gelten für Dotanden mit geringerer Anzahl an Valenzelektronen (Akzeptor für p-Dotierung) entsprechend. Bei n-Dotierung gehen zunächst alle Valenzelektronen des Dotanden bis aus eines mit den benachbarten Kristallatomen Bindungen ein. Die Kernladung des Dotanden wird entsprechend abgeschirmt und das überschüssige Valenzband wird mit der Coulombkraft einer Elementarladung an den Kern gebunden. Die Bindungsenergie des Elektrons lässt sich also analog zum Wasserstoff-Modell berechnen, wenn die Dielektrizitätskonstante ϵ des Materials und die effektive Masse des Elektrons berücksichtigt werden. Es ergeben sich je nach verwendetem Dotierstoff Bindungsenergien (Aktivierungsenergie E_D bzw. E_A) von teilweise nur einigen 10 meV. Es ergibt sich also ein bei $T = 0$ K besetzter lokalisierter Zustand nur knapp unterhalb des Leitungsbandes. Da das Fermi-Niveau E_F besetzte von unbesetzten Zuständen trennt schiebt es entsprechend in die Nähe des Leitungsbandes und es gilt dann für die Elektronendichte n_n

$$n_n = N_{eff}^L \exp\left(-\frac{E_L^N - E_F}{k_B T}\right) \approx N_{eff}^L \exp\left(\frac{-E_D}{2k_B T}\right) \quad (2.15)$$

wobei N_{eff}^L die effektive Dichte der Donatoren im Wirtskristall ist, E_L^N die Energie des Leitungsbandminimums und entsprechend E_D die Aktivierungsenergie des Donators. Die effektive Dichte der aktivierbaren Dotanden N_{eff}^L muss nicht zwingend mit der Dichte der eingebauten Atome N_D übereinstimmen, da die Aktivierungsenergie je nach lokaler Umgebung und Gitterplatz stark variieren kann. Die Dichte der tatsächlich aktivierten Donatoren bei gegebener Temperatur wird dann als N_D^+ bezeichnet. Aus Gleichung 2.15 folgt, dass besonders Donatoren mit kleiner Aktivierungsenergie von technischer Relevanz sind, da schon bei kleinen Temperaturen Elektronen ins Leitungsband gehoben werden und die Leitfähigkeit steigt. Gleichzeitig gibt es aber nur wenige bewegliche Löcher im Valenzband sodass man von reiner n-Leitung ausgehen kann. Analoge Aussagen gelten für eine p-Dotierung mit Akzeptoren und Löchern im Valenzband. In jeder dann möglichen Situation, also auch mit zusätzlicher Anregung von Ladungsträgern über die gesamte Bandlücke hinweg, wird immer die Ladungsträgerspezies als Majoritätsladungsträger bezeichnet, die aufgrund von Anzahl und Beweglichkeit überwiegend zum Ladungstransport beiträgt.

Werden nun p- und n-dotierte Bereiche eines Halbleiters in Kontakt gebracht, bildet sich ein p-n Übergang aus (siehe Abbildung 2.12). Im thermischen Gleichgewicht gleichen sich die Fermi-Niveaus auf beiden Seiten der Struktur an und die Bandkanten verschieben sich um den Betrag V_{bi} . Durch Diffusion können die Majoritätsladungsträger der einen Seite auf die jeweils andere Seite gelangen. Durch die ungleiche Ladungsverteilung und die entsprechend ionisierten Dotanden bildet sich ein elektrisches Feld aus, dessen Betrag genau so groß ist, dass sich Driftströme ausbilden die die Diffusionsströme ausgleichen.

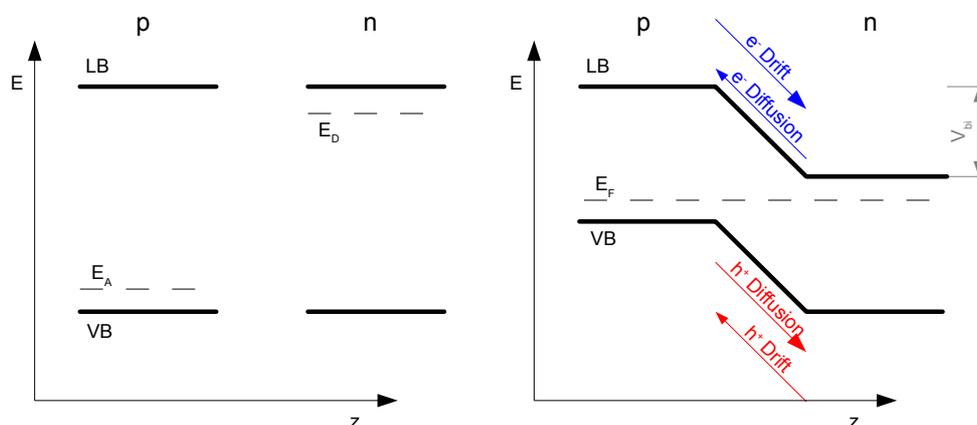


Abbildung 2.12: Niveaus in p- und n-dotierten Halbleitern ohne Kontakt (links) und in Kontakt (rechts) mit Ladungsträgerströmen im Gleichgewicht.

Als Konsequenz bildet sich eine Raumladungszone (auch: Verarmungszone), wie in Abbildung 2.13 dargestellt. Deren Breite W ergibt sich durch die Lösung der Poisson-Gleichung :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \left(\frac{N_A^- + N_D^+}{N_A^- N_D^+} \right) V_{bi}} \quad (2.16)$$

Übliche Werte für die Breite der Raumladungszone sind 10..1000 nm bei einem internen elektrischen Feld von $E = 10^5$ V/cm.

Wird nun eine externe Spannung an den p-n-Übergang angelegt kommt es zu einer Verschiebung der Fermi-Niveaus auf beiden Seiten. Bei Vorspannung V_{ext} in Durchlassrichtung wird das Fermi-Niveau im p-Bereich relativ nach unten verschoben. Als Konsequenz überkompensieren die Diffusionsströme die Driftströme und es kommt zu einem Stromfluss für den gilt:

$$j \propto \exp\left(\frac{V_{ext} e}{k_B T}\right) \quad (2.17)$$

Bei umgekehrter Vorspannung (Sperrrichtung) wächst hingegen die Ausdehnung der Raumladungszone und es stellt sich lediglich ein relativ kleiner Leckstrom ein. Wird das elektrische Feld am Übergang jedoch zu groß (Vorspannung übersteigt die Durchbruchspannung U_{BR}) steigt der Stromfluss wiederum stark an.

Eine umfassendere Diskussion der an einem p-n-Übergang zu beobachtenden Effekte sowie entsprechende Herleitungen sind beispielsweise in [17; 18] zu finden.

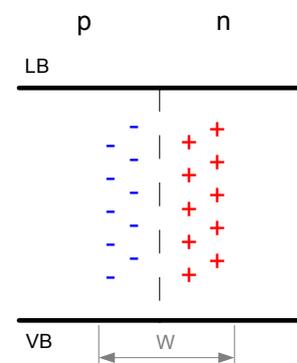


Abbildung 2.13: Raumladungszone an einem p-n-Übergang.

2.3 Verdünnt stickstoffhaltige Materialsysteme

Auf die Eigenschaften von Mischkristallen und die Berechnung der Bandstruktur für unterschiedliche Kompositionen eines ternären oder quaternären Systems wurde bereits in den vorangehenden Unterkapiteln eingegangen. Hierbei wurde jedoch stets die Mischung von atomaren Spezies betrachtet, deren kovalenter Radius und Elektronegativität jeweils vergleichbar waren. Im Falle des hier betrachteten aktiven Materialsystems Ga(NAsP) weist Stickstoff jedoch eine wesentlich höhere Elektronegativität sowie einen wesentlich

kleineren kovalenten Radius auf als die anderen beteiligten Gruppe-V Elemente, Arsen und Phosphor.

Durch den geringen kovalenten Radius wird durch Einbringen von Stickstoff in Ga(AsP) u. a. dessen Gitterkonstante verringert. Dieser Effekt kann dazu genutzt werden, die (stark kompressive) Verspannung von Ga(AsP) beim Aufwachsen auf Si-Substrat zu reduzieren, sodass das defektfreie Wachstum von Schichtdicken in der Größenordnung von 5 nm Ga(NAsP) auf Si-Substrat möglich wird.

Bei der Verwendung von Ga(AsP) als aktives Material eines Halbleiterlasers wäre laut [36] ab einer As-Konzentration von etwa 73% eine direkte Bandlücke zu erwarten, wenn eine solche Schicht verspannt auf GaP-Substrat aufgewachsen wird. Daher wird ein weiterer Effekt von geringen Stickstoffkonzentrationen im Materialsystem Ga(NAsP)

ausgenutzt, der eine direkte Auswirkung auf das Niveau des Leitungsbandes am Γ -Punkt hat. Im Rahmen der Arbeiten [37; 38]

wurde detailliert die Auswirkung solcher Stickstoffkonzentrationen in den Materialsystemen (GaIn)(NAs) bzw. Ga(NAs) studiert. Es ergibt sich das Bandabstoßungsmodell (BAC) demzufolge bei Zugabe von Stickstoff bis zu einem atomaren Anteil von wenigen Prozent¹ auf dem Gruppe-V Platz das Stickstoff-Niveau in der Nähe des Γ -Punktes an das Leitungsband-Niveau des Wirtssystems koppelt.

Aus dieser Kopplung resultiert die Aufspaltung des Stickstoff-Niveaus in zwei unterschiedliche bandartige Zustände: Ein Stickstoff-artiges Band E^+ und ein Leitungsband-artiges Band E^- in der Nähe des Γ -Punktes, von denen das untere in Abbildung 2.14 schematisch dargestellt ist.

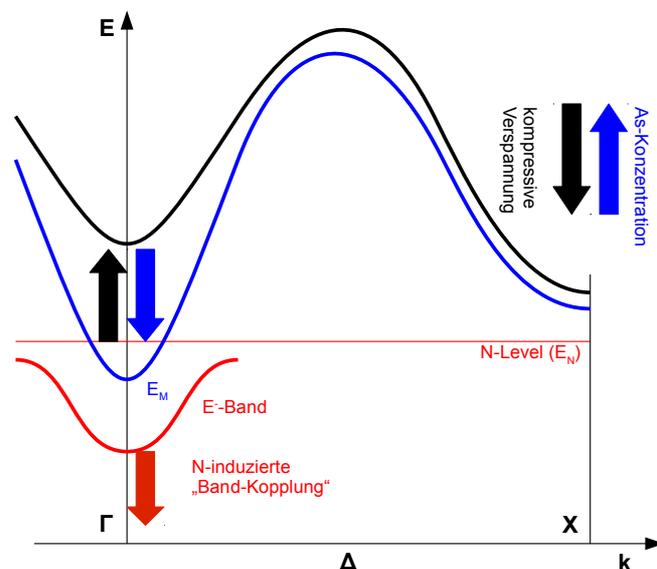


Abbildung 2.14: Kopplung des Stickstoff-Niveaus an das Leitungsband laut BAC-Modell sowie Einfluss von Verspannung (relative Verschiebung der Niveaus) und Arsengehalt im Ga(NAsP)-Materialsystem.

¹ bezeichnet als verdünnt stickstoffhaltige Materialien (engl. dilute nitrides)

In [37; 38] wird weiterhin angenommen, dass die Stickstoff- Atome zufällig auf den Gruppe-V Plätzen des Kristallgitters verteilt sind und die dadurch eingebrachten lokalisierten Zustände nur schwach mit den delokalisierten Zuständen des Wirtssystems koppeln. Mit Hilfe einer störungstheoretischen Betrachtung folgt:

$$\begin{vmatrix} E - E_M & V_{MN} \\ V_{MN} & E - E_N \end{vmatrix} = 0. \quad (2.18)$$

E_N bezeichnet hierbei das Stickstoff-Niveau in Ga(NAsP) und E_M das Leitungsbandminimum des Wirtssystems. Weiterhin geht das Matrixelement V_{MN} ein, das mit wachsender Stickstoffkonzentration x größer wird.

Für die Niveaus der beiden resultierenden Zustände gilt dann:

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} \left(E_N + E_M \pm \sqrt{(E_N - E_M)^2 + 4V_{MN}^2} \right). \quad (2.19)$$

Unter der Annahme, dass eine Änderung der Komposition des Wirtskristalls mit Ausnahme des Stickstoffs die Bandstruktur nur unwesentlich ändert, gilt für das Matrixelement V_{MN} :

$$V_{MN}^2 = x \cdot C^2, \quad (2.20)$$

Hieraus folgt, dass mit zunehmendem Stickstoff-Anteil eine weitere Absenkung des E-Niveaus zu erwarten ist. In Folge dessen verringert sich die Bandlücke am Γ -Punkt. Die Stärke der Kopplung wird durch den Kopplungsparameter C beschrieben, der eine Abhängigkeit von der Komposition des Wirtssystems aufweisen kann. Die Änderung der Bandlücke am Γ -Punkt mit der Komposition des Wirtssystems ist für den in dieser Arbeit diskutierten Kompositionsbereich zu vernachlässigen, wie beispielsweise in [36] diskutiert wird.

Wie in Abbildung 2.14 dargestellt, bewirkt die Stickstoff-induzierte Absenkung die Ausbildung einer direkten Bandlücke in Ga(NAsP) mit einem Arsen-Anteil von etwa 80%, auch wenn verspannungsinduzierte Effekte im Leitungsband eine relative Verschiebung des Γ -Niveaus gegenüber dem X-Niveau nach oben bewirken.

Durch die Ausnutzung der in verdünnt stickstoffhaltigen Materialsystemen auftretenden Effekte von Stickstoff auf die Bandstruktur kann also Ga(NAsP) als direktes Halbleitermaterial mit einem sehr tiefen Niveau am Γ -Punkt und einer Gitterkonstante ähnlich der von Silizium abgeschieden werden. In [36] wurde experimentell die Bandlücke von Ga(NAsP) mit unterschiedlichen Arsenkonzentrationen auf GaP-Substrat untersucht. Das Ergebnis ist

in Abbildung 2.15 dargestellt. Beim Transfer auf das Wachstum auf Si-Substrat ist zu beachten, dass es durch die leicht unterschiedlichen Gitterkonstanten der beiden Substrate zu einer stärkeren kompressiven Verspannung der Ga(NAsP)-Schicht im Vergleich zum Wachstum auf GaP kommt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher vorwiegend Ga(NAsP)-Schichten mit einer Stickstoffkonzentration von etwa 7% gewachsen, um die stärkere Verspannung zu kompensieren und weiterhin eine direkte Bandlücke zu erzielen. Es ist ein ähnliches Verhalten wie auf GaP-Substrat zu erwarten, wobei wegen der höheren Stickstoffkonzentration mit einer stärkeren Kopplung und ggf. einer Änderung der effektiven Massen im Rahmen des BAC-Modells gerechnet werden muss. Umfassende experimentelle Untersuchungen an entsprechenden Schichten werden in [39] vorgestellt.

2.3.1 Unordnung in verdünnt stickstoffhaltigen Materialsystemen

Bei der epitaktischen Abscheidung von III/V-Halbleitern mit mehr als zwei atomaren Spezies kann bis zu einem gewissen Grad durch thermodynamische Effekte garantiert werden, dass Gruppe-III Plätze nur von Gruppe-III Atomen und Gruppe-V Plätze nur von

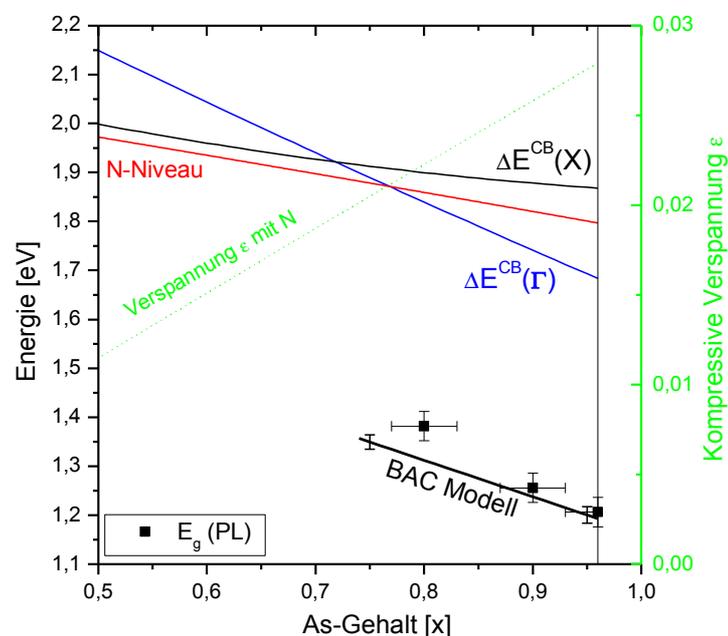


Abbildung 2.15: Theoretische Berechnung der Bandminima an Γ und X (blau / schwarz) von $Ga(N_{0,04}As_xP_{1-x-0,04})$ auf GaP-Substrat unter Berücksichtigung der Verspannung aus [36]. Experimentelle Daten aus PL-Messungen (schwarze Datenpunkte) und Berechnung unter Zuhilfenahme des BAC-Modells sind deutlich nach unten verschoben.

Gruppe-V Atomen besetzt werden. Die räumliche Verteilung mehrerer Gruppe-V Spezies beispielsweise auf die einzelnen Plätze im Kristallgitter muss jedoch nicht zwingend homogen sein. Insbesondere beim Einbau von Spezies mit stark unterschiedlichen Bindungsenergien und kovalenten Radien kann eine räumlich inhomogene Verteilung erfolgen, wenn sie beim Wachstum energetisch günstig ist. Die daraus resultierende Unordnung beeinflusst die im Material ablaufenden Rekombinationsprozesse von Ladungsträgern. Im Folgenden wird daher die Unordnung im Ga(NAsP)-Materialsystem betrachtet, um mögliche negative Auswirkungen auf die darauf aufbauenden Laserstrukturen abschätzen zu können.

Für das Materialsystem Ga(NAsP) wurden Überlegungen bezüglich des Unordnungsparameters E_0 zur Quantifizierung dieser Eigenschaft in [40; 41] gemacht. Als Grundlage dient das in [42] diskutierte Hopping Modell (Abbildung 2.16), bei dem davon ausgegangen wird, dass durch den Einbau von Stickstoff im Kristallgitter räumlich verteilt lokalisierte angeregte Zustände für Exzitonen entstehen. Nur Exzitonen an der Mobilitätskante (engl. mobility edge) sind frei beweglich, wohingegen solche die in lokalisierten Zuständen gefangen (engl. trapping) worden sind, mittels zusätzlicher Energie, beispielsweise durch thermische Aktivierung, wieder an die Mobilitätskante gelangen können oder unter Abgabe von Energie in niedrigere lokalisierte Zustände relaxieren (engl. energy loss hopping).

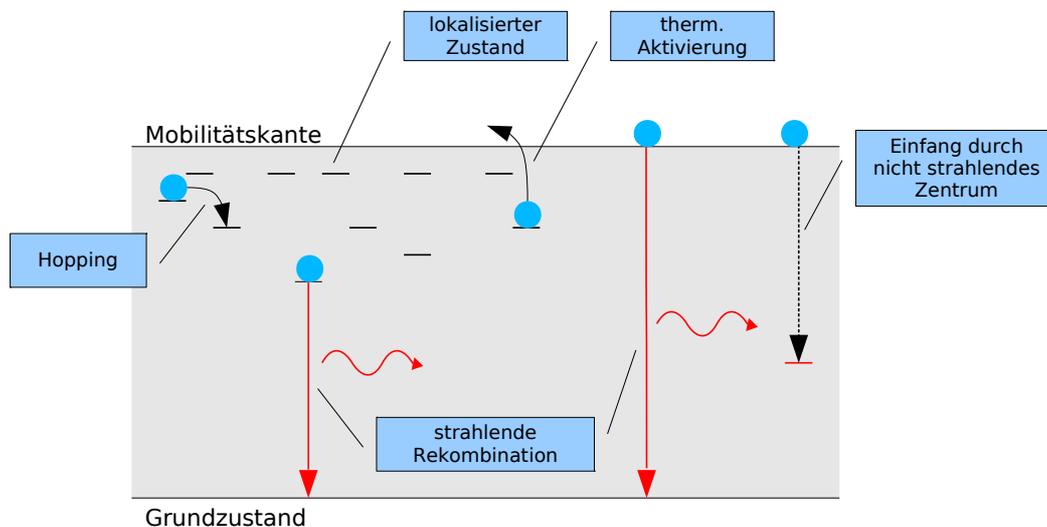


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung von Einfang- und Rekombinationsprozessen an lokalisierten Zuständen im Rahmen des Hopping Modells für Exzitonen nach [40].

Die strahlende Rekombination von Exzitonen ist an der Mobilitätskante, aber auch von lokalisierten Zuständen aus möglich. Ebenfalls ist ein signifikanter Anteil an nichtstrahlender Rekombination sowohl von der Mobilitätskante als auch aus lokalisierten Zuständen heraus denkbar, falls entsprechende Rekombinationszentren (beispielsweise durch Gitterdefekte) zur Verfügung stehen.

Da Anzahl, Art und Verteilung der lokalisierten Zentren Einfluss auf die optische Emission nehmen (anhand der emittierten Photonenenergie kann auf die Tiefe des beteiligten Zustandes geschlossen werden) bietet sich die Photolumineszenzspektroskopie (PL) als Untersuchungsmethode an. Hierbei wird das zu untersuchende Material optisch mittels eines Lasers angeregt und das emittierte Licht spektral vermessen. Ga(NAsP) liegt in diesem Fall meist in Form von mehrfach-Quantenfilmstrukturen (MQW) vor. Aufgrund von Verspannung ist ein epitaktisches Wachstum als Volumenmaterial auf den zur Verfügung stehenden Substraten nicht in der gleichen Komposition möglich.

Im Rahmen des Hopping-Modells können die Eigenschaften der temperaturabhängigen Photolumineszenz, wie sie in Abbildung 2.17 dargestellt sind, erklärt werden. Dabei ist zunächst eine nicht monotone Verschiebung des Emissionsmaximums der PL mit der Temperatur zu beobachten. Geht man davon aus, dass die PL im wesentlichen durch strahlende Rekombination von ausgedehnten Zuständen an der Mobilitätskante dominiert wird, sollte das Emissionsmaximum mit der Bandlücke des betrachteten Materials zusammenfallen. Die Bandlücke aber sollte sich nach [43] monoton mit der Temperatur

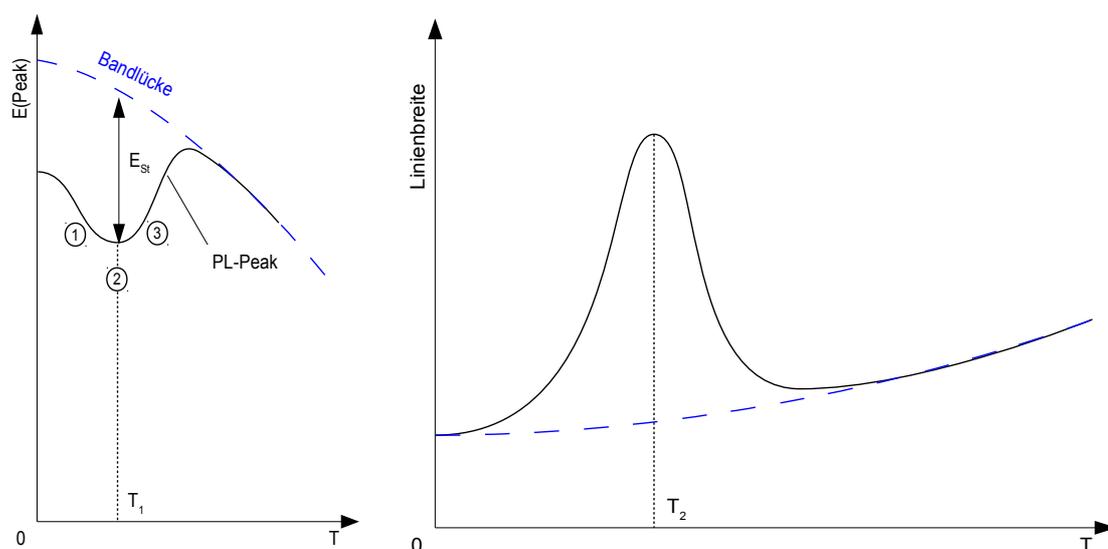


Abbildung 2.17: Verhalten der temperaturabhängigen Photolumineszenz laut dem Hopping-Modell aus [41]: S-Shape (links) des PL-Peaks und Verhalten der Halbwertsbreite (rechts).

verringern, sodass mit steigender Temperatur stets eine Rotverschiebung des Emissionsmaximums beobachtet werden müsste. Im Falle eines Materialsystems mit signifikanter Unordnung beobachtet man aber statt dessen einen sog. S-Shape, der auf die unterschiedliche Besetzung der lokalisierten Zustände zurückzuführen ist. Bei sehr niedrigen Temperaturen werden viele Exzitonen in lokalisierten Zuständen gefangen und rekombinieren von dort aus (Regime 1 in Abbildung 2.17, links). Entsprechend ist die PL langwelliger als bei einer reinen Rekombination von der Mobilitätskante aus.

Wird die Temperatur weiter bis ins Regime 2 erhöht, reicht die thermische Energie aus, um einem signifikanten Anteil der lokalisierten Exzitonen während ihrer mittleren Lebensdauer weiteres Hopping zu ermöglichen, bei dem sie noch tiefere lokalisierte Zustände erreichen können. Eine weitere Rotverschiebung der PL bis zu einem lokalen Minimum bei T_1 ist die Folge. Die Differenz zwischen Bandlückenenergie und dem Maximum der PL wird als Stokes-Shift (E_{st}) bezeichnet und wird für $T = T_1$ maximal.

Im Temperaturregime 3 reicht die thermische Energie aus, um einen signifikanten Anteil der lokalisierten Ladungsträger wieder an die Mobilitätskante zu heben, sodass sich eine Blauverschiebung der PL ergibt. Für höhere Temperaturen wird die Peakposition der PL im Wesentlichen durch die Änderung der Bandlücke beeinflusst.

Durch die in Abhängigkeit von der Temperatur unterschiedliche Besetzung der einzelnen Zustände wird ebenfalls die Linienbreite des PL-Spektrums vergrößert, wenn Zustände mit unterschiedlichen Energieniveaus gleichzeitig zur Emission beitragen, wie in Abbildung 2.17, rechts dargestellt. Die mit steigender Temperatur durch zunehmende Anzahl von Phononen monoton steigende Linienbreite (auch ohne Unordnung zu beobachten) wird durch ein Maximum der Linienbreite für eine Temperatur T_2 überlagert. Aus den Messgrößen T_1 und T_2 , sowie der Linienbreite der PL nahe dem Temperaturnullpunkt wurde im Rahmen der Arbeiten [40; 41] mittels Monte-Carlo Simulation ein Zusammenhang mit dem Unordnungsparameter E_0 hergeleitet. Ein großer Unordnungsparameter wird dabei mit räumlichen Inhomogenitäten in der Materialkomposition in Verbindung gebracht.

Für Ga(NAsP)-Strukturen auf GaP-Substrat beispielsweise konnte jedoch im Rahmen der Arbeit [44] keine befriedigende Übereinstimmung mit der oben diskutierten theoretischen Betrachtung erzielt werden. Darauf aufbauend wird in [45; 46] ein zweiskaliges Unordnungsmodell diskutiert. Dies trägt dem Umstand Rechnung, dass sich das Hopping

auf relativ kurze Strecken beschränkt. In Ga(NAsP) MQW-Strukturen ist aber damit zu rechnen, dass auch Dickenfluktuationen des QW über die resultierende Quantisierung Einfluss auf die PL nehmen können. Diese würden sich auf größeren Längenskalen abspielen und die PL nicht in gleicher Weise beeinflussen wie etwaige Kompositionsfluktuationen, die zur kurzreichweitigen Unordnung beitragen. Auch in diesem Modell wird mittels Monte-Carlo Simulation ein Zusammenhang zwischen den charakteristischen Eigenschaften der temperaturabhängigen PL und dem Unordnungsparameter gebildet, sodass laut [46] gilt

$$k_B T_1 = (0,775 \pm 0,025) E_0 \quad (2.21)$$

$$k_B T_2 = (1,125 \pm 0,025) E_0, \quad (2.22)$$

wobei E_0 die kurzreichweitige Unordnung ist. Diese korreliert mit der Komposition des Materials und der ggf. daraus resultierenden inhomogenen räumlichen Verteilung des Stickstoffs in Ga(NAsP).

Weiterhin ergibt sich für den neu eingeführten Parameter für langreichweitige Unordnung ϵ_0 :

$$\epsilon_0 = \beta^{-1}. \quad (2.23)$$

Hierbei ist β die Steigung der niederenergetischen Flanke des PL-Peaks in logarithmischer Darstellung nahe des Temperaturnullpunkts. Hierbei wird angenommen, dass sich das untersuchte Material aus einzelnen Gebiete (Zellen) zusammensetzt, die sich in der Lage der Bandkante leicht unterscheiden. Ein durch optische Anregung erzeugtes Exziton rekombiniert aufgrund seiner begrenzten Lebensdauer in der Zelle, in der es erzeugt wurde. E_0 beschreibt dann die Verteilung der lokalisierten Zustände innerhalb einer Zelle. ϵ_0 hingegen beschreibt die Verteilungsfunktion für die Bandkanten der einzelnen Zellen (siehe [45]).

Im Falle von Ga(NAsP) MQW-Strukturen stimmen die Vorhersagen des zweiskaligen Unordnungsmodells gut mit den experimentell gemachten Beobachtungen überein. E_0 korreliert dann mit dem Einbau von Stickstoff in das Materialsystem. ϵ_0 wird im Wesentlichen durch Störungen in der Geometrie der Quantenfilme (Dickenfluktuation) beeinflusst. Umfassendere Untersuchungen über Unordnung für unterschiedliche Kompositionen von Ga(NAsP) auf unterschiedlichen Substraten werden in [39] angestellt.

2.4 Heterostrukturen zur Entwicklung von Halbleiterlasern

Für die Realisierung einer Halbleiterlaserdiode müssen neben der kontrollierten Abscheidung des entsprechenden Halbleitermaterials auch der elektrische sowie optische Einschluss (engl. confinement) gewährleistet werden. Nicht zuletzt muss eine passende Geometrie gewählt werden, um eine hinreichend gute Laserkavität zu erhalten.

Im folgenden Abschnitt werden grundlegende Überlegungen zur Wahl bzw. Optimierung einer geeigneten Geometrie angestellt. Es werden entsprechende Heterostrukturen vorgestellt sowie Charakterisierungsmethoden diskutiert, mit deren Hilfe die Eignung unterschiedlicher Strukturen bewertet werden kann.

2.4.1 Gewinn- und Verlustprozesse

Wie bereits aus der Bezeichnung „Laser“ hervorgeht, wird bei Lasertätigkeit generell der Prozess der stimulierten Emission ausgenutzt. Dieser Prozess bei der Wechselwirkung von Licht mit dem Lasermedium ist einer von drei möglichen Übergängen, wie in Abbildung 2.18 dargestellt. Hierbei wird das aktive Medium als Zwei-Niveau-System mit den möglichen energetischen Zuständen E_1 und E_2 betrachtet. Ein einfallendes Photon kann durch Absorption das System in einen angeregten Zustand überführen. Die Wahrscheinlichkeit mit der das geschieht, ist proportional zum Einstein-Koeffizienten B_{12} . Umgekehrt kann ein angeregter Zustand mit einer Wahrscheinlichkeit proportional zu A_{21} unter Aussendung eines Photons spontan rekombinieren. Ein solches Ereignis trägt zwar zur Lichtemission wie bei einer lichtemittierenden Diode (LED) bei, kann aber nicht zur Erzeugung kohärenten Lichtes genutzt werden. Der dritte mögliche Prozess ist die stimulierte Emission ($\propto B_{21}$), bei der ein angeregter Zustand durch Wechselwirkung mit einem einfallenden Photon dazu veranlasst wird, unter Aussendung eines weiteren Photons gleicher Wellenlänge und Phasenlage zu rekombinieren. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, sind die Prozesse bei denen ein einfallendes Photon beteiligt sind jeweils noch proportional zur Photonendichte $\rho(h\nu)$. Gleichzeitig bestehen Proportionalitäten zur Besetzungsdichte der jeweiligen Ausgangszustände n_1 bzw. n_2 .

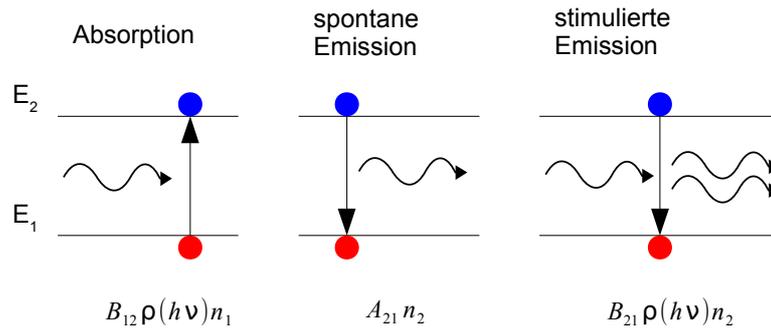


Abbildung 2.18: Absorptions- und Emissionsprozesse und deren Übergangswahrscheinlichkeiten mit Einstein-Koeffizienten im aktiven Medium (Zwei-Niveau-System) eines Lasers nach [17].

Im Falle eines Halbleiterlasers folgt die Zustandsdichte für E_1 und E_2 , entsprechend Valenz- und Leitungsband, der Fermi-Verteilung:

$$f_1 = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_1 - E_{f,VB}}{k_B T}\right) + 1} \quad \text{und} \quad f_2 = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_2 - E_{f,LB}}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.24)$$

$E_{f,VB}$ und $E_{f,LB}$ sind die jeweiligen Quasi-Ferminiveaus in den beiden Bändern. Weiterhin gilt für die Einstein-Koeffizienten $B_{12} = B_{21}$. Das Verhältnis zwischen stimulierter Emissionsrate und Absorptionsrate ist dann näherungsweise n_2/n_1 .

Durch elektrisches Pumpen erfolgt der Aufbau einer Besetzungsinversion, bei der sich mehr Elektronen im angeregten Zustand als im Grundzustand befinden (erste Laserbedingung). Dadurch kann die Rate der stimulierten Emission gesteigert werden, bis sie die der Absorption übersteigt. Der Gewinn g (Gain) ist dabei ein Maß für die Fähigkeit des Lasermediums, durch stimulierte Emission einfallendes Licht zu verstärken.

Weiterhin muss die entstehende optische Mode hinreichend gut in einen Resonator (Laserkavität) eingeschlossen werden, um trotz auftretender Verlustprozesse eine Nettoverstärkung zu erfahren. Um die Güte des optischen Einschlusses zu charakterisieren, führt man den Füllfaktor (engl. confinement factor) Γ ein. Dieser definiert sich als Verhältnis der Lichtintensität der optischen Mode im aktiven Bereich (Überlapp) zur Gesamtintensität in der gesamten Laserstruktur. Für Lasertätigkeit müssen die unterschiedlichen auftretenden Verlustprozesse überkompensiert werden. Dazu gehören die internen Verluste α_i , in die beispielsweise die Absorption im aktiven Material einfließt. Ebenfalls können an den Spiegeln an beiden Enden der Kavität Spiegelverluste α_m auftreten.

Als notwendige Bedingung (zweite Laserbedingung) zum Erreichen der Laserschwelle gilt dann:

$$\Gamma g - \alpha_i - \alpha_m \geq 0 \quad (2.25)$$

Zur Optimierung der Schwellstromdichte einer Laserstruktur sollten also die Verlustprozesse minimiert und der Füllfaktor sowie der Gewinn maximiert werden. Eine detaillierte theoretische Betrachtung, sowie weitere Ansätze zur Optimierung von Laserstrukturen finden sich in [47].

2.4.2 Optischer Einschluss

Um einen ausreichenden optischen Einschluss zu gewährleisten sowie gleichzeitig elektrisches Pumpen zu ermöglichen, sind verschiedene Geometrien für eine Halbleiterlaserstruktur vorstellbar. Eine besonders einfach zu realisierende ist der sog. Breitstreifenlaser (siehe Abbildung 2.19). Dazu wird flächig eine Schichtstruktur aus Barrierenmaterial und aktivem Material abgeschieden. Je nach Beschaffenheit der Materialien erfüllen die Barrierenschichten eine oder mehrere Aufgaben gleichzeitig. Ein großer Brechungsindexsprung bezüglich des aktiven Mediums gewährleistet den optischen Einschluss der Mode in horizontaler Richtung. Gleichzeitig sollten die Barrieren für einen elektrischen Einschluss der Ladungsträger sorgen, wie bereits in Abschnitt 2.2.3 diskutiert. Um starke Absorption sowie spontane Emission von Licht bei nicht gewünschten Wellenlängen zu vermeiden, sollte es sich um Materialien mit ausreichend großer Bandlücke handeln. Weiterhin sind die Schichten oberhalb und unterhalb des aktiven Bereichs p- bzw. n-dotiert um eine effiziente Zuführung von Ladungsträgern zu ermöglichen. Sind diese Kerneigenschaften nicht gleichzeitig durch ein Material zu erfüllen, kann auf getrennte Schichten zum optischen und elektrischen Einschluss zurückgegriffen werden. In diesem Fall spricht man von einer separate confinement heterostructure (SCH) für den optischen Einschluss.

An entsprechend aufgebauten Ga(NAsP)-basierenden Breitstreifenlasern auf GaP-Substrat konnte im Rahmen der Arbeiten [14; 15; 48] bereits Laseraktivität demonstriert werden. Als Barrierenmaterialien kamen dort GaP und (AlGa)P zum Einsatz.

Beim Wachstum auf Si-Substrat muss gleichzeitig eine geeignete Verspannungskompensation durch die Barrierenmaterialien gewährleistet werden. Daher kommt (BGa)P als Material für die Kontaktschichten zum Einsatz, da es gitterangepasst auf Silizium

abgeschieden werden kann. Für den optischen Einschluss wurde (BGa)(AsP) gewählt, da es zusätzlich einen höheren Brechungsindex besitzt. Die entsprechenden Eigenschaften beider Materialien wurden im Rahmen der Arbeiten [49; 50] experimentell ermittelt. Gleichzeitig wurde der Einschluss für die optische Mode nullter Ordnung in einer Einfachquantenfilm-Laserstruktur (SQW-Laser) simuliert. Der Schichtaufbau einer solchen Struktur ist in Abbildung B.9 (a) im Anhang dargestellt.

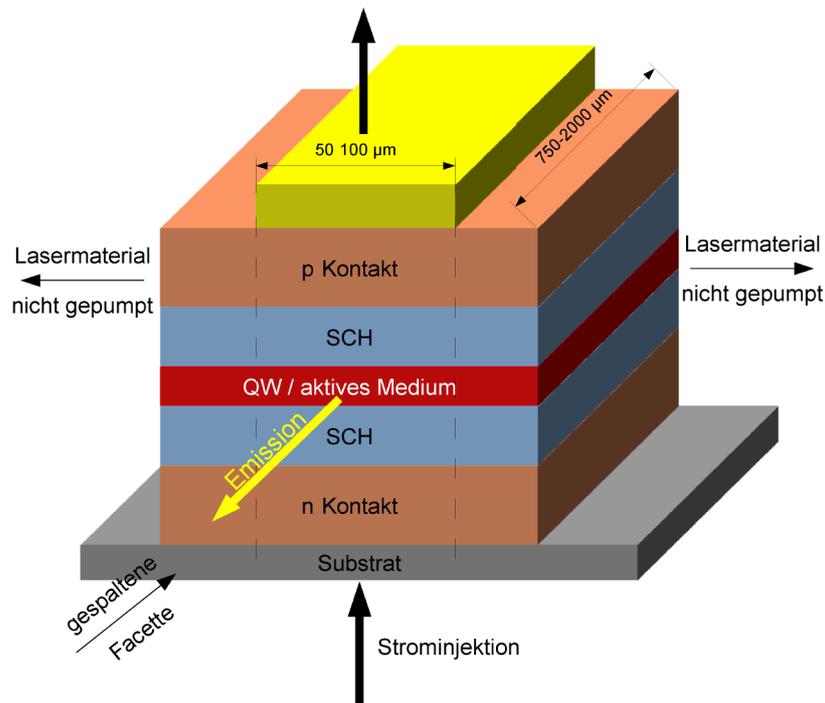


Abbildung 2 19: Schematische Darstellung eines Breitstreifenlasers (Ausschnitt) mit Rückseitenkontaktierung und gespaltenen Facetten.

Für die Simulation wurden Brechungsindizes von $n = 3,15$ für (BGa)P mit etwa 3% Bor bzw. $n = 3,19$ für (BGa)(AsP) mit etwa 3% Bor aus den entsprechenden Messungen abgeleitet. Der Brechungsindex von Ga(NAsP) wurde mit $n = 3,50$ abgeschätzt. Es ergab sich ein nicht zu vernachlässigender Verlustprozess durch Streuung in das Si-Substrat, welches die optische Mode effizient absorbiert. Eine erhöhte Dicke der n-Kontaktschicht verringert die Streuung der optischen Mode in das Substrat. Als Konsequenz wurden im Rahmen der Arbeit [39] untersuchte Strukturen mit einer dickeren Kontaktschicht versehen, wie sie in Abbildung B.9 (b) im Anhang mit allen nötigen Zwischenschichten dargestellt ist. An so konzipierten Strukturen konnte Lasing für Ga(NAsP) auf Si-Substrat bis zu einer Temperatur (am Kühlkörper) von 120 K demonstriert werden [16]. Durch weitere Optimierung konnte die maximale Betriebstemperatur auf bis zu 165 K gesteigert

werden (Abbildung 2.20). Ziel dieser Arbeit ist nun, die limitierenden Verlustprozesse zu untersuchen und das Materialsystem dahingehend zu optimieren, dass Lasing bei Raumtemperatur möglich wird.

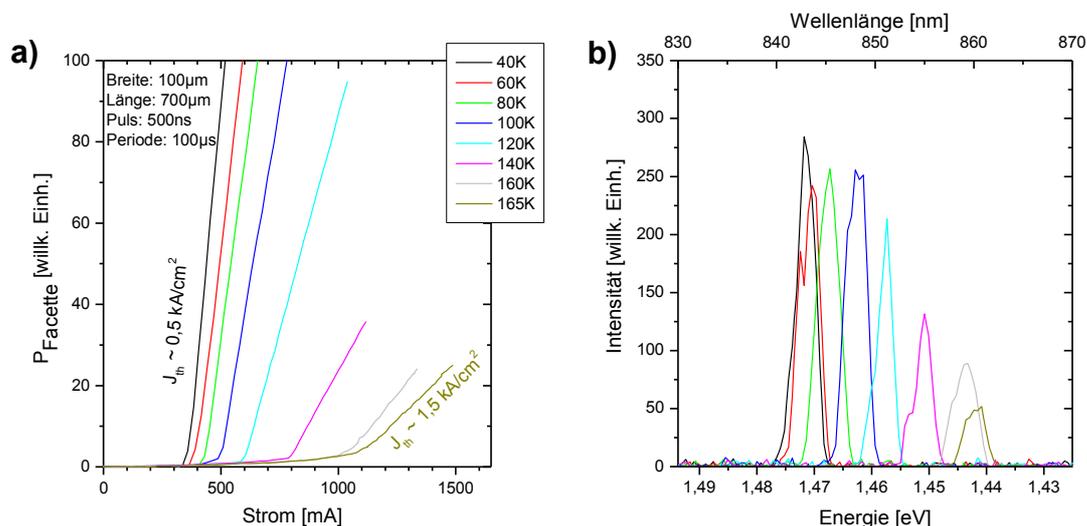


Abbildung 2.20: Temperaturabhängige Schwellstromdichte (a) und Emissionsspektren (b) der bisher besten Ga(NAsP) SQW-Laserstruktur auf Si-Substrat (Messung: Nadir Hossain, University of Guildford, Surrey, UK).

Die beschriebenen Breitstreifenlaserstrukturen bieten an mehreren Punkten Raum für Optimierungen. So entstehen die Spiegel (Spaltfacetten) an den Enden der Laserkavität durch mechanisches Spalten des Substrates. Bedingt durch den Brechungsindexsprung zwischen Halbleitermaterial und Luft besitzen die Spiegel einer solchen Struktur üblicherweise eine Reflexivität von $R = 0,3$, welche beispielsweise durch Aufdampfen von dielektrischen Spiegeln verbessert werden könnte. Ebenso kann der Spaltprozess unebene Spiegel hinterlassen, die zu einer vergrößerten Streuung beitragen. Außerdem liegt der Füllfaktor aufgrund der geringen Dicke der Quantenfilme bei etwa 1% pro Quantenfilm.

Als Alternative zum Breitstreifenlaser und zur weiteren Optimierung wurden im Rahmen der Arbeit [50] Untersuchungen an sog. Rippenwellenleitern durchgeführt und Ga(NAsP)-basierende Laserstrukturen entsprechend prozessiert. Unter Anderem sind dadurch Verbesserungen an den in diesem Fall geätzten Facetten der Laserkavität zu erwarten. Aufgrund der Komplexität des Prozesses konnte jedoch bislang keine Lasertätigkeit an Ga(NAsP)-basierten Rippenwellenleitern demonstriert werden.

2.4.3 Elektrische Injektion und CMOS-Kompatibilität

Das elektrische Pumpen erfolgt im Fall von Breitstreifenlasern oft über die Ober- und Unterseite der Struktur. Dazu ist es nötig, den Strom auch durch das Substrat der Laserstruktur zu führen. Für Ga(NAsP)-Strukturen auf GaP-Substrat wurde dies erfolgreich durchgeführt. Bei Strukturen auf Si-Substrat ist das gleiche Vorgehen prinzipiell denkbar jedoch mit einigen

Nachteilen in Hinblick auf eine spätere Anwendung behaftet. So sind die Substrate für die Herstellung von Schaltkreisen im CMOS-Prozess oft über 500 µm dick und nicht zwingend ausreichend hoch dotiert. Große Widerstandsverluste bei der Strominjektion über die Rückseite wären die Folge. Ebenso ist es von Vorteil, einen auf Si-Substrat integrierten Laser mittels CMOS-Treiberschaltungen die direkt in seiner Nachbarschaft liegen, ansteuern zu können. Hierzu ist eine laterale Strominjektion notwendig.

In Abbildung 2.21 ist eine mögliche Geometrie zur Kontaktierung dargestellt. Die dazu nötigen Prozessschritte auf diesem Materialsystem wurden erstmals in [39] durchgeführt. Da sich teilweise räumliche Inhomogenitäten in den untersuchten Strukturen zeigten, ist die Untersuchung und Optimierung entsprechender Strukturen ebenfalls Gegenstand dieser Arbeit. Sowohl die Kontaktierung der beteiligten Materialien als auch der Stromtransport in den entsprechenden Schichten werden untersucht und optimiert.

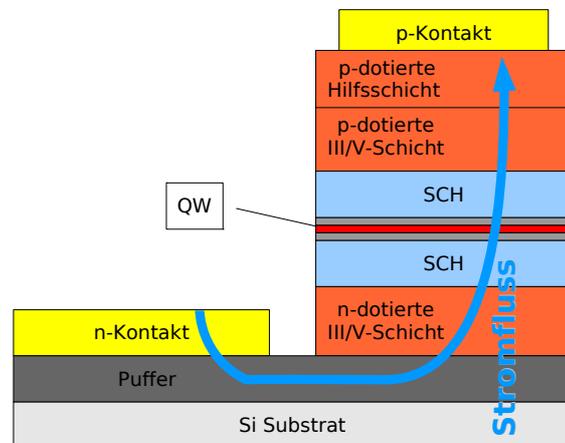


Abbildung 2.21: Geometrie für eine laterale Kontaktierung von Breitstreifenlasern.

2.4.4 Charakterisierungsmethoden für Halbleiterlaser

Um alle Prozesse, die Leistung oder Lebensdauer einer Laserstruktur im späteren Einsatzszenario limitieren können, zu erfassen, empfiehlt es sich, die optische Emission unter elektrischem Pumpen zu vermessen. Dazu wird ein fertig prozessierter Breitstreifenlaser kontaktiert, mit einem definierten Stromfluss beaufschlagt und die optische Emission an einer Facette vermessen. Im verwendeten Messaufbau kommt eine gepulste Spannungsquelle zum Einsatz, um die thermische Last auf die Laserstruktur zu minimieren. Da

Transport- und Rekombinationsprozesse üblicherweise wesentlich schneller ablaufen als die verwendete Pulsdauer (≥ 100 ns), ist keine signifikante Änderung des Emissionsverhaltens gegenüber dem Dauerbetrieb zu erwarten.

Für eine Charakterisierung der Laserdiode wird zum einen die Spannung an der Diode über den Stromfluss aufgetragen (U/I-Kennlinie), zum anderen wird die optische Ausgangsleistung über den Stromfluss aufgetragen. Eine exemplarische Messung ist in Abbildung 2.22 dargestellt. Aus einem Fit an die U/I-Kennlinie lässt sich der differentielle Widerstand R_{diff} extrahieren. Ohmsche Verluste in den Kontaktschichten oder durch eine niedrige Ladungsträgerdichte bzw. -mobilität innerhalb der Laserstruktur können diesen Wert vergrößern und tragen weiterhin zu einer Erwärmung der Laserdiode bei. Da es sich bei der Laserdiode um einen in Durchlassrichtung betriebenen p-n Übergang handelt, ist eine Schwellenspannung (im Diagramm als U_0 bezeichnet) zu beobachten unterhalb derer kein signifikanter Stromfluss stattfindet. Oberhalb der Schwellenspannung steigt der Stromfluss exponentiell, in guter Näherung kann jedoch in der Nähe der Schwellenspannung ein linearer Fit verwendet werden, um aus dem Achsenabschnitt U_0 zu extrapolieren. Im Falle einer idealen Laserstruktur entspricht dieser der Differenz zwischen Valenz- und Leitungsband an beiden Kontakten der Laserstruktur.

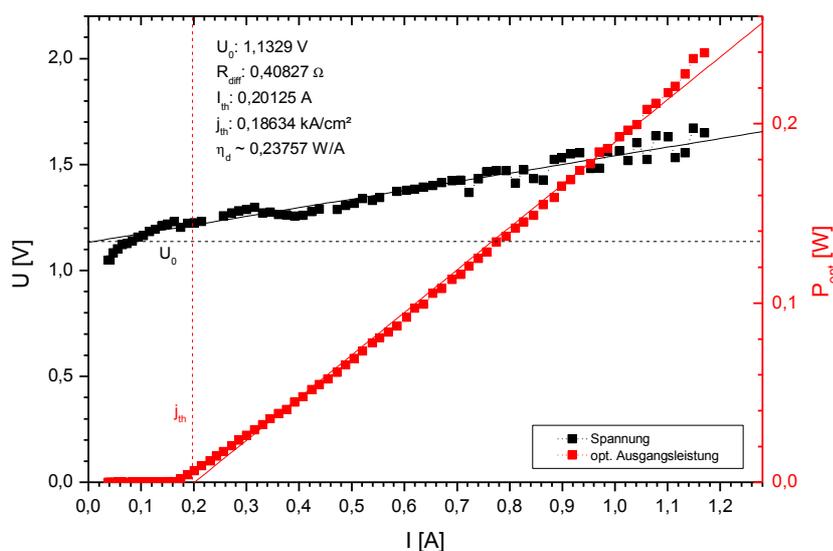


Abbildung 2.22: Beispiel für die Messung einer Laserkennlinie an einem (GaIn)As Breitstreifenlaser. Schwellstromdichte, differentielle Effizienz, Schwellenspannung und differentieller Widerstand wurden durch Fits oberhalb der Laserschwelle ermittelt.

Bei der optischen Kennlinie ist für niedrige Ströme zunächst ein Regime mit spontaner optischer Emission zu beobachten. Hier wird die Laserstruktur unterhalb der Schwellstromdichte J_{th} betrieben und zeigt die Charakteristik einer LED. Oberhalb der Schwelle übersteigt der Gewinn die Verlustprozesse und die Lasertätigkeit setzt ein. Durch einen linearen Fit an die Datenpunkte oberhalb der Laserschwelle kann die Schwellstromdichte (Achsenabschnitt an der Abszisse) ermittelt werden. Aus der Steigung der optischen Kennlinie ergibt sich direkt die differentielle Effizienz η_d . Auch für den Betrieb unterhalb der Laserschwelle kann η_d ermittelt werden. In diesem Fall definiert man:

$$\eta_d := \eta_i \left(\frac{\alpha_m}{\langle \alpha_i \rangle + \alpha_m} \right). \quad (2.26)$$

Hierbei sind η_i die interne Effizienz, α_i die internen Verluste und α_m die Spiegelverluste. Weiterhin gilt unterhalb der Laserschwelle:

$$P(I) = \eta_r \eta_d \frac{h\nu}{q} \beta_{sp} \cdot I \quad (2.27)$$

mit β_{sp} als spontaner Emissionsfaktor, η_r strahlende Effizienz und $\frac{h\nu}{q}$ der Energie eines emittierten Photons. Mit einem für Halbleiterlaser üblichen spontanen Emissionsfaktor von $\beta_{sp} \leq 10^{-4}$ kann aus einer Messung der Differentiellen Effizienz bei bekannter Emissionswellenlänge auf die Strahlende Effizienz η_r geschlossen werden.

Da Spiegelverluste α_m unabhängig von der Länge L der Laserkavität in gleicher Größe an beiden Enden der Kavität auftreten gilt:

$$\alpha_m \approx \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \quad (2.28)$$

Daraus folgt:

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} \left(1 + \frac{\langle \alpha_i \rangle}{\alpha_m} \right) = \frac{1}{\eta_i} + \frac{\langle \alpha_i \rangle}{\eta_i \ln \left(\frac{1}{R} \right)} \cdot L \quad (2.29)$$

Bei bekannter Reflexivität kann also aus der Messung der differentiellen Effizienz unterschiedlich langer Laserstrukturen mit dem gleichen aktiven Bereich (Annahme: $\eta_i = \text{konst.}$, $R = 0,3$) auf die internen Verluste α_i geschlossen werden. Eine umfassende Herleitung der diskutierten Gleichungen findet sich in [47].

Neben des Vergleiches unterschiedlicher Laserstrukturen in Hinblick auf ihre differentielle Effizienz ist es ebenfalls Gegenstand dieser Arbeit, mögliche Verlustprozesse in den Laserstrukturen zu benennen, um Ansätze für eine Optimierung zu liefern. Es wurden daher unterschiedlich lange Laserkavitäten hergestellt und vermessen, sodass sich die internen Verluste innerhalb gewisser Grenzen abschätzen lassen.

Kapitel 3: Experimentelle Methoden

Im Rahmen dieses Kapitels sollen die experimentellen Methoden zur Herstellung und Charakterisierung von Halbleiterlasern erläutert werden. Da eine Vielzahl von Methoden zur Anwendung kommen kann, soll nur auf diejenigen im Detail eingegangen werden, die regelmäßig im Rahmen dieser Arbeit angewendet wurden. Methoden, die im Rahmen von Kooperationen mit anderen Arbeitsgruppen an der Philipps-Universität und weiteren Instituten zur Anwendung kamen, werden andiskutiert, wobei dem interessierten Leser weitere Literatur zur Lektüre empfohlen wird.

Die Reihenfolge der Aufzählung orientiert sich an der üblichen Vorgehensweise bei Wachstum und Charakterisierung. Die betrachteten Proben durchlaufen dabei nacheinander die betreffenden Untersuchungs- bzw. Prozessierungsschritte.

3.1 Epitaktisches Wachstum mittels MOVPE

Zur epitaktischen Abscheidung von Halbleiterheterostrukturen existieren mehrere konkurrierende Methoden. Häufige Anwendung in der Praxis finden dabei die Molekularstrahl-epitaxie (MBE) und die Metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE). Jedes Verfahren hat dabei seine spezifischen Vor- und Nachteile. So kommen bei der MBE als Quellen die Bestandteile eines Verbindungshalbleiters in ihrer elementaren Form zum Einsatz. Es sind also keine komplizierten Reaktionen der jeweils beteiligten Stoffe miteinander vor der Abscheidung zu erwarten. Der Wachstumsprozess findet bei der MBE jedoch im Ultrahochvakuum statt und ermöglicht nur relativ geringe Wachstumsraten verglichen mit der MOVPE. Aufgrund dieser beiden Einschränkungen wird die MOVPE in Prozessen mit industrieller Anwendung meist der MBE vorgezogen, denn ein MOVPE-Prozess lässt sich einfacher auf große Substrate und einen hohen Durchsatz optimieren.

Eine mögliche großtechnische Anwendung der hier diskutierten Schichtstrukturen machte daher MOVPE für deren Herstellung zum Mittel der Wahl. Zunächst soll daher die Funktionsweise einer MOVPE-Anlage umrissen werden. Bei der Gasphasenabscheidung wird für jedes abzuscheidende Element ein Präkursormolekül genutzt, das im Reaktor zerlegt und das gewünschte Element zurücklässt. Der Transport der Präkursoren findet durch ein Trägergas, in diesem Fall Wasserstoff, bis in den Reaktor statt. Da die Präkursoren üblicherweise in flüssiger Form vorliegen, kann das Prozessgas in einem Dampfdrucksättiger, einem sog. Bubbler, mit den Präkursoren angereichert werden. Zur exakten Kontrolle der in den Reaktor eingeleiteten Menge müssen dann mehrere Parameter kontrolliert werden. Zunächst werden die Quellen in den Bubbler bei kontrollierter Temperatur gehalten, sodass ihr Sättigungsdampfdruck bekannt ist. Weiterhin wird der Druck in der Quelle durch einen Druckregler konstant gehalten, sodass der Partialdruck der Präkursoren im Trägergas bekannt ist. Schließlich wird der Gasfluss durch jede Quelle mit einem Massenflussregler kontrolliert. Um einen definierten Partialdruck im Reaktor zu erreichen, kann durch weitere Massenflussregler der Gesamtfluss im Reaktor auf einem definierten Niveau gehalten werden.

Eine schematische Darstellung der verwendeten Epitaxieanlage findet sich in Abbildung 3.1. Auf der rechten Seite ist das Gasmischkabinett zu erkennen, mit dessen Hilfe die verwendeten Präkursoren mit den gewünschten Partialdrücken in voneinander getrennten

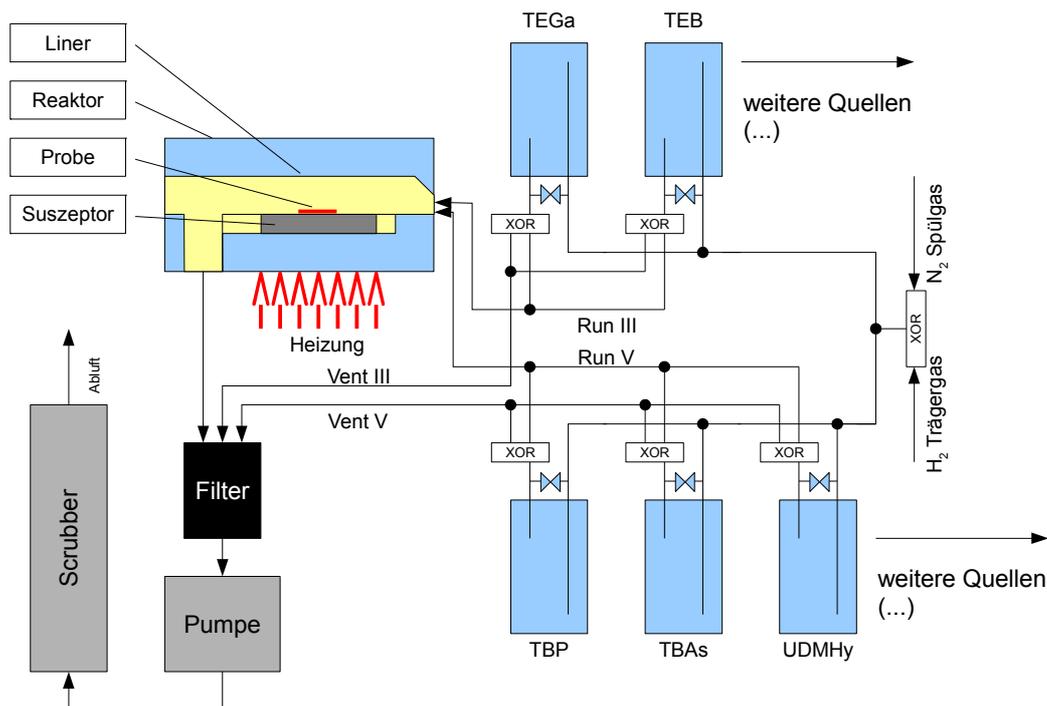


Abbildung 3.1: Vereinfachte schematische Darstellung einer MOVPE-Anlage.

Run-Leitungen zum Reaktor transportiert werden können, um vorherige Reaktionen in der Gasphase zu vermeiden. Es finden sich ebenfalls Einrichtungen wie beispielsweise Vent-Leitungen, um den Partialdruck der Quellen vorab auf einen konstanten Wert regeln zu können und auch beim raschen Umschalten zwischen den einzelnen Quellen Schwankungen im Partialdruck auszuschließen.

Der Druck im Reaktor wird durch ein angeschlossenes Pumpensystem auf einem stabilen Wert gehalten. Die aus dem Reaktor abgepumpten Gase enthalten in der Regel noch nicht zerlegte Präkursoren und sind daher toxisch. Ein geeignetes Filtersystem schließt sich daher an die Pumpe an.

Im Reaktor befindet sich das Substrat auf einem beheizten Suszeptor aus Graphit. Ein Einsatz aus Quarzglas (Liner) sorgt für einen laminaren Gasfluss im Reaktor. Zusätzlich rotiert das Substrat beim Wachstum, sodass in guter Näherung an jeder Stelle eine identische Wachstumsrate zu erwarten ist.

Die im MOVPE-Reaktor ablaufenden Vorgänge beim Wachstum sind in Abbildung 3.2 vereinfacht dargestellt. Der Gasfluss des mit Präkursormolekülen angereicherten Prozessgases findet laminar über das geheizte Substrat statt. In der Nähe der Substratoberfläche ist die Temperatur für eine thermische Zerlegung der Präkursoren ausreichend, sodass sich die gewünschten atomaren Spezies an der Oberfläche adsorbieren können.

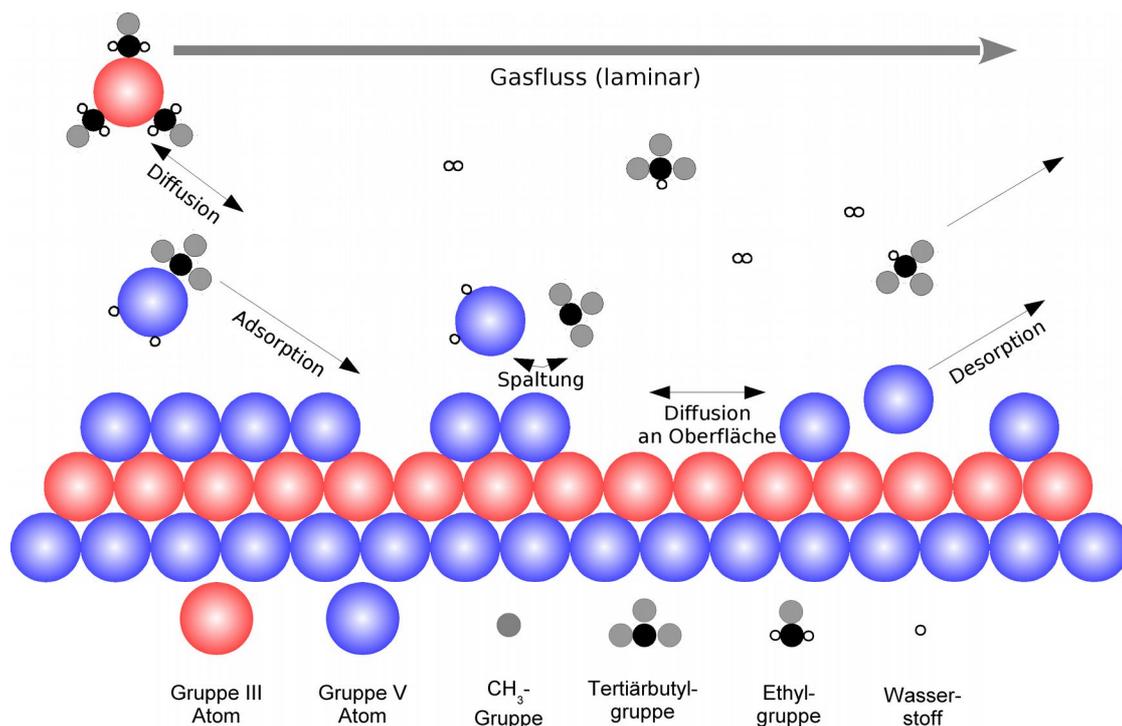


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des MOVPE-Wachstumsprozesses.

Diffusionseffekte ermöglichen dabei eine ausreichend hohe Mobilität der einzelnen Atome, sodass sie auf energetisch günstigen Gitterplätzen einbauen. Ebenfalls können Atome aber auch wieder von der Oberfläche desorbieren. Die vollständig abgespaltenen organischen Restgruppen werden genau wie die desorbierten Atome mit dem Trägergas aus dem Reaktor gespült.

Die Abscheidung mittels MOVPE kann im Rahmen der Thermodynamik beschrieben werden. Dabei liegen im Reaktor mehrere Phasen vor, die Gasphase α und die kondensierte Phase β . Damit eine Abscheidung von Material stattfinden kann, müssen sich die chemischen Potentiale μ in den beiden Phasen unterscheiden. Das chemische Potential in einem System mit mehreren Komponenten i lässt sich dabei wie folgt definieren:

$$\mu_i := \frac{\partial G}{\partial N_i} . \quad (3.1)$$

Hierbei sind N die Teilchenzahl und G die Freie Enthalpie (Gibbs-Energie), für die gilt:

$$G = U + pV - TS , \quad (3.2)$$

wobei U die innere Energie, p der Druck, T die Temperatur und V das Volumen sind. Erreicht G ein Minimum, ist das betrachtete System stabil. Ein Mischkristall kann einen solchen Zustand beispielsweise durch Phasenseparation erreichen. In einem solchen System gilt:

$$dG = -S dT + V dp + \sum_i \mu_i dN_i . \quad (3.3)$$

Das System ist immer dann stabil, wenn G eine konkave Funktion der intensiven Parameter T , p , μ und einer konvexe Funktion der extensiven Parameter S , V , N ist. Im Materialsystem Ga(NAsP) weist die Funktion $G(N_i)$ für hinreichend niedrige Temperatur lokale Minima auf. Daher darf beim Wachstumsprozess eine kritische Temperatur T_c nicht überschritten werden, bei der Phasenseparation einsetzen würde. Man spricht deshalb von Nichtgleichgewichts-Wachstumsbedingungen im Rahmen derer der Mischkristall Ga(NAsP) metastabil in der gewünschten Komposition abgeschieden werden kann. Eine detaillierte Betrachtung der theoretischen Grundlagen aber auch weiterer Details zum Wachstum mittels MOVPE ist in [51] zu finden.

Nicht nur während des Wachstums, sondern auch während aller folgenden Prozessschritte, ist darüber hinaus bei III/V-Kristallen mit inkongruenter Verdampfung zu rechnen. Diese tritt auf, weil die Gruppe-V Elemente an der Oberfläche des Kristalls üblicherweise einen

wesentlich höheren Dampfdruck als die Gruppe-III Elemente besitzen. Bei Erwärmung kann daher versucht werden, das schnelle Abdampfen von Gruppe-V Elementen durch ein ausreichendes Angebot von Gruppe-V Elementen in der Gasphase zu verhindern und den Kristall zu stabilisieren. Aus dem gleichen Grund werden auch während des Wachstumsprozesses die Gruppe-V Präkursoren mit einem wesentlich höheren Partialdruck angeboten als die Gruppe-III Präkursoren. Man spricht in diesem Zusammenhang vom V/III-Verhältnis, welches im Rahmen dieser Arbeit zwischen 20 und 60 variiert wurde. Durch das relative Überangebot von Gruppe-V Spezies bestimmt das Angebot von Gruppe-III Spezies die Wachstumsrate.

In Abhängigkeit der eingestellten Parameter ergeben sich unterschiedliche Wachstumsmodi, die in Abbildung B.1 im Anhang dargestellt sind. Erfolgt eine Abscheidung von Schichten mit stark unterschiedlicher Gitterkonstante, kann die auftretende Verspannung durch tetragonale Verzerrung der neu aufgewachsenen Schichten abgebaut werden. Dabei nehmen die abgeschiedenen Schichten senkrecht zur Wachstumsrichtung die Gitterkonstante des Substrates an. Wird die Verspannung jedoch zu groß, führt dies zur Relaxation des Materials. Während des Wachstums können sich dann einzelne Inseln bilden innerhalb derer das Material fehlerfrei abgeschieden wird. Die einzelnen Inseln wachsen jedoch nicht zu einer fehlerfreien Schicht zusammen (Stranski-Krastanov Wachstum). Ebenfalls können auch gleich am Beginn der Abscheidung dreidimensionale Inseln entstehen. Dieser Vollmer-Weber Wachstumsmodus wird beispielsweise gezielt für die Herstellung von Quantenpunkten genutzt.

Da jedoch für das Wachstum eines Quantenfilmlasers defektfreie Schichten und eine niedrige Grenzflächenrauigkeit von Vorteil sind, wird in diesem Fall der Frank-van der Merwe Wachstumsmodus angestrebt. Die eingestellten Parameter wie Druck, Temperatur und Wachstumsgeschwindigkeit zielen also auf ein reines zweidimensionales Wachstum ab, sodass zu jedem Zeitpunkt eine möglichst glatte Oberfläche vorliegt. Die Wachstumsrate betrug bei den diskutierten Strukturen etwa 0,3-0,4 nm/s.

Da die Wachstumstemperatur aufgrund der metastabilen Wachstumsbedingungen nach oben limitiert ist, kamen im Rahmen dieser Arbeit teilweise noch nicht lang etablierte Präkursoren mit einer hinreichend niedrigen Zerlegungstemperatur zum Einsatz. Einige Beispiele für Präkursormoleküle mit zugehörigen Strukturformeln sind in Abbildung 3.3 dargestellt, eine vollständige Auflistung findet sich in Tabelle B.1 im Anhang.

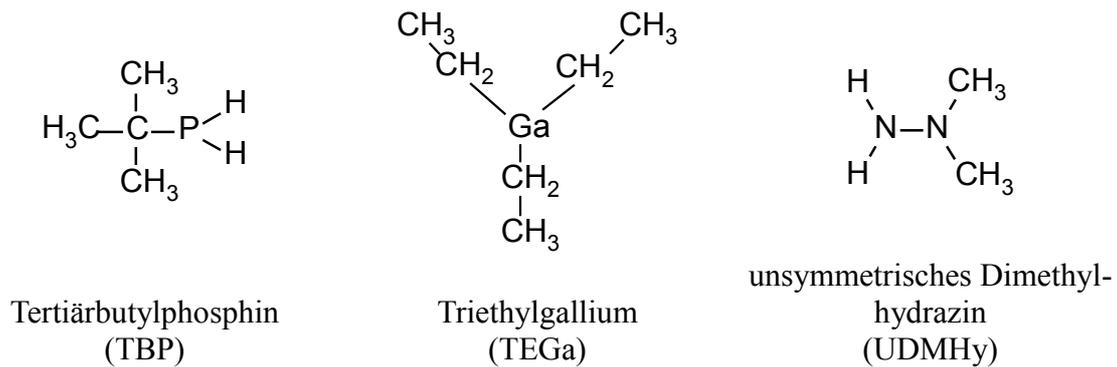


Abbildung 3.3: Einige ausgewählte Präkursormoleküle für das Wachstum von $Ga(NAsP)$.

Da bereits Verunreinigungen deutlich unterhalb von 1 ppm zu einer signifikanten Störstellendichte im Kristall führen können, müssen besondere Anforderungen an die Sauberkeit während der gesamten Prozesskette gestellt werden. Für die MOVPE bedeutet das, dass ausschließlich durch eine Palladium-Diffusionszelle aufgereinigter Wasserstoff als Trägergas und aufgereinigter Stickstoff als Spülgas zum Einsatz kommen. Ebenso wird der Reaktor beim Öffnen nicht der Umgebungsluft ausgesetzt, sondern über eine Handschuhbox unter Stickstoffatmosphäre bestückt. An die Reinheit der Präkursoren werden ebenfalls hohe Anforderungen gestellt. So sind teilweise für die im Rahmen dieses Projektes benötigten Stoffe Präkursoren mit niedrigerer Zerlegungstemperatur verfügbar, jedoch muss deren Reinheit vor Benutzung zunächst verifiziert werden.

Um die spätere Kompatibilität mit dem CMOS-Prozess zu gewährleisten, kamen ausschließlich Si (001) Substrate zum Einsatz. Um eine fehlerfreie Nukleation zu gewährleisten, muss eine schwache Fehlorientierung in $\langle 110 \rangle$ -Richtung vorliegen. Die verwendeten Substrate waren im Rahmen der für den CMOS-Prozess üblichen Toleranzen von $\pm 0,5^\circ$ exakt orientiert. Für die Reinigung der Substrate von etwaigen Oxidschichten insbesondere vor der III/V-Nukleation auf Silizium, wurden verschiedene Ätzprozeduren angewendet. Umfassendere Beschreibungen von Anforderungen an das Substrat sowie Prozeduren zur Vorbehandlung finden sich in [25; 52], wobei die nasschemischen Schritte an [53] angelehnt sind.

Für das Wachstum der III/V-Schichten kam ausschließlich ein Reaktordruck von 50 mbar zum Einsatz bei Wachstumstemperaturen zwischen 575°C und 725°C . Die Temperaturkalibrierung für die Messung der Temperatur an der Substratoberfläche erfolgte durch Bildung eines Al/Si-Eutektikums bei 577°C auf einem Testwafer.

Das Wachstum der Laserstrukturen wurde auf zwei kommerziell erhältlichen Epitaxieanlagen der Firma *Aixtron*, Typ *AIX-200 GFR* durchgeführt. Diese Anlagen ermöglichen

innerhalb eines Reaktors aus Quarzglas das Wachstum auf je einem 2“ Wafer. Vorteile dieser Reaktorgeometrie sind insbesondere die relativ kleine Menge an eingesetzten Präkursoren sowie die einfache Reinigung des Reaktors. Zur Vermeidung von Verschleppungseffekten kann der in den Reaktor eingesetzte Quarzglas-Liner auf einfache Weise mit Königswasser gereinigt werden. Nachteile ergeben sich durch die begrenzte Substratgröße, besonders wenn nicht ganze 2“ Wafer sondern aus 300 mm Wafern rechteckig gespaltene Stücke zum Einsatz kommen.

Alternativ standen insbesondere für die Nukleation von III/V-Schichten auf Silizium, aber auch teilweise für das Wachstum von Kontaktschichten zwei Anlagen mit sog. Showerhead-Reaktoren vom Typ *Aixtron Crius* zur Verfügung, die das Wachstum auf 300 mm Wafern ermöglichen. Sowohl die Geometrie des verwendeten Reaktors als auch die verwendeten Materialien unterscheiden sich in diesem Fall deutlich von den für 2“-Substrate konzipierten *AIX-200* Anlagen, sodass geeignete Wachstumsparameter für jeden Reaktortyp gesucht werden müssen. Der Transfer von Substraten zwischen den beiden zu einem Cluster verbundenen *Crius*-Reaktoren ist unter Stickstoffatmosphäre möglich, sodass getrennte Reaktoren für aufeinander folgende Nukleationsprozesse und III/V-Wachstum zur Verfügung stehen. Verschleppungseffekte können so effektiv vermieden werden. Prinzipiell ist der gesamte Wachstumsprozess auch auf den *Crius*-Anlagen durchführbar, doch die Ermittlung geeigneter Wachstumsparameter für das gesamte Materialsystem konnte bisher noch nicht abgeschlossen werden.

3.2 Thermisches Ausheizen (Annealing)

Auch unter optimalen Wachstumsbedingungen kann ein makroskopischer Kristall allein aus Gründen der Thermodynamik nicht defektfrei abgeschieden werden. Beim Wachstum von Mischkristallsystemen kommt erschwerend hinzu, dass es für die beteiligten Komponenten energetisch günstig sein kann, nicht zufällig verteilt auf die zur Verfügung stehenden Gitterplätze einzubauen. Daher ist bei den in dieser Arbeit betrachteten Mischkristallen nach dem Wachstum mit einer gewissen Anzahl an Punktdefekten zu rechnen. Diese wirken sich störend auf die Geometrie des Gitters aus und können unter anderem als nichtstrahlende Rekombinationszentren für optisch angeregte oder elektrisch injizierte Ladungsträger dienen. Eine Minimierung dieser Zentren wird daher in jedem Fall angestrebt. Eine Auswahl möglicher Punktdefekte ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Eine mögliche Methode zur Verbesserung der Kristallqualität nach dem Wachstum ist Thermisches Ausheizen (Annealing). Hierbei wird die Struktur einer hohen Temperatur ausgesetzt, sodass dem Gitter thermische Energie zugeführt wird. Die einzelnen Atome werden dadurch in die Lage versetzt, ihren Gitterplatz zu wechseln. Beispielsweise können auf diesem Weg anti-sites ausgeheilt werden, oder ein interstitielles Atom kann eine Leerstelle im Gitter besetzen (siehe Abbildung 3.4). Ebenso ist es möglich, dass interstitiell eingebauter Wasserstoff, der beim Wachstumsprozess nicht von den Präkursoren abgespalten wurde, über lange Strecken aus dem Kristall hinaus diffundiert.

Als Besonderheit in Mischkristallssystemen muss erwähnt werden, dass der Einbau von Komponenten mit geringer Konzentration nicht immer stochastisch erfolgt. Für den Einbau von Stickstoff beispielsweise existieren experimentelle Hinweise sowie theoretische Betrachtungen aus [54] in ähnlichen Materialsystemen, die nahelegen, dass beim Einbau eine andere lokale Umgebung der Stickstoffatome vorliegt, als nach einer Annealing-prozedur. Auch für das Materialsystem Ga(NAsP)/GaP konnte in [55] bereits eine deutliche Verbesserung der optischen Eigenschaften durch Annealing erreicht werden. Beim Wachstum von Ga(NAsP) auf Si-Substrat stellt sich der Effekt noch dramatischer dar, sodass ohne eine Annealingprozedur keine Photolumineszenz gemessen werden kann.

Eine nicht geeignete Annealingprozedur kann jedoch auch zusätzliche Defekte in den Kristall einbringen. So ändert sich bei Erhöhung der Temperatur beispielsweise der Spannungszustand einer Heterostruktur, sodass bei unzureichender Verspannungskom-

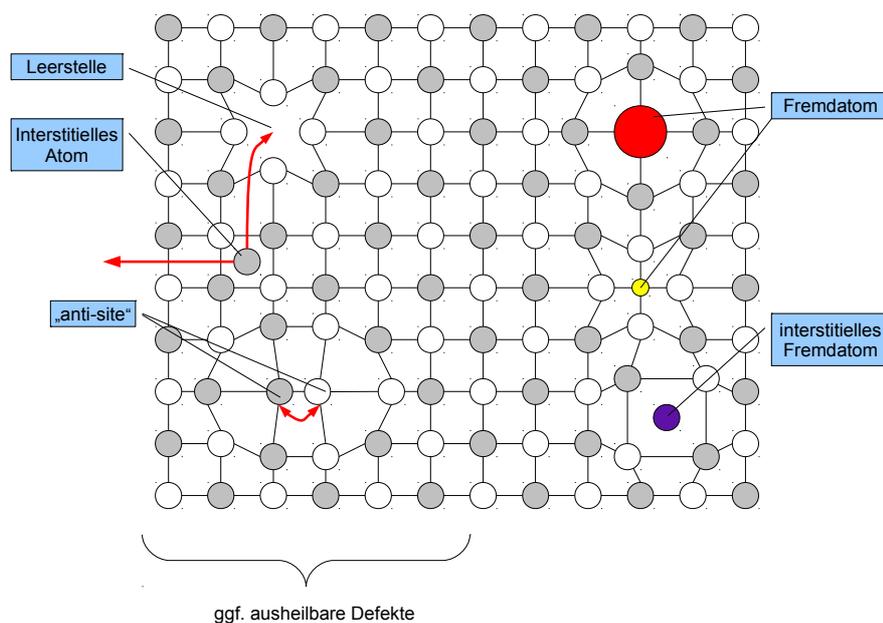


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung unterschiedlicher Kristalldefekte, die teilweise mittels Annealing behoben werden können.

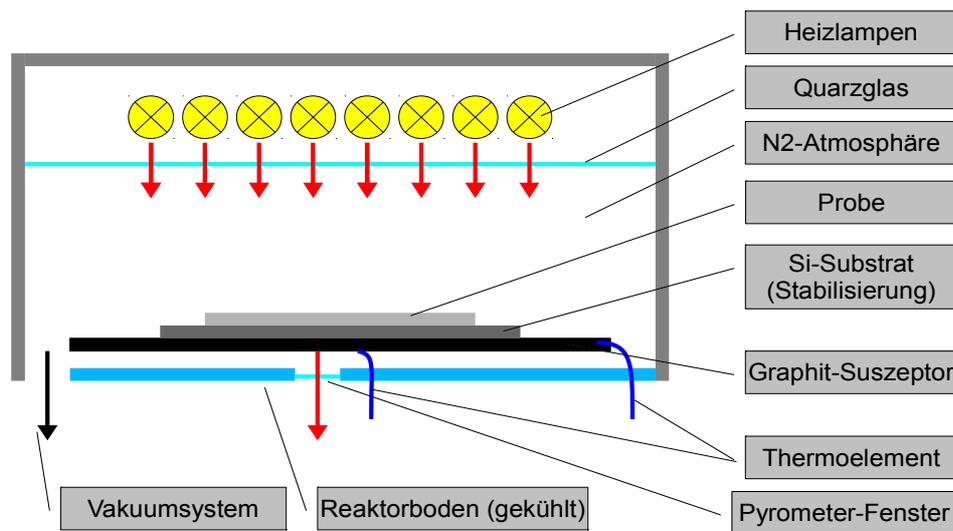


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des RTA-Reaktors.

pensation Defekte durch Relaxation auftreten können. Ebenso kann es an der Oberfläche zu inkongruenter Verdampfung kommen. Durch das Angebot einer stabilisierenden Atmosphäre kann dem entgegengewirkt werden.

So kann beispielsweise eine Annealingprozedur im MOVPE-Reaktor direkt im Anschluss an das Wachstum oder separat durchgeführt werden. Vorteilhaft ist hierbei, dass die zum Wachstum verwendeten Gruppe-V Präkursoren direkt als Stabilisierung angeboten werden können.

Ein weiteres Problem stellen Diffusionseffekte dar, die insbesondere die Qualität von atomar scharf abgeschiedenen Grenzflächen im Nachhinein negativ beeinflussen können. Eine Methode, trotz hoher Temperaturen Diffusionseffekte zu minimieren, stellt eine besonders kurze Annealingprozedur dar, in der schnelle Temperaturrampen beim Heizen und Kühlen genutzt werden. Ein speziell für solche Prozeduren optimiertes Gerät ist ein schneller Ausheizofen (RTA), wie er in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt ist.

Beim Konzept des RTA spielt nicht nur eine große Heizleistung, in diesem Fall eingebracht durch einen Satz IR-Heizlampen, eine Rolle, sondern auch eine sehr geringe Masse, die insgesamt erwärmt werden muss. So kann beispielsweise der Wafer ohne Unterlage oder auf einem sehr dünnen Graphitsuszeptor in den Reaktor eingebracht werden. Heizraten mit bis zu 50 K/s sind dann realisierbar. Damit auch bei fallender Temperatur hohe Kühlraten erreicht werden, verfügt der RTA über wassergekühlte Reaktorwände.

Aufgrund der hohen erzielbaren Temperaturen von über 1100°C kann die Temperaturmessung über ein Pyrometer erfolgen. Nicht immer spiegelt dabei die Temperaturmessung

den Zustand der annealten Probe wieder, denn es ist eindeutige Zielsetzung schneller RTA-Prozesse, nicht das thermische Gleichgewicht herzustellen. Eine sinnvolle Definition der Temperatur ist in diesem Fall nicht möglich und eine Messung kann nur als Anhaltspunkt zum relativen Vergleich mehrerer Prozesse dienen.

Der RTA bietet also beim Annealing diverse Vorteile gegenüber einem nicht dafür optimierten MOVPE-Reaktor. Nachteilig wirkt sich bei Verwendung des RTA jedoch die eingeschränkte Auswahl bei einer stabilisierenden Atmosphäre aus. Es kommen lediglich Stickstoff oder ein Vakuum in Frage. Weiterhin können aufgrund der direkten Ankopplung der IR-Strahlung an das Substrat Variationen bei Substratdicke oder Substratoberfläche die effektive Temperatur während eines RTA-Prozesses massiv verändern, ohne dass das durch Messung unmittelbar sichtbar wird. Die Prozeduren in beiden Reaktortypen bedürfen also einer separaten Optimierung.

3.3 Strukturelle Charakterisierung

Zur strukturellen Charakterisierung der gewachsenen Proben steht eine Vielzahl von Methoden zur Verfügung. Die folgenden Abschnitte sollen einen Einblick in diejenigen gewähren, die genutzt wurden, um direkte Rückschlüsse auf strukturelle Qualität und Zusammensetzung einer gewachsenen Heterostruktur zu ziehen.

3.3.1 Hochauflösende Röntgenbeugung

Die hochauflösende Röntgenbeugung (HR-XRD) stellt eine sehr wichtige Charakterisierungsmethode für kristalline Heterostrukturen dar, unter anderem weil sie zerstörungsfrei anzuwenden ist und keinerlei Probenpräparation erfordert. Man macht sich die regelmäßigen Abstände der Atomrümpfe in einem Kristallgitter zunutze, die als Streuzentren für elektromagnetische Wellen dienen können. Die Wellenlänge harter Röntgenstrahlung liegt dabei im Bereich des Netzebenenabstandes üblicher Halbleiter. Fällt also monochromatische Röntgenstrahlung der Wellenlänge λ auf einen Kristall mit Netzebenenabstand d_{hkl} so ist nach der Bragg-Gleichung

$$2 d_{hkl} \sin \vartheta = n \lambda \quad , \quad n \in \mathbb{N} \quad (3.4)$$

im Winkel ϑ ein Maximum n-ter Ordnung des Beugungsmusters zu erwarten.

Für die Messungen in dieser Arbeit stand ein Röntgendiffraktometer der Firma *PANalytical* Typ *X'Pert Pro* zur Verfügung. Es wurde die $\text{Cu}_{K\alpha}$ -Linie mit $\lambda = 1,54052 \text{ \AA}$ genutzt. Die Beugungsmuster wurden um den (004)-Reflex aufgenommen, um den Abstand der (100)-Gitterebenen bestimmen zu können. Der durchgeführte ω - 2θ -Scan wird als Rocking-Curve bezeichnet. Eine schematische Darstellung des verwendeten Aufbaus ist in Abbildung 3.6 zu finden, die Nomenklatur für die verwendeten Winkel in Abbildung B.2 im Anhang.

Für das Substrat ergibt sich in Abhängigkeit der Winkel ω und 2θ ein deutlicher Reflex, für die aufgewachsenen Schichten ist aufgrund von tetragonaler Verzerrung dann die Bragg-Bedingung für leicht größere oder kleinere Winkel erfüllt und es ergeben sich Schichtreflexe. Ein beispielhaftes XRD-Profil einer Heterostruktur mit unterschiedlichen kompressiv und tensil verspannten Schichten ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Tensil verspannte Schichten erscheinen durch die in Wachstumsrichtung kleine Gitterkonstante rechts vom Substratpeak, kompressiv verspannte Schichten links. Aus der Winkeldifferenz $\Delta\theta$ zum Substratpeak bei θ_{Sub} lässt sich die verspannte Gitterfehlانpassung $\Delta d/d^\perp$ errechnen:

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)^\perp = \Delta\theta \cot\theta_{\text{Sub}}. \quad (3.5)$$

Mithilfe der Vegard'schen Regel (Gl. 2.9) und der relaxierten Gitterfehlانpassung (siehe Gl. 2.11) des Materials kann dann für ternäre Materialien direkt auf deren Komposition geschlossen werden, sofern keine Relaxation vorliegt.

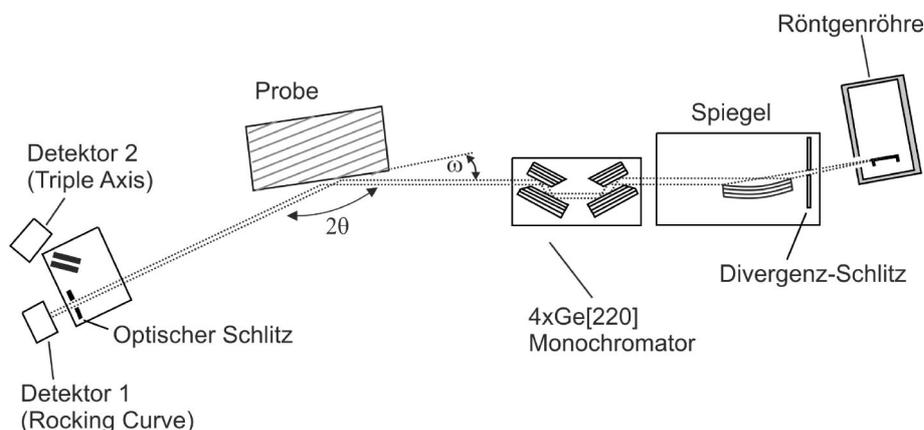


Abbildung 3 6: Strahlengang des verwendeten Röntgendiffraktometers für eine Rocking-Curve Messung aus [56].

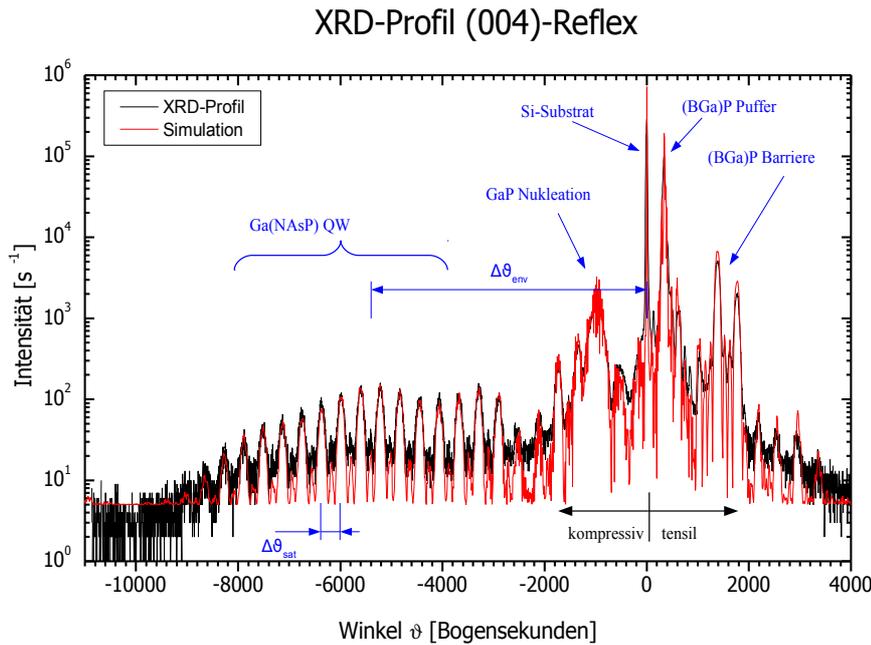


Abbildung 3.7: Beispielhafte dynamische Simulation eines XRD-Profiles aufgenommen an einer MQW-Struktur auf Si-Substrat. Schema der zugehörigen Struktur in Abbildung 5.1 im Anhang.

Im Falle von quaternären Materialien wird meist anhand einer ternären Teststruktur der prozentuale Anteil einer Komponente des Mischkristalls ermittelt. Wenn dann bei gleichem Angebot dieser Komponente in der Gasphase ein quaternäres Material abgeschieden wird, kann für folgende Schichten die Konzentration der Komponente im quaternären System als bekannt angenommen und aus dem Beugungsbild auf den Einbau der restlichen Komponenten geschlossen werden.

Wird eine Heterostruktur aus mehreren Schichten abgeschieden, tragen zusätzlich die Grenzflächen zwischen den einzelnen Schichten zur Interferenz bei. Es entstehen entsprechend zusätzliche Reflexe. Eine Vielzahl dieser Maxima sind ebenfalls in Abbildung 3.7 zu erkennen. Aus deren Abstand $\Delta\theta_{\text{sat}}$ kann auf die Dicke D der entsprechenden Schicht oder des entsprechenden Übergitters geschlossen werden, falls sich ein kompletter Schichtstapel periodisch wiederholt, und es gilt:

$$D = \frac{\lambda}{2 \cos \vartheta_{\text{Sub}} \cdot \Delta\theta_{\text{Sat}}} \quad (3.6)$$

Die Simulation der in dieser Arbeit vermessenen einfachen Einbautestschichten erfolgte mittels der Software *PANalytical X'Pert Epitaxy*, Version 4.1. Für kompliziertere MQW-Strukturen erfolgte die Ansimulation mit einem Programm, das im Rahmen einer Kooperation mit PASTIS CNRSM Brindisi von Leander Tapfer geschrieben wurde. Die

Simulation erfolgte im Rahmen einer dynamischen Theorie, deren Erklärung den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde. Eine genauere Betrachtung sowie eine Diskussion weiterer Analysemöglichkeiten mittels XRD findet sich beispielsweise in [57].

3.3.2 Rasterkraftmikroskopie

Bei der Untersuchung von Halbleiterproben wird die Rasterkraftmikroskopie (AFM, vorgestellt in [58]) in erster Linie zur Charakterisierung der Oberflächenmorphologie eingesetzt. Die Methode leitet sich von der Rastertunnelmikroskopie (STM) ab, wie sie von Binning und Rohrer 1981 entwickelt und für Oberflächenuntersuchungen angewendet wurde [59]. Bei beiden Methoden wird eine an einem Ausleger (Cantilever) befestigte Spitze rasterförmig dicht über die zu untersuchende Oberfläche bewegt. Die Kontrolle des Abstandes zur Oberfläche erfolgt bei STM über den

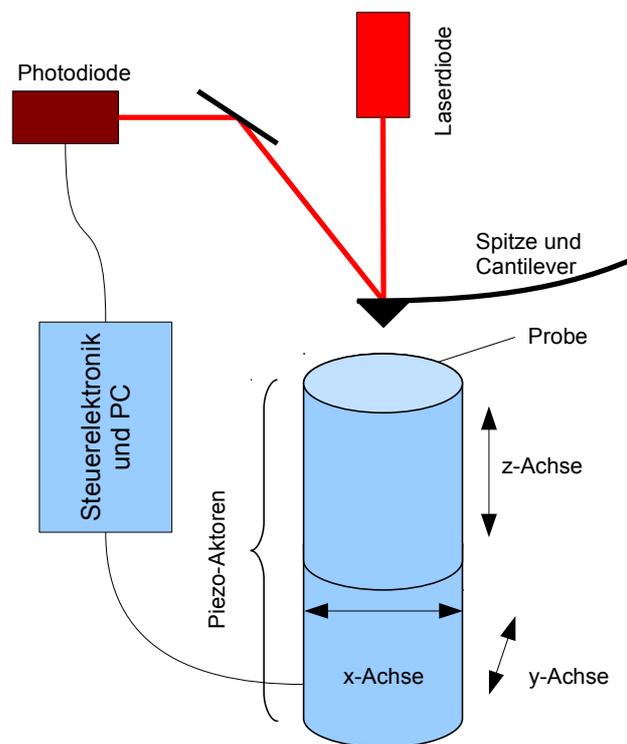


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung eines Rasterkraftmikroskops (AFM).

Tunnelstrom, der fließen kann, wenn eine Potentialdifferenz zwischen Spitze und Probe besteht. Eine elektrisch leitfähige Oberfläche ist daher Voraussetzung. Die entstehende Abbildung spiegelt dann in erster Linie die elektronischen Zustände an der Oberfläche wieder.

Da jedoch bei den meisten Halbleiterproben, vor allem nach Kontakt mit der Umgebungsluft, nicht von einer leitfähigen Oberfläche ausgegangen werden kann und zusätzlich eher Interesse an der tatsächlichen Oberflächenmorphologie besteht, kommt AFM als Charakterisierungsmethode zum Einsatz. Wie in Abbildung 3.8 dargestellt, wird die vertikale Bewegung der Spitze während der Rasterbewegung durch die Messung der Reflexion eines Laserstrahls auf deren Rückseite ermittelt. Es existiert in diesem Fall keine Potentialdifferenz zwischen Spitze und Probe. Die auf die Spitze ausgeübte Kraft geht dann je nach Abstand im Wesentlichen von der Van-der-Waals Wechselwirkung aus.

Die Spitze selbst wird mittels eines lithographischen Prozesses aus Silizium gefertigt und weist nahe ihres äußeren Endes einen Radius von ca. 10-15 nm auf. Die laterale Auflösung der Aufnahmen ist daher auf einen Bereich von etwa. 10 nm begrenzt, die Höhenauflösung hingegen liegt bei ca. 0,1 nm. Daher ist es möglich, einzelne atomare Stufen auf der Oberfläche zu betrachten.

Für die im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Proben kam der sog. Tapping-Mode zum Einsatz. Hierbei wird die Spitze durch ein weiteres Piezoelement nahe ihrer Resonanzfrequenz in Schwingung versetzt. Eine Änderung der Wechselwirkung bei der Rasterbewegung bewirkt dann eine Verstimmung der Resonanz und eine Verkleinerung der Schwingungsamplitude, die mit der Photodiode gemessen werden kann. Der Abstand zur Probe in z-Richtung wird dann durch die Computersteuerung nachgeregelt, sodass sich ein Rastern mit nahezu konstantem Abstand ergibt.

Der Tapping-Mode wird auch von dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten *Nanoscope IIIa* von *Digital Instruments* in der oben beschriebenen Weise unterstützt. Um Driftbewegungen beim Rastern zu minimieren, wird die Probe durch zylinderförmige Piezoelemente in allen drei Raumrichtungen bewegt. Die Spitze bleibt dabei an einem Ort stehen.

Mittels AFM ist nicht nur eine Charakterisierung der Oberfläche möglich, sondern nach entsprechender Präparation auch die Charakterisierung von Grenzflächen in der Struktur. Beim Wachstum von III/V-Halbleitern auf Silizium ist es insbesondere möglich, die III/V-Schichten nach dem Wachstum selektiv zu ätzen, sodass die Grenzfläche ohne Effekte von Oberflächenrekombination, wie sie auch beim Wachstum auftreten können, zu betrachten ist. Entsprechende Untersuchungen, beispielsweise im Rahmen der Arbeit [60], lieferten wertvolle Erkenntnisse für die Abscheidung des hier vorgestellten aktiven Materials auf Silizium.

3.3.3 Transmissionselektronenmikroskopie

Schon allein, weil die Dimensionen typischer Halbleiterbauelemente oft bis in den Bereich einiger Nanometer hinunterreichen, ist eine möglichst detaillierte mikroskopische Betrachtung mit hoher Auflösung als Untersuchungsmethode wünschenswert. Nicht nur für Halbleiterbauelemente, sondern auch für Halbleitermaterialien selbst können mikroskopische Betrachtungen wertvolle Erkenntnisse, beispielsweise über Kristalldefekte und deren Entstehungsmechanismen liefern. Durch die Wellenlänge des verwendeten Lichtes limitiert, stößt die optische Mikroskopie jedoch bereits in Größenordnungen um einige

hundert Nanometer an ihre Auflösungsgrenzen. Daher kommt die Elektronenmikroskopie zum Einsatz, bei der die Wechselwirkung von beschleunigten Elektronen mit Materie ausgenutzt wird.

Im Fall des Transmissionselektronenmikroskops (TEM) wird ein Elektronenstrahl im Ultrahochvakuum mit bis zu 300 kV beschleunigt, was einer De-Broglie-Wellenlänge von etwa 2 pm entspricht. Dies ist zwar weit unterhalb der Gitterkonstante von Festkörpern, doch wird das Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskops üblicherweise durch

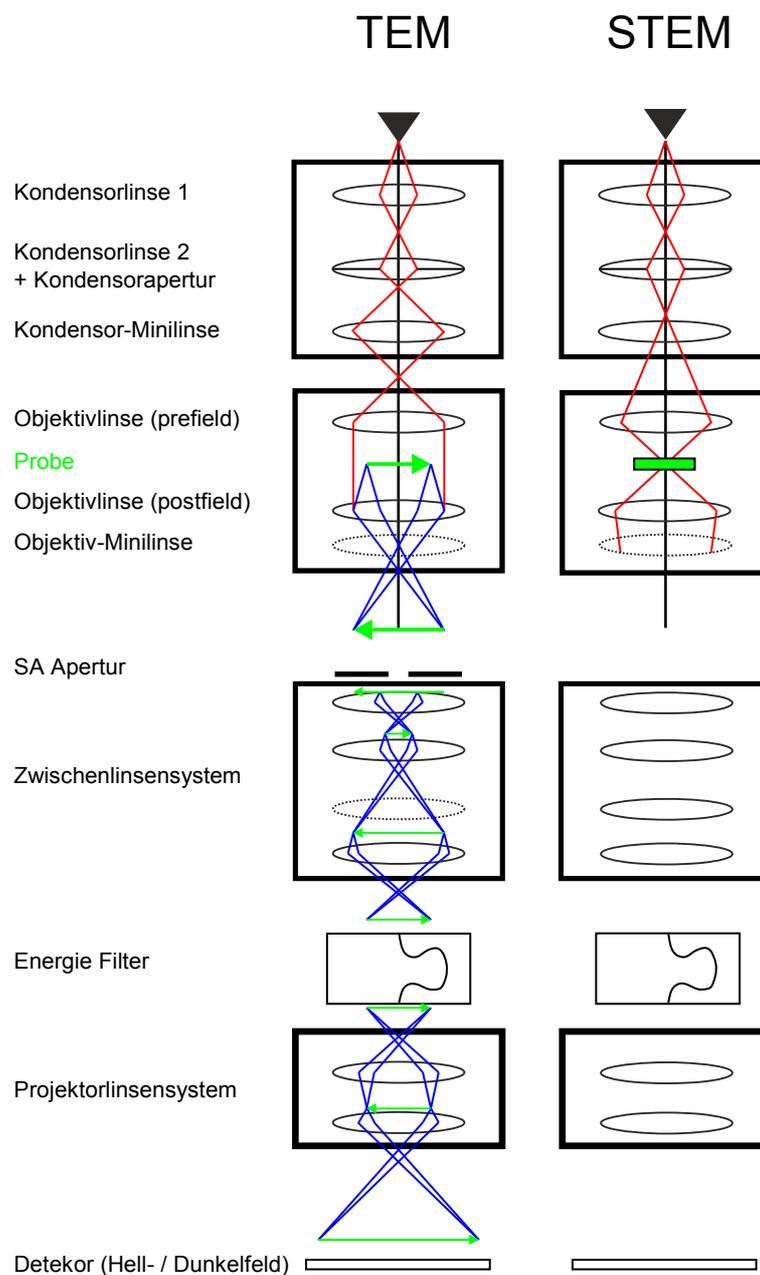


Abbildung 3.9: Strahlengang (vereinfachte Darstellung) im TEM (links) und STEM (rechts). Korrektoren sowie Aufnahmemodi im reziproken Raum sind nicht dargestellt.

Abbildungsfehler der magnetischen Linsen beeinträchtigt. Erst durch neuartige Korrektoren für diese magnetischen Linsen ist es daher in den letzten Jahren gelungen, das Auflösungsvermögen so weit zu verbessern, dass regelmäßig Auflösungen im Sub-Å-Bereich erreicht werden können.

Die zu untersuchende Probe muss dazu als sehr dünne Schicht vorliegen, die vom Elektronenstrahl durchdrungen werden kann. Im Rahmen der Probenpräparation wird dazu mittels Ar^+ -Ionen ein kegelförmiges Loch in der Probe hergestellt, an dessen Rändern sich eine elektronentransparente Schichtdicke ergibt. Zur Abbildung tragen dann einige hundert bis wenige tausend Atomlagen bei.

Der Strahlengang bei verschiedenen Aufnahmemodi ist in Abbildung 3.9 vereinfacht dargestellt. Bei den TEM Modi fällt ein parallel aufgefächerter Elektronenstrahl auf die Probe. Nach Passage der abbildenden Optik ergibt sich je nach Einstellung des Zwischenlinsensystems ein Bild der Probe im Realraum oder im reziproken Raum. Alternativ kann im Rastertunnelelektronenmikroskop (STEM) ein fokussierter Elektronenstrahl über die Probe gerastert werden. Ein Szintillator-Detektor wertet dann zu jedem Zeitpunkt die Intensität der Rutherford-gestreuten Elektronen aus, sodass daraus ein Bild im Realraum zusammengesetzt werden kann.

Im Detail können die beschriebenen Abbildungsmodi noch wesentlich modifiziert werden. So kann beispielsweise durch Auswahl unterschiedlicher Reflexe bei der Abbildung eine chemisch sensitive oder verspannungssensitive Abbildung erreicht werden. Ebenso kann durch Auswertung der Streuung in besonders hohe Streuwinkel die Kernladungszahl der an der Wechselwirkung beteiligten Atomrümpfe abgeschätzt werden, was eine orts aufgelöste quantitative Analyse der Materialzusammensetzung ermöglicht. Die bei der Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl emittierten charakteristischen Röntgenquanten lassen ebenfalls eine Auswertung der Komposition mittels energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDX) zu. Eine detaillierte Beschreibung dieser Möglichkeiten geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus, deren Nutzung am Ga(NAsP)-Materialsystem ist aber für zukünftige Untersuchungen geplant.

Für die Untersuchung von Ga(NAsP)-Heterostrukturen standen ein TEM *JEOL JEM-3010* und ein doppelt Cs-korrigiertes STEM *JEOL JEM-2200FS* zur Verfügung. Mit letzterem wird im Rahmen zukünftiger Arbeiten auch die quantitative Analyse der Materialzusam-

mensetzung in Ga(NAsP)-Heterostrukturen angestrebt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden von B. Haas und T. Wegele durchgeführt.

3.3.4 Rasterelektronenmikroskopie

Soll die Oberfläche einer Halbleiterprobe mit Auflösungen jenseits der eines Lichtmikroskops abgebildet werden, bietet sich die Rasterelektronenmikroskopie (REM) an. Ähnlich wie bei STEM wird hier ein Elektronenstrahl im Ultrahochvakuum erzeugt, durch ein System von Magnetlinsen fokussiert und über die Probenoberfläche gerastert. Die Beschleunigungsspannung liegt hierbei jedoch nur bei ca. 5-20 kV, sodass eine begrenzte Eindringtiefe der Elektronen in das Material gegeben ist. Zur Bildgebung können unter anderem die zurück gestreuten Elektronen, die Sekundärelektronen oder die emittierten charakteristischen Röntgenquanten genutzt werden. Es lassen sich teilweise ohne aufwändige Probenpräparation Aufnahmen der Oberfläche mit einer großen Tiefenschärfe über einen weiten Vergrößerungsbereich erstellen.

Die laterale Auflösung bei dieser Methode ist üblicherweise auf etwa 50 nm begrenzt. Trotz fehlender atomarer Auflösung eignet sie sich aber beispielsweise sehr gut, um die Auswirkung der Prozessierung auf Bauelemente zu untersuchen. So können die Qualität der gebrochenen Laserfacetten sowie die Homogenität der aufgedampften Goldkontakte überprüft werden. Darüber hinaus kann mittels Ätztiefenbestimmung die Ätzrate bei unterschiedlichen nasschemischen Ätzprozessen zur Strukturierung bestimmt und kontrolliert werden. Die Messung von austretenden Sekundärelektronen lässt Rückschlüsse auf deren Austrittsarbeit zu, wie sie beispielsweise durch Dotierung verändert werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit konnte mittels REM Aufnahmen also eine gleichbleibende Qualität der Prozessierung sichergestellt werden.

3.3.5 Sekundärionen Massenspektrometrie

Eine Möglichkeit zur Analyse der quantitativen Zusammensetzung eines Festkörpers bietet die Sekundärionen Massenspektrometrie (SIMS). Hierbei wird mittels beschleunigten Ionen ein Loch in eine Probe im Vakuum gesputtert. Die dabei weggeschleuderten Atome sind zum Teil ionisiert und werden dann als Sekundärionen bezeichnet. Die Untersuchung der Sekundärionen mittels eines Massenspektrometers erlaubt dann die Ermittlung der relativen Häufigkeit einzelner Spezies im ursprünglichen Festkörper.

Durch die zeitaufgelöste Messung können die einzelnen Schichten einer Heterostruktur während des Sputterns erkannt werden. Da das gesputterte Loch jedoch keine einheitliche Tiefe an allen Stellen besitzen muss, ist die Tiefenauflösung meist auf einen Bereich von einigen zehn Nanometern begrenzt. Weiterhin müssen Matrixeffekte bei der Interpretation der Messdaten beachtet werden, denn es können sich auch ionisierte Gruppen von Atomen lösen, die im Massenspektrometer wie ein Ion höherer Masse erscheinen.

Die Abschätzung von Dotierstoffkonzentrationen kann erfolgen, wenn die Apparatur an Proben mit bekannter Dotierstoffkonzentration bei gleicher Sputterraten kalibriert wird. Die erzielten Zählraten können dann auf eine Dichte pro cm^3 umgerechnet werden.

Die in dieser Arbeit vorgestellten SIMS Messungen wurden von der RTG Mikroanalyse GmbH in Berlin durchgeführt, die Kalibrierung für Dotierstoffe erfolgte an ionenimplantierten Proben.

3.4 Elektrische Charakterisierung

Da es Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist, eine elektrisch gepumpte Laserstruktur zu optimieren, wird auch der Stromtransport durch die gesamte Struktur untersucht. Unterschiedliche Schichten kommen für Kontaktierung und Stromtransport zum Einsatz. Im Folgenden sollen daher zwei unterschiedliche Methoden zur Bestimmung von Ladungsträgerdichte bzw. Leitfähigkeit dotierter Halbleiterschichten vorgestellt werden.

3.4.1 Transportmessungen an Hallproben

Wo immer möglich wurden die zur Kontaktierung notwendigen dotierten Materialien mittels eines Hall-Aufbaus auf ihre Leitfähigkeit hin untersucht. Gegenüber anderen Methoden besteht hier der Vorteil, dass eine Aussage über Leitfähigkeit, Ladungsträgerdichte, Beweglichkeit und Typ der Ladungsträger gefällt werden kann. Bei der Vermessung der Proben wurde die van-der-Pauw Methode angewendet, wie sie in [61] beschrieben wird. Vorteilhaft ist, dass hierbei keine spezielle Probengeometrie und somit keine aufwändige Prozessierung der Proben notwendig ist. Es müssten lediglich vier Kontakte an den Rändern eines einfach zusammenhängenden Gebietes positioniert werden.

Im ersten Schritt wird eine Messung den Schichtwiderstandes ohne Magnetfeld durchgeführt, im zweiten Schritt eine Messung der Hallspannung U_H mit angelegtem Magnetfeld. Der Aufbau erlaubt die Vermessung in einem Magnetfeld von bis zu 0,7 T, wobei die Temperatur der Probe bei Montage in einem Kontaktgas-Kryostaten zwischen 4

und 400 K geregelt werden kann. Die Kontaktierung erfolgt durch Indiumpunkte auf der Oberfläche, die zur Vermeidung von Schottky-Kontakten einlegiert sind.

Der Einfachheit halber werden nahezu quadratische Probenstücke mit vier Kontakten in den Ecken genutzt, sodass der Vergleich von Messungen bei Vertauschung je zweier gegenüberliegender Kontakte die Überprüfung der Homogenität der Probe erlaubt. Einflüsse von Thermospannung und Magnetowiderstand können durch Umkehrung von Stromrichtung bzw. Magnetfeldrichtung rechnerisch eliminiert werden.

Die Messung ohne Magnetfeld liefert dabei zunächst den Schichtwiderstand R_{\square} , sodass der spezifische Widerstand ρ bzw. die Leitfähigkeit σ erst durch Berücksichtigung der Schichtdicke ermittelt werden können. Ebenso ist die Messung der Hallspannung mit Magnetfeld nur aufschlussreich, falls eine Majoritätsladungsträgerspezies (beispielsweise durch Dotierung) klar zu definieren ist. In diesem Fall kann aus dem Hallwiderstand R_H die Flächenladungsträgerdichte n_s errechnet werden. Erst bei bekannter Schichtdicke ist dann wiederum die Ermittlung der 3D-Ladungsträgerkonzentration n möglich. Zusammen mit dem spezifischen Widerstand kann dann auf die Beweglichkeit μ der Ladungsträger geschlossen werden.

Da die korrekte Bestimmung der effektiv vermessenen Schichtdicke also essentiell für die Auswertung der Messung ist, muss die Ausbildung von Verarmungszonen an beiden Grenzflächen der vermessenen Schicht berücksichtigt werden. Die vermessene Schicht sollte also wesentlich dicker als die zu erwartenden Verarmungszonen sein. Ebenso darf die Leitfähigkeit nicht durch Aufwachsen auf ein leitfähiges Substrat verändert werden. Die Verfügbarkeit von entsprechend isolierenden oder semi-isolierenden Substraten ist also notwendige Voraussetzung für eine erfolgreiche Hall-Messung.

Durch Betrachtung der Temperaturabhängigkeit der ermittelten Werte kann eine Aussage über die Dotierstoffkonzentration im Halbleiter sowie die Aktivierungsenergie der Dotierstoffe getroffen werden. Durch Auftragung der Ladungsträgerdichte im Arrheniusplot erkennt man, dass bei tiefen Temperaturen zunächst Ladungsträger aus Niveaus der Dotierstoffe aktiviert werden (Reservebereich), bei höheren Temperaturen eine Sättigung eintritt (Erschöpfungsbereich) und schließlich die Eigenleitung erreicht wird. Das Verhalten ist graphisch in Abbildung B.3 im Anhang dargestellt. Für die Temperaturabhängigkeit der Hallkonstante R_H gilt im Reservebereich

$$R_{H,p} \propto T^{-\frac{3}{4}} e^{\frac{E_A}{2kT}} \quad \text{bzw.} \quad R_{H,n} \propto T^{-\frac{3}{4}} e^{\frac{E_D}{2kT}} \quad (3.7)$$

mit der Aktivierungsenergie E_A des Akzeptors, bzw. E_D des Donators.

Bei höherer Temperatur im Erschöpfungsbereich sind dann alle Ladungsträger aus Dotierstoffen aktiviert und die gemessene Ladungsträgerdichte entspricht der Dichte der elektrisch aktivierbaren Dotanden, welche nicht in jedem Fall mit der Dichte der tatsächlich eingebauten Dotanden übereinstimmen muss. Können die diskutierten Bereiche also sauber identifiziert werden, erlaubt die temperaturabhängige Hallmessung die Bestimmung von Aktivierungsenergie und Konzentration der elektrisch aktiven Dotanden.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Hall-Messungen wurden von C. Lück (AG Stolz, Philipps-Universität Marburg) und S. Ziegler (Fa. NAsP_{III/V}, Marburg) durchgeführt. Eine eingehende Beschreibung der Messmethode findet sich auch in [62] eine umfassendere Darstellung der Grundlagen beispielsweise in [18].

3.4.2 Transferlängen-Messung

Eine alternative Methode zur Ermittlung der Leitfähigkeit stellt die Transferlängenmessung (TLM) dar. Dazu wird ähnlich wie bei der Hall-Messung eine ausreichende dicke dotierte Schicht auf einem (semi-) isolierendem Substrat oder auf einer isolierenden Pufferschicht abgeschieden. Diese wird mit rechteckigen Goldkontakten kontaktiert, die mittels

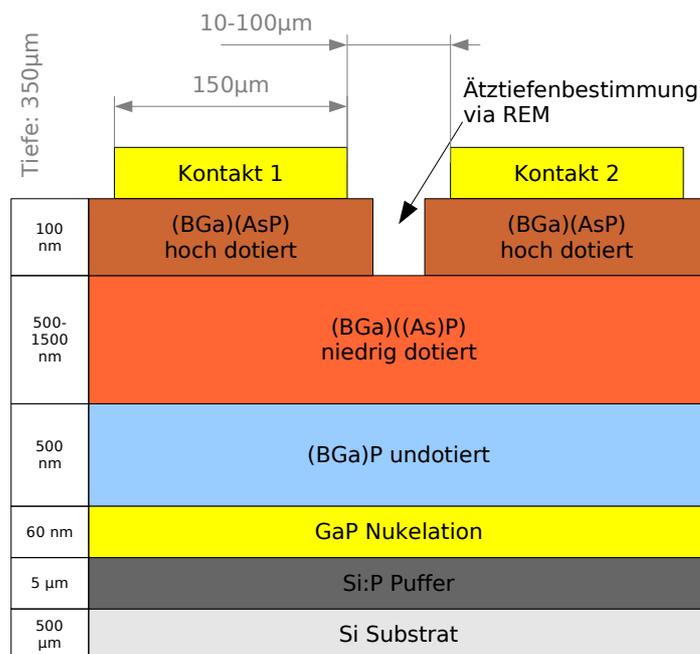


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung einer TLM-Struktur mit Deckschicht, fertig prozessiert.

eines lithographischen Prozesses definiert werden. Es entsteht ein Satz gleich großer Goldkontakte mit unterschiedlichen Abständen. Zur Minimierung des Kontaktwiderstandes kann es notwendig sein, eine hoch dotierte Kontaktschicht zwischen der zu messenden Schicht und den Kontakten aufzubringen. Diese muss zur Vermeidung parasitärer Strompfade ebenfalls durch einen Ätzprozess vor der Messung entfernt werden. Der Querschnitt einer möglichen Probenstruktur ist in Abbildung 3.10 dargestellt.

Für zwei jeweils benachbarte Kontakte der Breite b mit definiertem Abstand a wird dann eine Widerstandsmessung des Gesamtwiderstandes R_{ges} durchgeführt und es gilt:

$$R_{ges} = 2R_K + \frac{R_{\square}}{b} \cdot a, \quad (3.8)$$

wobei R_{\square} der Schichtwiderstand und R_K der Kontaktwiderstand sind. Bei Messung eines gesamten Satzes von Kontaktpaaren ergibt sich also eine Gerade aus deren Steigung R_{\square} und aus deren Achsenabschnitt R_K bestimmt werden können.

Für im Rahmen dieser Arbeit kamen Kontaktabstände von 10-100 μm bei einer Kontaktbreite von 350 μm und einer Kontaktlänge von 150 μm zum Einsatz. Die Messung des Widerstandes wurde mittels Vierpunktmessung durchgeführt. Daher können Widerstände in den Zuleitungen und bei der Kontaktierung der Kontaktflächen vernachlässigt werden.

Als Vorteil gegenüber der Hall-Messung ist die Ermittlung des Kontaktwiderstandes zu nennen, vor allem, da bei der Kontaktierung die gleiche Metallisierung wie in einer fertigen Laserstruktur zum Einsatz kommt. Nachteilig wirkt sich aus, dass weder Ladungsträgerdichte noch Beweglichkeit getrennt bestimmt werden können. Weiterhin ist die Prozessierung der Proben wesentlich aufwändiger.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden von C. Lück und S. Ziegler durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung der Messmethode ist in [50; 62] zu finden.

3.5 Photolumineszenz

Die Untersuchung der Photolumineszenz (PL) stellt für das Materialsystem Ga(NAsP) wie auch für die meisten für optoelektronische Bauelemente geeigneten Materialien, eine zentrale Charakterisierungsmethode dar. Hierbei wird eine Probe optisch angeregt, üblicherweise durch einen Laserstrahl. Das emittierte Licht wird dann spektral, teilweise auch zeitaufgelöst untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Versuchsaufbauten zur Vermessung genutzt, von denen der komplexere in Abbildung 3.11

schematisch dargestellt ist. Alternativ stand ein sog. PL-Mapper, zur Verfügung, der die automatische orts aufgelöste Messung der Photolumineszenz auf einem ganzen Wafer erlaubt. Die einfachere Bedienung und schnellere Messung wird dabei mit einer wesentlich geringeren Anregungsleistung und somit einem schlechteren Signal-Rauschverhältnis erkauft.

Der Photolumineszenzaufbau aus Abbildung 3.11 wird zur Vermessung von Ga(NAsP)-Strukturen mit einem Argon-Ionen-Laser von *Coherent* Typ *Innova 100* mit einer maximalen optischen Gesamtleistung von etwa 25 W betrieben. Die Mode bei $\lambda = 514 \text{ nm}$ wird mittels eines Prismenmonochromators herausgefiltert und stellt auf der Probe eine Anregungsleistung zwischen 1 und 100 mW auf einer etwa kreisförmigen Fläche zur Verfügung. Die Intensität ist dabei Gauß-verteilt mit einem Durchmesser für die Halbwertsbreite von ca. $160 \mu\text{m}$. Das emittierte Licht passiert einen Filter zur Unterdrückung des Anregungslichtes und wird in einen 1 m langen *Czerny-Turner-Monochromator* Typ *THR 1000* der Firma *Jobin Yvon* eingekoppelt. Zur Analyse stehen ein stickstoffgekühlter Germanium-Detektor und ein GaAs-Detektor bereit, die zusammen einen spektralen Bereich von 550 nm - 1700 nm abdecken. Die durch einen Zerhacker modulierte Anregung bedingt ein moduliertes Messsignal, das durch Verwendung eines Lock-in-Verstärkers von *Stanford Instruments* Typ *SR510* aufbereitet wird.

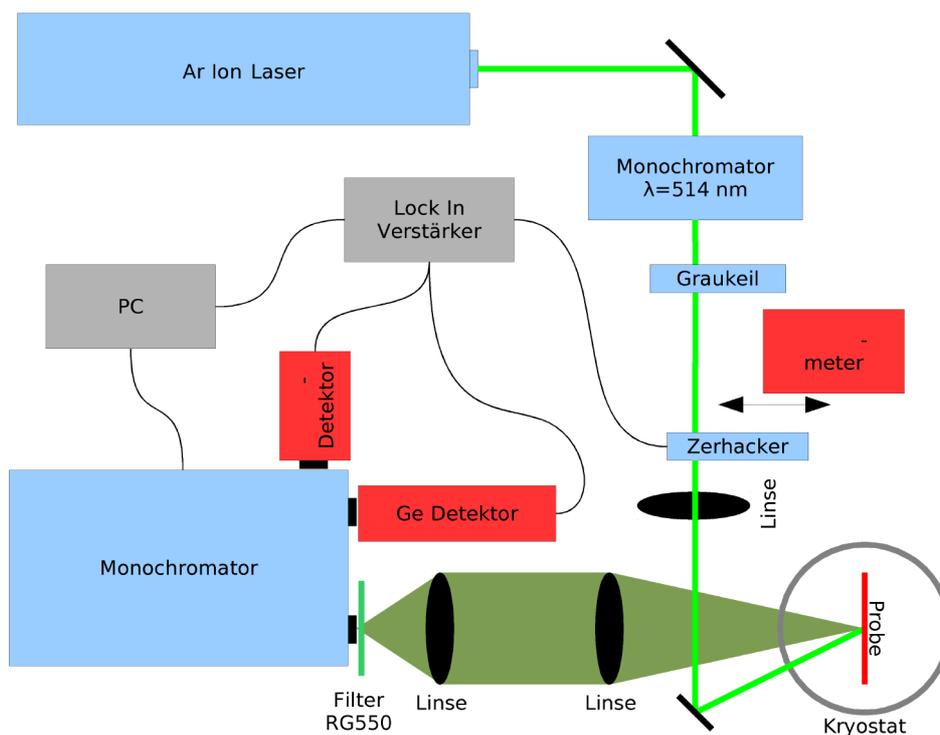


Abbildung 3 11: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der Photolumineszenz.

Da die Probe in einem Kryostaten montiert ist, kann die Messung in einem Temperaturbereich von 10 bis 400 K durchgeführt werden. Die entstehenden Spektren lassen nicht nur Rückschlüsse auf die Bandlücke des aktiven Materials sondern auch, durch Beobachtung von Unordnungseffekten, wie sie in Abschnitt 2.3.1 diskutiert werden, auf den Stickstoffeinbau und dessen Homogenität zu.

Erweiterte Untersuchungen, insbesondere unter Variation der Anregungswellenlänge (PLE) wurden unter Anderem in Kooperation mit der AG Heimbrod, Uni Marburg von S. Gies durchgeführt [63].

3.6 Charakterisierung kompletter Laserstrukturen

Durch die Beobachtung von Widerstand und Elektrolumineszenz (EL) beim elektrischen Pumpen einer Laserstruktur lassen sich Aussagen über die Eignung und das Zusammenwirken aller beteiligten Schichten treffen. Ebenso werden die Auswirkungen jedes Prozessschrittes bis zur fertigen Laserstruktur deutlich. Die vielen beteiligten Prozessschritte im Vorfeld der Messung stellen aber auch eine große Anzahl an möglichen Fehlerquellen dar. Deshalb soll im Folgenden zunächst die Prozessierung von Laserstrukturen diskutiert werden, bevor auf deren Messung unter elektrischer Injektion eingegangen wird.

3.6.1 Prozessierung von Breitstreifenlasern

Die Prozessierung einer Laserstruktur nach dem Wachstum unterscheidet sich deutlich je nach verwendetem Substrat und der Art der gewünschten Strominjektion. Zuerst wird daher auf die wesentlich einfacheren Strukturen mit Rückseitenkontakt eingegangen, bevor die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelte laterale Strominjektion diskutiert wird.

Strominjektion per Rückseitenkontakt

Die Strominjektion per Rückseitenkontakt kann immer dann erfolgen, wenn ein ausreichend leitfähiges Substrat verwendet wurde, sodass auf dem Strompfad durch das Substrat zum aufgewachsenen Laser nur ein geringer elektrischer Widerstand zu überwinden ist. Im Fall der hier diskutierten Proben kann das nur geschehen, wenn GaP-Substrat mit ausreichender Dotierung verwendet wurde, beispielsweise GaP:S mit $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Das zur Verfügung stehende Si:P-Substrat ist mit $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ zu schwach dotiert für diese Prozessierung.

Auf die Vorderseite der Probe werden mittels einer Metall-Streifenmaske Goldkontakte mit Breiten von 50 oder 100 μm aufgedampft. Die Rückseite wird flächig mit Gold bedampft. Danach wird das Substrat angeritzt und ggf. unter Zuhilfenahme einer Glasfaser gespalten (siehe auch Abschnitt 4.1). GaP-Substrat zeigt dabei üblicherweise außergewöhnlich glatte Bruchkanten. Eine fertig prozessierte Struktur im Messaufbau ist in Abbildung B.4 im Anhang dargestellt.

Bei der Verwendung von höher dotierten Si-Substraten ist prinzipiell auch dort eine Rückseitenkontaktierung möglich, ggf. unter Verwendung von alternativen Kontaktmetallen, beispielsweise Aluminium. Entsprechende Experimente sind Gegenstand aktueller Untersuchungen.

Laterale Strominjektion

Die laterale Strominjektion kommt bei nicht ausreichender Leitfähigkeit des Substrates zum Einsatz und wurde an Ga(NAsP)-Strukturen erstmals im Rahmen der Arbeit [39] durchgeführt. Auch wenn ein ausreichend leitfähiges Substrat vorliegt ist die Methode in Hinblick auf die spätere Integration von Laserstrukturen in den CMOS-Prozess interessant und als notwendige Vorarbeit zu betrachten.

Ein Querschnitt von Strukturen mit zwei möglichen Prozessierungen ist in Abbildung 3.12 dargestellt. In beiden Fällen werden zunächst durch Photolithographie mit Photopositivlack Bereiche definiert, in denen das III/V-Material ganz oder teilweise abgeätzt wird. Das Ätzen geschieht nasschemisch in einer Lösung aus konzentrierter HCl und konzentriertem HNO_3 im Verhältnis 1:1 (ähnlich Königswasser). Da diese Säure kein Silizium angreift, ist ein selektives Ätzen bis auf das Si-Substrat ohne genaue Kenntnis der Ätzrate möglich (Abbildung 3.12 links). Ist eine definierte Ätztiefe gewünscht, muss die Ätzrate durch Ätzen einer Teststruktur und Tiefenbestimmung im Querschnittbild mittels REM durchgeführt werden (Abbildung 3.12 rechts).

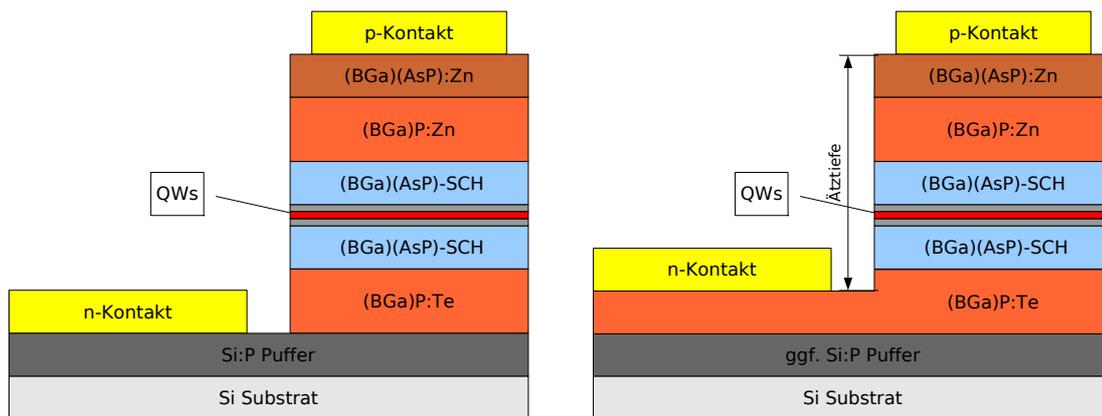


Abbildung 3.12: Möglichkeiten für laterale Kontaktierung

links: n-Kontakt direkt auf Si-Substrat (mit dotiertem Si-Puffer)

rechts: n-Kontakt auf n-dotierter (BGa)P-Schicht (ggf. mit dotiertem Si-Puffer).

Anschließend wird durch Photonegativlack eine Maske definiert, die das Aufdampfen von Goldstreifen in den Breiten 50 bzw. 100 μm auf dem gesamten Schichtstapel und 100 bzw. 200 μm auf den heruntergeätzten Bereichen erlaubt. Die Abfolge der Kontakte ist Abbildung B.6 im Anhang zu entnehmen. Für den p-Kontakt kommt eine Metallisierung aus 20 nm Chrom und 500 nm Gold zum Einsatz. Für den n-Kontakt eine Schichtfolge aus 1,5 nm Chrom, 20 nm $\text{Au}_{88}\text{Ge}_{12}$ und 400 nm Gold, wobei das Chrom lediglich als Haftvermittler dient. Anschließend folgt eine Einlegierung der Kontakte für 5min bei 475°C im RTA.

Proben auf Si-Substrat werden üblicherweise in Barren mit Breiten von 750 bis 2000 μm gespalten. Da nicht polares Silizium wesentlich schlechtere Spalteigenschaften als beispielsweise das polare GaP besitzt, muss das Substrat vor dem Spalten durch Schleifen auf eine Dicke von 100 bis 120 μm gedünnt werden. Eine entsprechende Spaltprozedur wird in Abschnitt 4.1 diskutiert.

3.6.2 Elektrolumineszenz

Die Vermessung der EL erfolgte auf einem speziell darauf eingerichteten Messplatz mit einer gepulsten Spannungsquelle. Der grundlegende Aufbau des Messplatzes wird im Detail in [64] beschrieben. Für die Messung der im Folgenden diskutierten Proben wurden sowohl der Messaufbau als auch die Software umfassenden Modifikationen unterzogen, das Prinzip der Messung bleibt jedoch gleich.

Ein gepulster Betrieb der Laserstruktur ist nötig, da ein dauerhafter Betrieb (CW) hohe Wärmeverluste in der Probe verursachen würde. Alternative Lasergeometrien, wie

beispielsweise der Rippenwellenleiter, ermöglichen eine weitaus bessere thermische Ankopplung an eine Wärmesenke. Erst bei geänderter Prozessierung und nach sehr sorgfältiger Optimierung ist daher davon auszugehen, dass eine zerstörungsfreier CW-Betrieb überhaupt möglich ist.

Bei der Konzeption der gepulsten Stromzuführung müssen die Regeln der Hochfrequenztechnik beachtet werden, um steile Pulsflanken zu erhalten und Signalreflexionen zu vermeiden. Je nach Art der Kontaktierung kommen unterschiedliche Kontaktnadeln zum Einsatz. Die genutzten gepulsten Stromquellen sind entweder sehr nah an der Laserstruktur platziert und mit kurzen Kabeln verbunden, um steile Pulsflanken zu erhalten, oder es wird durch Widerstandsnetzwerke nahe der Probe eine möglichst gute Impedanzanpassung und Dämpfung reflektierter Pulse erreicht.

Ein Schaltbild des verwendeten Aufbaus ist in Abbildung B.7 im Anhang dargestellt. Die Spannungsmessung erfolgt direkt über einen Kanal eines Oszilloskops *Textronix* Typ *TDS 220*, die Strommessung erfolgt gleichzeitig über einen Shuntwiderstand mit dem zweiten Kanal. Durch Verwendung unterschiedlicher Pulser sind Pulsdauern zwischen 4 ns und 400 ns zu erreichen. Die maximal injizierte Stromdichte hängt vom Widerstand des Lasers ab und beträgt derzeit bis zu 6 A unter Verwendung eines kommerziellen Pulsers der Firma *Avtech* Typ *AVL-2-B*. Alternativ kommt ein Pulser, angefertigt von der Elektronikwerkstatt des FB Physik der Philipps-Universität Marburg zum Einsatz, bei dessen Benutzung der Pumpstrom üblicherweise auf deutlich unter 4 A begrenzt ist. Die Messung der optischen Ausgangsleistung erfolgt über ein *Newport 1836-C* Powermeter mit Halbleiterdetektor.

Bei der Messung werden sowohl die optische Ausgangsleistung als auch die U/I-Kennlinie ermittelt. Über die Kenntnis von Pulslänge und Tastverhältnis, bzw. Messung einer etwaigen technisch bedingten Pulsverbreiterung wird die mit einem relativ trägen Detektor ermittelte Ausgangsleistung in eine gedachte Ausgangsleistung bei CW-Betrieb umgerechnet. Dabei liefert die Auftragung der optischen Ausgangsleistung die optische Effizienz η_λ in der Einheit W/A. Durch Umrechnung mit der Energie der emittierten Photonen erhält man die zu η_λ proportionale differentielle Effizienz η_d . Da die Emission der innerhalb dieser Arbeit betrachteten Strukturen immer bei ähnlichen Wellenlängen von ca. 950 nm erfolgte, wird auf die gesonderte Betrachtung von η_d verzichtet und statt dessen direkt anhand von η_λ argumentiert.

Weiterhin ist für die spätere Beurteilung einer Laserstruktur eher die Stromdichte des Pumpstroms als der Pumpstrom selbst interessant. Die Umrechnung kann über die Größe des gepumpten p-Kontaktes erfolgen. Zur besseren Unterscheidung werden bei Strukturen mit lateraler Strominjektion jeweils Kontaktpaare definiert. Dabei handelt es sich entweder um einen $50\ \mu\text{m}$ breiten p-Kontakt mit einem $200\ \mu\text{m}$ breiten n-Kontakt, im Folgenden bezeichnet als $50\ \mu\text{m}$ Kontaktpaar, oder einen $100\ \mu\text{m}$ breiten p-Kontakt mit einem $100\ \mu\text{m}$ breiten n-Kontakt, im Folgenden bezeichnet als $100\ \mu\text{m}$ Kontaktpaar. Es handelt sich um eine reine Nomenklatur, da die Kontaktierung eines p-Kontaktes auch zusammen mit dem jeweils anderen benachbarten n-Kontakt erfolgen könnte (siehe Abbildung B.6 im Anhang).

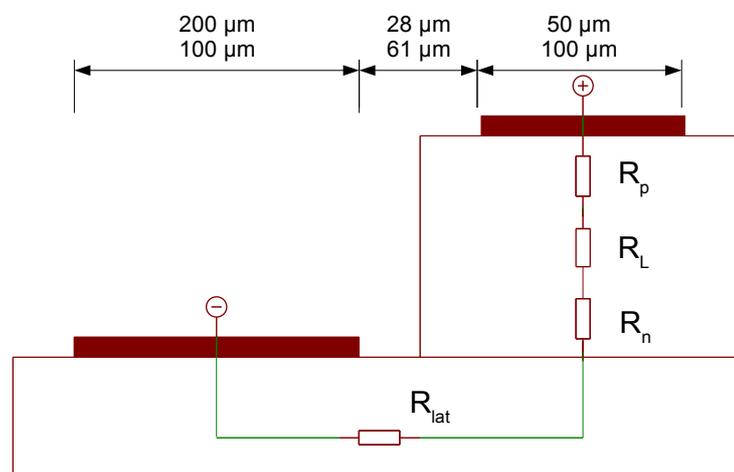


Abbildung 3.13: Breite und Abstände der Kontakte bei lateraler Kontaktierung sowie zu erwartende Widerstandsbeiträge durch n-Kontaktschicht (R_n), p-Kontaktschicht (R_p), lateralen Stromtransport (R_{lat}) und aktivem Bereich (R_L).

Die einzelnen Widerstände, die auf unterschiedlichen Abschnitten des Strompfades einen Beitrag zum Gesamtwiderstand leisten, sind in Abbildung 3.13 dargestellt. Die möglichst exakte Abschätzung der einzelnen Beiträge anhand unterschiedlicher Teststrukturen ist Gegenstand dieser Arbeit. Die für die entsprechenden geometrischen Überlegungen nötigen Messgrößen für die Kontaktbreiten und -abstände sind ebenfalls in Abbildung 3.13 aufgetragen.

Der verwendete Lasermessplatz erlaubt durch Kopplung mit dem PL-Messplatz ebenfalls eine spektral aufgelöste Messung der Elektrolumineszenz, wie in Abbildung B.8 im Anhang dargestellt ist. Hierbei wird der Lock-in-Verstärker mit dem Pulser gekoppelt, sodass eine Operation auf der Betriebsfrequenz des Lasers möglich ist. Innerhalb dieses

Aufbaus wird ein Laserbarren nicht mit Nadeln, sondern mittels Drahtbonding auf einer Platine kontaktiert, die wiederum die Montage in einem Kryostaten erlaubt. Daher ist gleichzeitig auch die temperaturabhängige Messung der Elektrolumineszenz möglich. Als Nachteil sind wesentlich unzuverlässigere Messungen der optischen Ausgangsleistung zu nennen, da das emittierte Licht zuerst die Kryostatfenster passieren muss. Quantitativ sind Messungen innerhalb und außerhalb des Kryostaten leider nicht direkt miteinander zu vergleichen.

Kapitel 4: Optimierung der Lasergeometrie und geeigneter Charakterisierungsmethoden

Im Folgenden Kapitel werden zunächst die Ergebnisse einer grundlegenden Charakterisierung von Laserstrukturen auf Si-Substrat vorgestellt. Darauf aufbauend werden Maßnahmen diskutiert, die eine verbesserte Charakterisierung folgender Lasergenerationen erlauben. Das schließt sowohl eine veränderte Prozessierung der Laserstrukturen als auch Änderungen am experimentellen Aufbau zur Messung der Elektrolumineszenz ein.

4.1 Laserfacetten bei Breitstreifenlasern auf Silizium

Eine notwendige Bedingung zum Erreichen von Lasertätigkeit ist das Einbetten des aktiven Materials in einen hinreichend guten optischen Resonator. Bei den hier vorgestellten Breitstreifenlasern entsteht eine Laserkavität stets durch die Ausbildung von Spiegeln bzw. Facetten an den Bruchkanten eines Laserbarrens. Da Si-Substrat dazu neigt, bei mechanischer Beanspruchung nicht in eine Vorzugsrichtung zu brechen, sind nicht zwingend ebene Facetten an den Bruchkanten zu erwarten. Dies gilt sowohl für Substrate mit Dicken von 500-750 μm als auch für mechanisch gedünnte Strukturen (Solldicke 100 μm).

Zwei mögliche Spaltprozeduren sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Bei der herkömmlichen Prozedur wird die Probe entlang der gesamten Sollbruchkante mit einer Diamantspitze

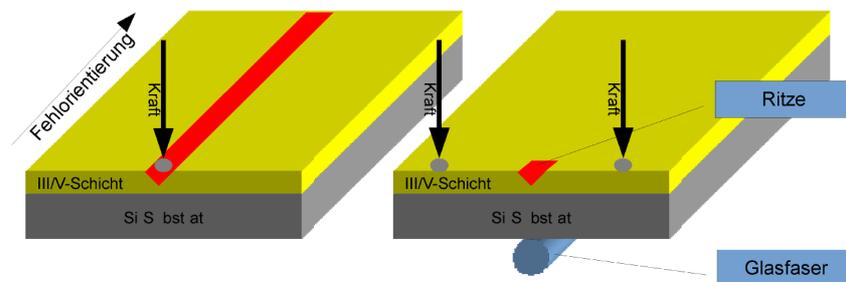


Abbildung 4.1: Spaltprozeduren für Laserstrukturen im Vergleich, Kraftausübung durch Pfeile angedeutet. Links: herkömmliche Spaltprozedur, rechts: optimierte Prozedur durch Brechen über Glasfaser

angeritzt, dann wird auf Druck von oben auf die spätere Bruchkante ausgeübt. Daraus resultiert ein gut kontrollierbarer Verlauf der Bruchkante, was bei korrekter Ausrichtung der Probe in parallelen Facetten auf beiden Seiten der Probe resultiert. Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen der späteren Facetten zeigen jedoch, dass mit mikroskopischen Unebenheiten zu rechnen ist, die nicht unter dem Lichtmikroskop zu erkennen sind (Abbildung 4.2 a). Es handelt sich um Stufen in regelmäßigen Abständen, die unter Umständen zu erhöhter Streuung des auftreffenden Lichtes führen können. Eine mögliche Ursache ist die durch das lange Anritzen erzwungene Richtung der Bruchkante, die nicht zwingend exakt mit einer Kristallrichtung übereinstimmen muss.

Als Konsequenz wurde eine Spaltprozedur eingeführt (Abbildung 4.1 b), bei der die exakte Ausrichtung der Facette nicht durch Anritzen vorgegeben wird. Gleichzeitig wird versucht, ein Berührung der Spaltfacetten nach dem Spalten zu vermeiden, indem die Probe beim Brechen über eine Glasfaser gelegt wird. Falls das Substrat eine Fehlorientierung aufweist wird es so ausgerichtet, dass diese parallel zu den Facetten verläuft. Anderenfalls wäre

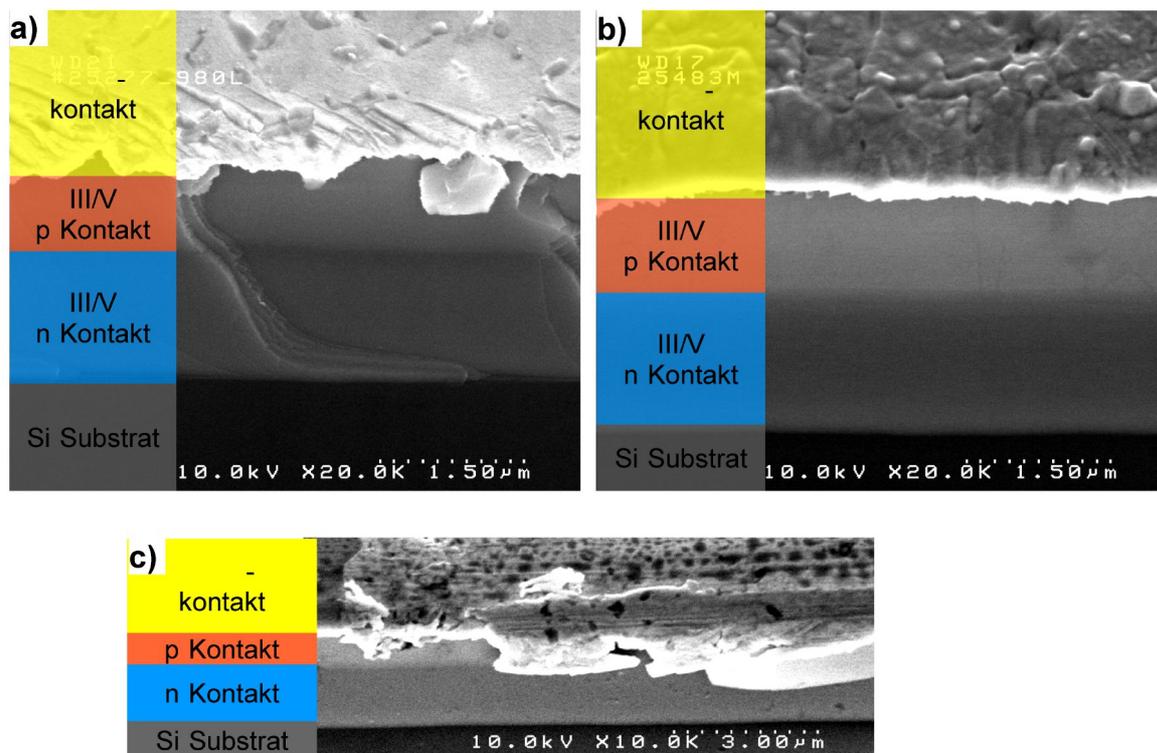


Abbildung 4.2: REM-Aufnahmen von Laserfacetten auf Silizium unterschiedlicher Güte (45°-Ansicht).

Makroskopisch ebene aber mikroskopisch unebene Facette nach herkömmlicher Spaltprozedur (a), mikroskopisch und makroskopisch ebene Facette nach optimierter Spaltprozedur (b) und makroskopisch unebene Facette (c). Maßstabsangaben gelten nur in horizontaler Richtung, da die Probe um 45° in vertikaler Richtung verkippt ist.

durch das Brechen des Materials entlang einer Kristallebene nicht davon auszugehen, dass die entstehenden Facetten senkrecht zur Quantenfilmebene stehen.

Ein Beispiel für eine so entstandene ebene Facette ist in Abbildung 4.2 (b) dargestellt. Da der genaue Verlauf der Bruchkante nicht mit dem gewünschten Verlauf übereinstimmen muss, sind teilweise nicht parallele oder im Lichtmikroskop uneben (als Folgenden als makroskopisch uneben bezeichnet) erscheinende Facetten das Ergebnis. Dann treten auch Effekte wie beispielsweise Goldverschleppung über die Facette (Abbildung 4.2 c) auf, die jedoch leicht im Lichtmikroskop identifiziert werden können. Entsprechende Strukturen wurden für spätere Messungen nicht herangezogen.

Wiederholte Untersuchungen mittels REM an makroskopisch ebenen Facetten bestätigen die Zuverlässigkeit der optimierten Spaltprozedur sodass für eine makroskopisch ebene Facette keine mikroskopischen Unebenheiten zu erwarten sind.

Messungen der Elektrolumineszenz an entsprechend präparierten Strukturen sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Es wurden jeweils mehrere Kontaktstreifen auf einem einzigen Laserbarren vermessen. Der in Bild (a) dargestellte herkömmlich präparierte Barren zeigt stark unterschiedliche optische Emission für die einzelnen Kontakte, was durch eine schlechte Auskopplung des erzeugten Lichtes erklärt werden kann. Ebenso setzt die optische Emission erst bei einer gewissen Stromdichte ein. Eine mögliche Erklärung dafür sind mögliche parasitäre Strompfade die einen Stromfluss am aktiven Material vorbei ermöglichen. Das Verschmieren von Gold beispielsweise zwischen den Kontakten oder auf den Kanten der Facetten ist als Ursache denkbar. Im Gegensatz dazu zeigt der in

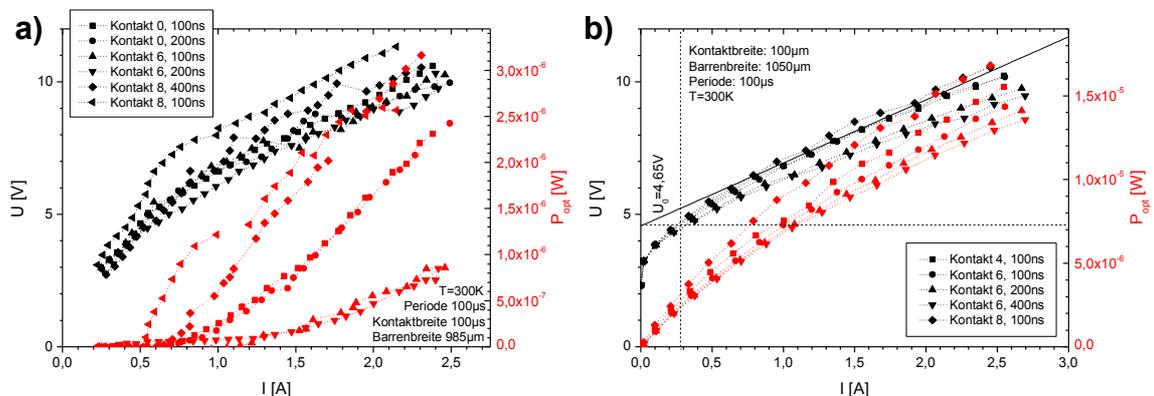


Abbildung 4.3: Elektrische und optische Kennlinien zweier Laserstrukturen mit unebenen Facetten (a) und mit ebenen Facetten (b) bei verbesserter Spaltprozedur. Punkte der optischen Messung im Rauschbereich sind nicht dargestellt. In (b) wurde ein exemplarischer Fit zur Ermittlung von U_0 durchgeführt. Punkte links der gestrichelten Linie gingen nicht in den Fit ein.

Abbildung 4.3 (b) dargestellte Barren eine ähnliche optische Emission für alle Kontakte. Ebenso setzt schon bei Strömen unter 100 mA eine messbare optische Emission ein, die eine Dominanz von parasitären Strompfaden ausschließt. Insgesamt lässt sich auf eine deutlich verbesserte Struktur von Kontakten und Facetten durch die optimierte Spaltprozedur schließen.

4.2 Reproduzierbarkeit und Fehler elektrischer Messungen

Der für die Charakterisierung von Elektrolumineszenz und Lasing genutzte Messplatz beaufschlagt die untersuchten Laserstrukturen mit einem gepulsten Stromfluss. Da es sich in der Praxis jedoch um eine gepulste Spannungsquelle handelt, müssen der tatsächliche Stromfluss sowie der Spannungsabfall über der Laserstruktur durch Messung eines Nebenwiderstandes (Shunt) ermittelt werden (siehe Schaltbild B.1.5 im Anhang). Zwar wurde beim Design des Messaufbaus Wert darauf gelegt parasitäre Widerstände zu vermeiden, jedoch lassen sie sich prinzipbedingt nie komplett ausschließen. Insbesondere treten schwer abzuschätzende Kontaktwiderstände zwischen der Elektrode aus Wolfram und dem Goldkontakt am Laser auf. Weiterhin können die Genauigkeit von Strom- und Spannungsmessung von einem falsch gewählten Shuntwiderstand negativ beeinflusst werden. Der verwendete Shuntwiderstand war zwischen 1,87 und 5,5 Ω groß, was die optimale Messung von Laserstrukturen mit einem Widerstand von 1-10 Ω ermöglichte.

Um die Größe der oben diskutierten Fehler abzuschätzen, wurden SMD-Widerstände mit einer herstellerseitig angegebenen Toleranz von 1% anstelle einer Laserstruktur im Aufbau vermessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung B.11 im Anhang dargestellt. Über einen Widerstandsbereich zwischen 0,25 und 10 Ω ergab sich in keinem Fall eine Abweichung von mehr als 0,28 Ω , wobei jedoch der relative Messfehler bei extrem kleinen Widerständen größer als 50% werden kann. Die Strom- / Spannungskennlinien sind in guter Näherung linear.

Für die Diskussion der in dieser Arbeit betrachteten Strukturen ist die Messgenauigkeit daher als ausreichend einzustufen, denn die hier zu erwartenden Widerstände sind $> 1 \Omega$. Gleichzeitig kann ein Kontaktwiderstand durch die verwendeten Nadeln von bis zu 0,3 Ω nicht ausgeschlossen werden.

Die Messung von Spannungsabfall am Laser und dem tatsächlich geflossenen Strom ist des Weiteren nicht trivial, weil Signalreflexionen im Messaufbau auftreten können, die eine nicht ideal rechteckige Pulsform am Oszilloskop verursachen. Insbesondere wenn der

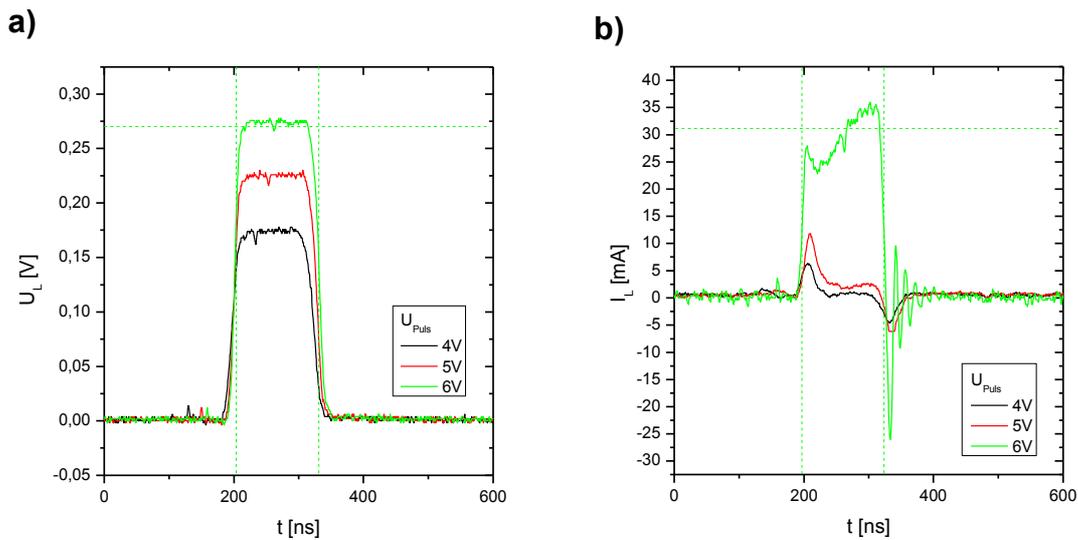


Abbildung 4.4: Pulsfitting an Spannungs- (a) und Strompulsen (b) für verschiedene Pulserspannungen (U_{Puls}) an einer Laserstruktur mit nicht zu vernachlässigender Schwellspannung U_0 .

tatsächliche Widerstand der vermessenen Struktur stark vom erwarteten Verhalten abweicht, liegt eine Fehlanpassung der Impedanz vor. Bei der Vermessung diverser Laserstrukturen wurde ein entsprechendes Verhalten für niedrige Pulserspannungen U_{Puls} beobachtet. Die daraus resultierenden Pulsformen für Spannungs- und Strompuls sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Für die jeweils größte Spannung ist zusätzlich das Ergebnis des automatisch durchgeführten Pulsfittings für Pulshöhe und -breite eingezeichnet. Eine Beschreibung des zum Fitting verwendeten Algorithmus findet sich in [64].

Für die Spannungsmessung ist offensichtlich in jedem Fall eine gute Anpassung gegeben. Für die Strompulse ist insbesondere bei kleinen Spannungen U_{Puls} kein signifikanter Stromfluss zu beobachten. Statt dessen verursacht die Fehlanpassung Peaks an der steigenden und fallenden Flanke des Pulses. Eine verlässliche Ermittlung des tatsächlichen Stromflusses – wenn überhaupt vorhanden – ist unabhängig vom verwendeten Fitalgorithmus nicht möglich.

Bei größeren Spannungen U_{Puls} nimmt der Strompuls eine zunehmend rechteckige Form an, sodass ein sinnvolles Pulsfitting möglich wird. Dieses Verhalten verursacht eine nichtlineare U/I -Kennlinie der Laserstruktur mit einer nicht zu vernachlässigenden Spannung U_0 wie sie exemplarisch in Abbildung 4.3 (b) als Achsenabschnitt einer im linearen Teil angefitzten Geraden ermittelt wurde. Um eine Verwechslung mit dem

Schwellstrom I_{th} (und der dabei abfallenden Spannung) zu vermeiden wird diese Größe im Folgenden ungeachtet ihrer physikalischen Ursache lediglich als U_0 bezeichnet.

Für eine nahezu ideale Laserdiode erwartet man einen signifikanten Stromfluss ab Überwindung der Bandlücke des aktiven Materials zuzüglich der Hetero-Offsets der Kontaktschichten auf beiden Seiten. Im Falle eines Ga(NAsP)-basierenden Lasers wären dies etwa 2-3 V. Die beobachteten Spannungen U_0 übersteigen diesen Wert zum Teil deutlich. Ursachen für ein stark nichtlineares Verhalten könnte beispielsweise ein Schottky-Kontakt an einer der Metall-Halbleiter Grenzflächen der Goldkontakte sein. Weiterhin kommt eine Schicht mit unerwarteter Dotierung – beispielsweise einer starken Hintergrunddotierung – in der Laserstruktur als Ursache in Betracht. In diesem Fall müsste dann ein p-n Übergang in Sperrrichtung überwunden werden. Ebenfalls denkbar ist ein einzelner besonders großer Offset im Valenz- oder Leitungsband, sodass eine entsprechend starke Bandverbiegung herbeigeführt werden muss, damit Ladungsträger diesen überwinden können.

Ein ähnliches Verhalten wurde bei vergleichbaren Materialsystemen und insbesondere beim Material Ga(NAsP) auf GaP-Substrat aus [15] nicht beobachtet. Das Verhalten wirkt sich negativ auf mögliches Lasing bei elektrischem Pumpen aus, da mit einer starken Erwärmung der Struktur gerechnet werden muss und eine entsprechend große Vorspannung erhebliche Bandverbiegungen verursacht. Weiterhin wird der maximale Pumpstrom verringert, da der verwendete Messaufbau nicht ohne größere Änderung an ein großes U_0 angepasst werden kann. Um mögliche Ursachen des Effektes einzuschränken, werden im folgenden Unterkapitel einzelne Schichten innerhalb einer der Laserstruktur verwandten p-n Struktur variiert und der Effekt auf die Spannung U_0 gemessen.

4.3 Elektrische Charakterisierung von p-n Strukturen

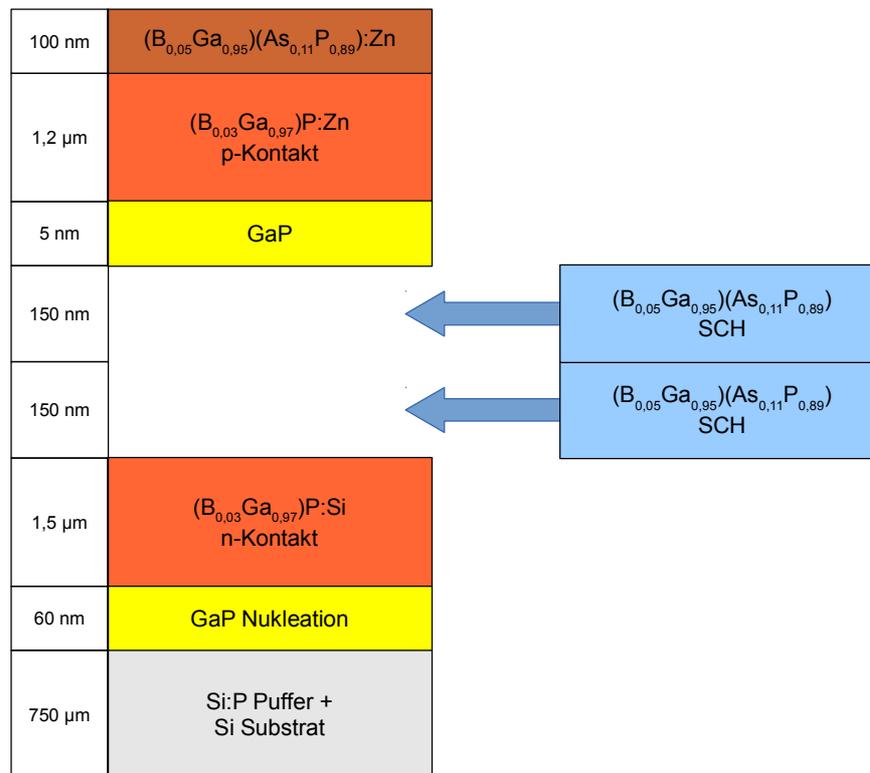


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung einer p-n Struktur zur Vermessung der elektrischen Kennlinie. Das Wachstum wurde zwischen den beiden (BGa)(AsP)-SCH unterbrochen.

Da an Ga(NAsP)-basierenden Laserstrukturen auf GaP-Substrat kein auffällig großes U_0 beobachtet wurde, kommen als Ursache insbesondere die Bor-haltigen Schichten in Betracht, die nur bei Strukturen auf Si-Substrat zur Verspannungskompensation notwendig werden. Es wurden Teststrukturen mit den dotierten Kontaktschichten einer Laserstruktur gewachsen (schematisch dargestellt in Abbildung 4.5). Man erwartet die Kennlinie einer normalen p-n Diode. Bei einer der Strukturen wurde zusätzlich die undotierte SCH eingefügt, was dem prinzipiellen Aufbau einer pin-Diode entspricht.

Die Kennlinien beider Strukturen sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Für die Struktur ohne intrinsische SCH ergibt sich eine relativ geringe Spannung $U_0 = 2,4$ V und ein differentieller Widerstand $R_{diff} = 2,0$ Ω. Mit Einbringen einer (BGa)(AsP)-SCH steigt die Spannung U_0 deutlich auf 4,9 V. Wie bereits im vorherigen Unterkapitel diskutiert, könnten ein großer Hetero-Offset oder eine nicht erwartete Dotierung in (BGa)(AsP) die Ursache für diesen Anstieg sein. R_{diff} steigt geringfügig auf 2,6 Ω, was durch eine geringe Ladungsträgerdichte in den als intrinsisch angenommenen zusätzlichen Schichten erklärt werden kann.

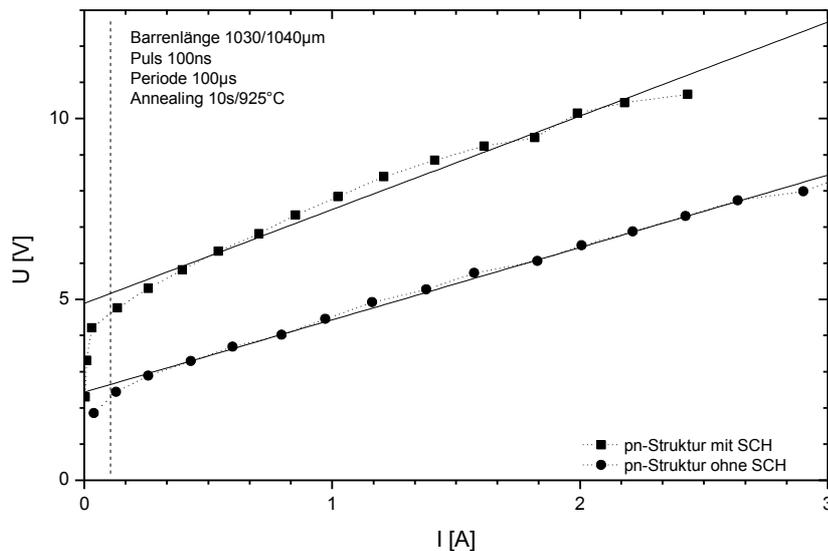


Abbildung 4.6: Elektrische Kennlinien zweier *pn*-Strukturen mit und ohne undotiertem SCH-Bereich. Datenpunkte links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen. Laterale Kontaktierung identisch zu Laserstrukturen auf Si-Substrat.

Eine fehlende oder zu geringe effektive Dotierstoffdichte in einer der beteiligten Schichten kommt hingegen nicht als Ursache für eine große Spannung U_0 in Betracht. Die Folge wäre lediglich eine geringe Ladungsträgerdichte. Ebenso kommt eine unerwartet geringe Ladungsträgermobilität nicht als Ursache in Betracht. In beiden Fällen müsste der differentielle Widerstand R_{diff} signifikant ansteigen, was einen deutlichen Einfluss auf die elektrische Kennlinie bei großen Strömen hätte.

Der Anstieg von R_{diff} liegt in diesem Fall mit $0,6 \Omega$ jedoch nur knapp oberhalb des zu erwartenden Messfehlers und ist offensichtlich kleiner als die Summe aller anderen beteiligten Widerstände. Da die eingefügte Schicht nominell undotiert ist, ist eine entsprechend geringe Leitfähigkeit zu erwarten und auch in einer darauf aufbauenden Laserstruktur zu tolerieren. Prinzipiell wäre bei einer genaueren Widerstandsmessung mit kontinuierlichem Stromfluss ein Rückschluss auf den Schichtwiderstand des für die SCH verwendeten Materials möglich, aufgrund der großen Messunsicherheiten wird hier jedoch auf eine entsprechende Auswertung verzichtet.

Mögliche negative Effekte einer großen Spannung U_0 auf die optische Ausgangsleistung können durch diese Messungen nicht ausgeschlossen werden. In Unterkapitel 8.1 werden daher entsprechende Laserstrukturen untersucht und deren Kennlinien diskutiert.

4.4 n-Kontaktierung für laterale Strominjektion

Wie bereits in Abschnitt 2.4.3 diskutiert, wird für Ga(NAsP)-Laserstrukturen auf Si-Substrat eine laterale Kontaktierung angestrebt. Erste Laserbarren, an denen eine entsprechende Prozessierung durchgeführt wurde, zeigten ein nicht homogenes Verhalten der U/I-Kennlinien für unterschiedliche Strukturen auf demselben Laserbarren. Hierbei wurden die n-Kontakte auf die teilweise abgeätzte (BGa)P:Te-Kontaktschicht aufgebracht, sodass ein lateraler Stromtransport durch diese Schicht möglich wird. Das Verfahren wurde gewählt, weil das Verhalten der Metallisierung auf dem verwandten Material GaP bereits bekannt war. Um Effekte aufgrund von Inhomogenitäten in den aufgewachsenen quaternären Schichten auszuschließen, wurde zunächst eine Widerstandsmessung zwischen den n-Kontakten eines Laserbarrens durchgeführt. Der Stromfluss sollte im Wesentlichen durch die (BGa)P:Te-Kontaktschicht stattfinden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.7 (a) dargestellt. Der gemessene Widerstand hängt nicht monoton mit der zurückgelegten Strecke zwischen den Kontakten zusammen. Ferner sind teilweise große Spannungen U_0 zu beobachten, obwohl kein p-n Übergang und keine intrinsisch leitfähige Schicht im Strompfad liegen sollten. Als Ursache konnte eine sehr inhomogene Ätzrate in den III/V-Materialien auf der Oberfläche des Wafers ermittelt werden.

Eine REM-Aufnahme zur Bestimmung der Ätztiefe ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Hier wird deutlich, dass insbesondere nahe der p-Kontakte eine erhöhte Ätzrate vorliegt, sodass die für den lateralen Stromfluss verbleibende (BGa)P-Schicht teilweise zu dünn ausfällt. Darüber hinaus konnte eine starke Abhängigkeit der Ätzrate vom Abstand bis zum Rand des Wafers ermittelt werden (hier nicht dargestellt). Bei optimierter Ätzzeit für einige

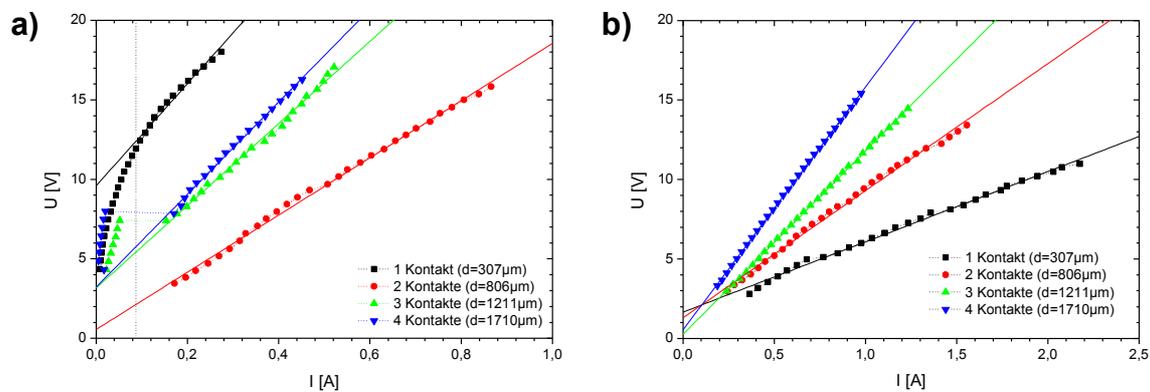


Abbildung 4.7: Elektrische Kennlinien zwischen n-Kontakten mit unterschiedlichen Abständen bei Ätzung bis in (BGa)P (a) und tiefer Ätzung bis auf Silizium (b). Barrenlänge jeweils 2000 μm. Datenpunkte links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen.

Kontakte ist daher trotzdem nicht auszuschließen, dass an anderen Stellen unter dem n-Kontakt noch intrinsisches oder p-dotiertes Material stehen bleibt. Die beobachtete örtliche Inhomogenität des Widerstandes kann also auf eine nicht optimale Prozessierung der Strukturen zurückgeführt werden.

Weiterhin ist eine laterale Unterätzung im Bereich des aktiven Materials zu beobachten. Dies ist durch eine stark materialabhängige und ggf. anisotrope Ätzrate in unterschiedlichen Schichten zu erklären, sodass die in der Mitte der Struktur verwendeten quaternären Materialien unter Umständen sehr schnell auch lateral geätzt werden. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt wird davon ausgegangen, dass diese Unterätzung bei ausreichendem Überhang von Material neben dem p-Kontakt unkritisch ist. Nichtsdestotrotz wird die genaue Tiefe der Unterätzung Gegenstand weiterer Untersuchungen sein.

Um die laterale Homogenität der Strukturen zu verbessern wurde die Prozessierung dahingehend verändert, dass der n-Kontakt bei folgenden Strukturen direkt auf Silizium aufgebracht wurde. Da die verwendeten Ätzen nur III/V-Material angreifen, kann eine Ätzzeit gewählt werden, die sicher groß genug ist, um das gesamte III/V-Material an jeder exponierten Stelle des Wafers zu entfernen. Die Metallisierung wurde zunächst nicht an das neue Kontaktmaterial angepasst. Weiterhin ist das Wachstum eines hoch dotierten Si-Puffers auf dem Substrat unabdingbar, um einen ausreichenden lateralen Stromtransport zu gewährleisten.

Messergebnisse an Strukturen mit optimierter Prozessierung sind in Abbildung 4.7 (b) dargestellt. Der differentielle Widerstand steigt in diesem Fall streng monoton mit der lateral zurückgelegten Strecke. Eine detaillierte Betrachtung des daraus abzuleitenden Widerstandes für den lateralen Stromtransport findet sich in Abschnitt 6.2. Für alle folgenden Strukturen wurde eine Prozessierung mit n-Kontakt auf Silizium gewählt.

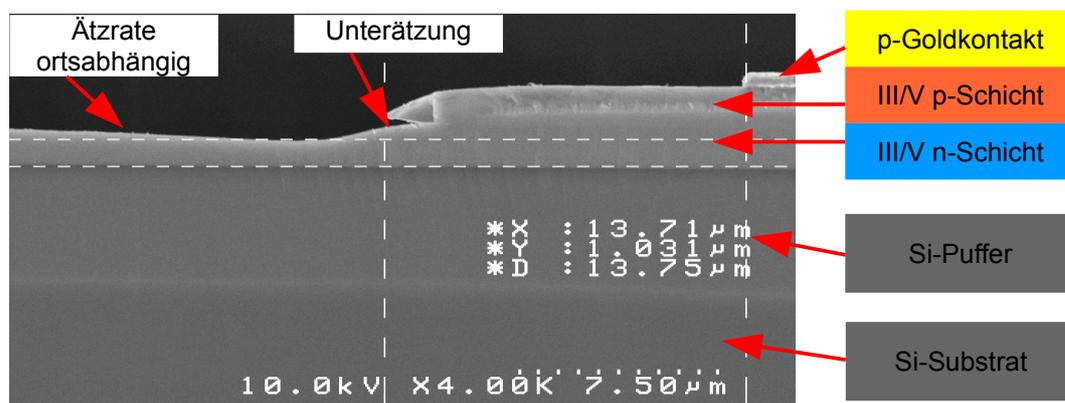


Abbildung 4.8: Ätztiefenbestimmung für n-Kontakte auf (BGa)P

Weitere Möglichkeiten zur Optimierung der Prozessierung bestehen in der Auswahl ggf. besser geeigneter Kontaktmetalle für den n-Kontakt. Ebenso könnte die Verwendung anderer Säuren beim Ätzprozess eine geringere Unterätzung verursachen. Entsprechende Teststrukturen sind Gegenstand aktueller Forschung.

Kapitel 5: Optimierung von Wachstumsprozess und struktureller Charakterisierung

Die Optimierung von Laserstrukturen ist ein zentraler Aspekt der vorliegenden Arbeit. Viele der notwendigen Analysemethoden können jedoch nicht oder nur mit erheblichem Mehraufwand direkt an Laserstrukturen angewendet werden. Daher wurden unterschiedliche Teststrukturen mit dem Materialsystem Ga(NAsP)/Si gewachsen. Für Untersuchungen mittels PL sowie für die Analyse der Materialzusammensetzung mittels XRD eignen sich MQWs in besonderem Maße. Eine beispielhafte MQW-Struktur ist schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt.

Auf Si-Substrat wird zunächst eine GaP-Nukleationsschicht aufgewachsen. Es schließt sich eine ca. 500 nm dicke gitterangepasste (BGa)P-Pufferschicht an, welche die Diffusion von Silizium in das nachfolgende III/V-Material unterbinden soll. Danach folgt ein Schichtstapel für das aktive Material in Analogie zur Laserstruktur. Ga(NAsP) wird als Quantenfilm mit einer Dicke von $L_z \approx 5$ nm abgeschieden. An den Grenzflächen zu benachbarten Bor-haltigen Materialien kommen GaP-Zwischenschichten mit einer Dicke von ca. 5 nm zum Einsatz, um Bindungen zwischen Bor und Stickstoff zu verhindern, die nichtstrahlende Rekombinationszentren darstellen würden. Die Notwendigkeit dieser Zwischenschichten wird in [65] diskutiert.

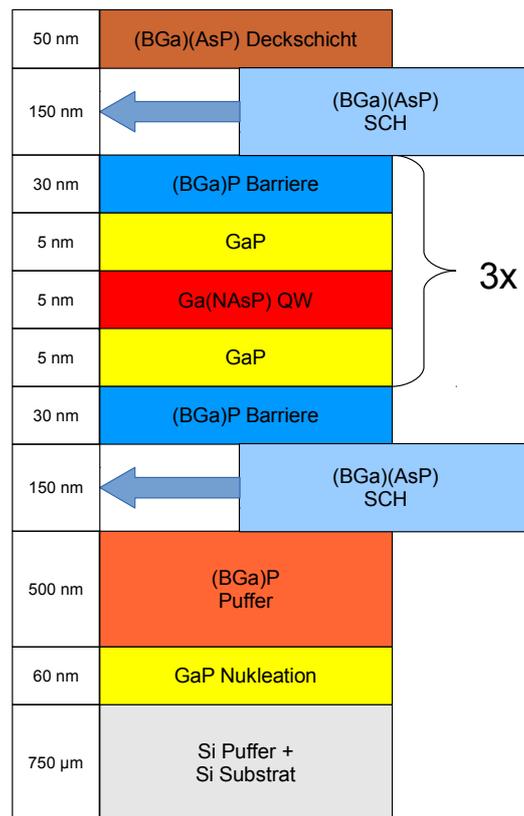


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung einer typischen MQW-Struktur für PL-Messungen und Annealing-Experimente. Der Einbau einer SCH ist optional.

Da mehrere Quantenfilme abgeschieden werden sollen, ist eine Kompensation der auftretenden kompressiven Verspannung essentiell. Zwischen den Quantenfilmen werden also stark tensil verspannte (BGa)P-Barrierenschichten mit einem Bor-Gehalt von über 3% abgeschieden. Alternativ kann an dieser Stelle auch entsprechend tensil verspanntes (BGa)(AsP) eingesetzt werden.

Optional kann eine (BGa)(AsP)-SCH ober- und unterhalb des aktiven Materials abgeschieden werden. Zwar spielt der dadurch veränderte optische Einschluss bei den angestrebten Analysen keine Rolle, doch können eventuelle Effekte der SCH auf die Morphologie der angrenzenden Schichten besser abgeschätzt werden. Daher wurden die an dieser Stelle diskutierten Proben mit SCH abgeschieden.

Die gesamte Struktur wird von einer (BGa)P-Deckschicht abgeschlossen, die das Abdampfen von Material bei nachfolgenden Prozessschritten (insbesondere bei einem Annealing in N₂-Atmosphäre) verhindern soll.

Eine derart konzipierte Struktur ermöglicht eine einfache Analyse der optischen Eigenschaften von Ga(NAsP) mittels PL. Im Gegensatz zu einer Laserstruktur wird hier der aktive Bereich nur von einer relativ dünnen, undotierten Schicht abgedeckt. Es treten also weniger störende Absorptionsprozesse auf. Ebenfalls kann durch die Verwendung mehrerer Quantenfilme die Absorption des Anregungslichtes gesteigert und daher ein wesentlich stärkeres PL-Signal detektiert werden.

Die Analyse von Schichtdicke und Zusammensetzung der einzelnen Schichten kann mittels Simulation von XRD-Profilen erfolgen. Dieses Vorgehen soll im folgenden Abschnitt erläutert werden.

5.1 Bestimmung der Zusammensetzung und Wachstumsrate mittels XRD

Mittels Analyse des Röntgenbeugungsprofils lässt sich zunächst die Gitterkonstante der tetragonal verzerrten, epitaktisch abgeschiedenen Schichten ermitteln. Im Falle von MQW- bzw. Laserstrukturen gilt es die Komposition sowie die Schichtdicken und damit Wachstumsraten der Materialsysteme (BGa)P, (BGa)(AsP) und Ga(NAsP) möglichst exakt zu bestimmen.

Wie bereits in Abschnitt 3.3.1 diskutiert, kann die Komposition von (BGa)P direkt aus dessen XRD-Peak abgeleitet werden, wie beispielsweise in Abbildung 5.2 anhand des (BGa)P-Puffers zu erkennen ist. Ebenso kann die Dicke der GaP-Nukleationsschicht gut durch die Breite des entsprechenden Reflexes abgeschätzt werden. Die Ga(NAsP)-Schichten jedoch sind wesentlich dünner und verursachen einen sehr breiten Reflex mit geringer Intensität. Dieser ist auf der linken Seite des Profils sichtbar und wird vom Reflex des Übergitters, bestehend aus 3x Ga(NAsP), 6x GaP-Zwischenschicht und 4x (BGa)P-Barriere überlagert. Aus dem Abstand der entsprechenden Peaks $\Delta\theta_{\text{sat}}$ lässt sich die Gesamtdicke des Übergitters berechnen. Die Komposition der Ga(NAsP)-Schicht wird dann über das Maximum der Einhüllenden $\Delta\theta_{\text{env}}$ in diesem Bereich bestimmt. Ebenso wird die Komposition der tensil verspannten (BGa)P-Barriere über das Maximum ihrer Einhüllenden auf der tensilen Seite des Profils ermittelt.

Gerade im Fall sehr dünner Schichten, wie beispielsweise bei den Ga(NAsP) QWs, ist die Festlegung des Maximums der Einhüllenden mit einem großen Fehler behaftet. Aufgrund der großen Ausdehnung des Peaks sind Abweichungen bei der Festlegung des Maximums von 200“ oder mehr denkbar. Weiterhin kann aus dem Abstand der Peaks des Übergitters nur auf die Dicke des gesamten sich wiederholenden Schichtstapels geschlossen werden. Die genaue Aufteilung dieser Schichtdicke auf die beteiligten Schichten Ga(NAsP), GaP

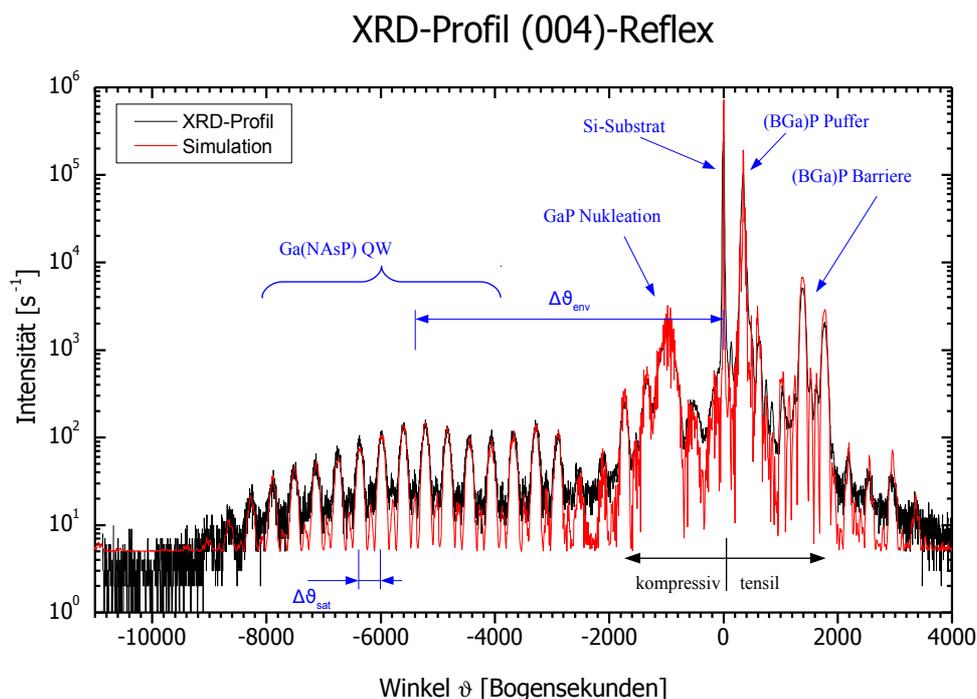


Abbildung 5.2: Beispielhafte dynamische Simulation eines XRD-Profiles aufgenommen an einer MQW-Struktur

und (BGa)P wiederum kann nur über eine Abschätzung der Höhen der Einhüllenden an den jeweiligen Stellen erfolgen.

Im Folgenden soll daher anhand einiger strukturell sehr ähnlicher MQW-Strukturen eine Abschätzung über die Genauigkeit der mittels XRD-Simulation gewonnenen Wachstumsraten und Zusammensetzungen gemacht werden. Im Fokus steht dabei das aktive Material Ga(NAsP) mit einer nominellen Konzentration von etwa 80% Arsen und 7% Stickstoff. Da sowohl die Gitterkonstante von Ga(AsP) mit etwa 80% Arsen als auch die von Ga(NP) mit etwa 7% Stickstoff stark von der des Si-Substrates abweichen, ist das defektfreie Wachstum ausreichend dicker ternärer Testschichten nicht möglich. Statt dessen wurde der Stickstoffeinbau bei gegebenem Stickstoff-Partialdruck aus Ga(NAsP)-Schichten auf GaP-Substrat extrapoliert. Diese wurden aufgrund der größeren Gitterkonstante des GaP-Substrates mit einer wesentlich geringeren Stickstoffkonzentration von etwa 4% abgeschieden. Der Stickstoffeinbau wurde mittels SIMS bestimmt. Als Ausgangspunkt diente die Annahme, dass Stickstoff beim Einbau in Konkurrenz zu Arsen und Phosphor steht und bei einem Partialdruckverhältnis von $N/(As+P) = 7$ und einer Wachstumstemperatur von 575°C etwa 7% Stickstoff eingebaut werden.

In Abbildung 5.3 sind die Ergebnisse der XRD-Simulation einer Reihe von Proben aufgetragen. In Teil (a) wurde die Position der Einhüllenden von Ga(NAsP) über das Gasphasenverhältnis $As/(As+P)$ aufgetragen. Die Farbgebung gibt Aufschluss über das $N/(As+P)$ -Verhältnis in der Gasphase. Es ist zu erwarten, dass der Arsen-Einbau mit dem Gasphasenverhältnis $As/(As+P)$ skaliert und dass ein gesteigerter Arsen-Einbau mit einer größeren Verspannung korreliert. Eine weiter in den kompressiven Bereich verschobene Einhüllende wäre die Folge. Für die Gesamtheit der grünen Datenpunkte mit identischem Stickstoff-Angebot in der Gasphase ist dieser Trend erkennbar und durch die gestrichelte Linie angedeutet.

Die Variation des Stickstoff-Einbaus drückt sich ebenfalls in einer Verschiebung der Einhüllenden aus. Proben mit besonders großem Stickstoff-Angebot (cyan und blau im Diagramm) sind bei konstantem Arsen-Angebot deutlich weniger kompressiv verspannt. Das umgekehrte Verhalten kann an der einzigen Probe mit besonders wenig Stickstoff (roter Datenpunkt) nicht eindeutig beobachtet werden.

Das Wachstum der einzelnen im Diagramm dargestellten Proben erstreckte sich über einen Zeitraum von ca. 1,5 Jahren, sodass Änderungen in der Zusammensetzung durch einen

langsamen Drift der Flussregler in den verwendeten Epitaxieanlagen nicht auszuschließen sind. Daher sind in Abbildung 5.3 Proben, die innerhalb eines engen zeitlichen Rahmens gewachsen wurden (einer sog. Wachstumssession) zu Datenpunkten gleicher Form

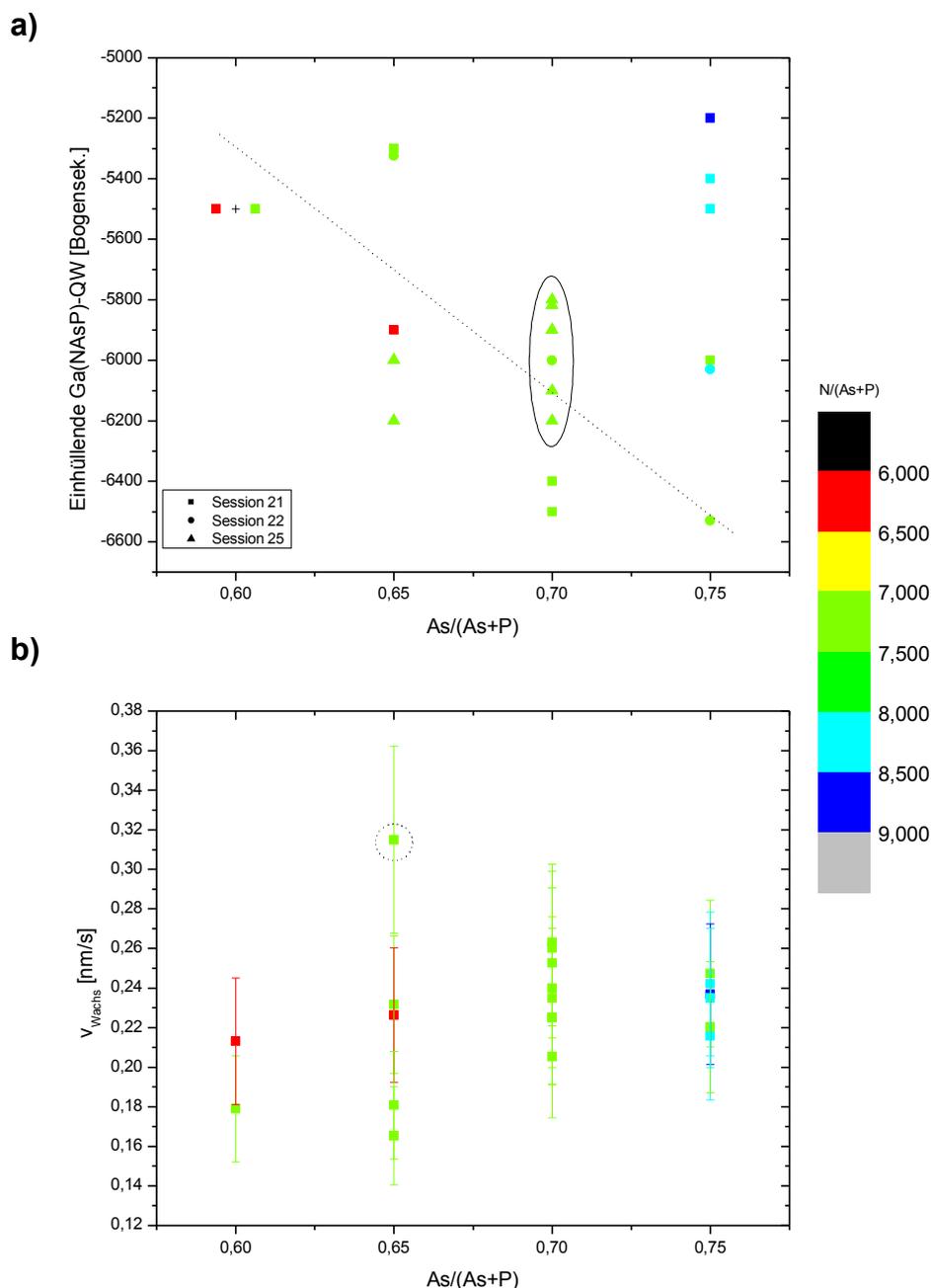


Abbildung 5.3: Einhüllende nach XRD-Simulation für unterschiedliche 3-fach MQW-Strukturen auf Silizium (a). Wachstumsrate aus XRD-Simulation derselben Strukturen mit jeweils angenommenem Fehler von 15% (b).

Wachstums-Sessions 21-25 fanden innerhalb von 1,5 Jahren statt. Der Stickstoff-Partialdruck ist farbcodiert aufgetragen. Die gestrichelte Linie dient nur der Veranschaulichung. Die durch das Oval markierten Proben sind mit identischen Partialdruck-Einstellungen in engem zeitlichen Rahmen gewachsen worden.

gruppiert. Für Proben mit $As/(As+P) = 0,65$ fällt beispielsweise auf, dass in Session 25 eine gegenüber den vorherigen Sessions erhöhte Verspannung vorliegt. Durch welchen Einfluss diese Änderung in der Komposition hervorgerufen wird, kann im Rahmen dieser Betrachtung nicht abschließend geklärt werden.

Für ein Gasphasenverhältnis von $As/(As+P) = 0,70$ ist in Abbildung 5.3 (a) eine Gruppe von Proben, für die das Wachstum bei nominell identischer Gasphase innerhalb einer Session stattfand, markiert. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich Abweichungen der Einhüllenden von ± 200 Bogensekunden vom Mittelwert ergeben. Da von einer real konstanten Materialkomposition auszugehen ist, ist diese Abweichung offensichtlich auf die Unsicherheit bei der Simulation von XRD-Profilen zurückzuführen. Durch die beschriebene Abweichung ergibt sich, bei einem angenommenen Arsengehalt von 82%, ein Stickstoffgehalt von 6,6..7,4%.

In Abbildung 5.3 (b) ist die per XRD ermittelte Wachstumsrate für die zuvor diskutierten Proben aufgetragen. Prinzipiell sollte aufgrund des Überangebots von Gruppe-V Präkursoren die Wachstumsrate durch den Gruppe-III Partialdruck bestimmt werden, der für die diskutierten Proben konstant gehalten wurde. Insbesondere durch das große Überangebot von UDMHy als Präkursor für Stickstoff könnte es jedoch zu einer Beeinflussung der Zerlegung anderer Präkursoren oder der Wachstumskinetik kommen. Sowohl bei Variation des Stickstoff-Partialdrucks als auch bei Variation des Arsen-Partialdrucks ist aber keine deutliche Änderung der Wachstumsrate zu beobachten. Statt dessen streuen sämtliche Datenpunkte relativ breit gefächert um einen Mittelwert von 0,23 nm/s. Durch Annahme eines relativen Fehlers von 15% bei der Ermittlung der Wachstumsrate lassen sich fast alle entstehenden Fehlerintervalle zum Überlappen bringen. Die einzige Ausnahme bildet ein in Abbildung 5.3 (b) markierter Punkt, für den die Simulation des XRD-Profiles besonders schlecht gelang.

Bei einer nominellen QW-Dicke von $L_z = 5$ nm bedeutet eine Unsicherheit von 15% in der Bestimmung der Wachstumsrate eine Abweichung der Dicke von bis zu 0,75 nm. Durch die dann zu erwartende Verschiebung der quantisierten Niveaus ergibt sich eine nicht zu vernachlässigende und von der Materialkomposition unabhängige Verschiebung der PL-Emission. Dieses Verhalten wird in Abschnitt 5.3 eingehend diskutiert. Um jedoch zu einer verlässlicheren Abschätzung der QW-Dicke zu gelangen, wird im Folgenden TEM als alternative Methode zur Dickenbestimmung diskutiert.

5.2 Bestimmung der Wachstumsrate mittels TEM

Grundsätzlich bilden mikroskopische Methoden einen guten Zugang, um die Schichtdicken der einzelnen Schichten einer Heterostruktur exakt zu bestimmen und daraus auf die Wachstumsraten der verwendeten Materialien zu schließen. Als grundsätzlicher Nachteil ist jedoch die relativ aufwändige Probenpräparation zu nennen, die eine Analyse an einer großen Zahl von Proben sehr zeit- und kostenintensiv macht.

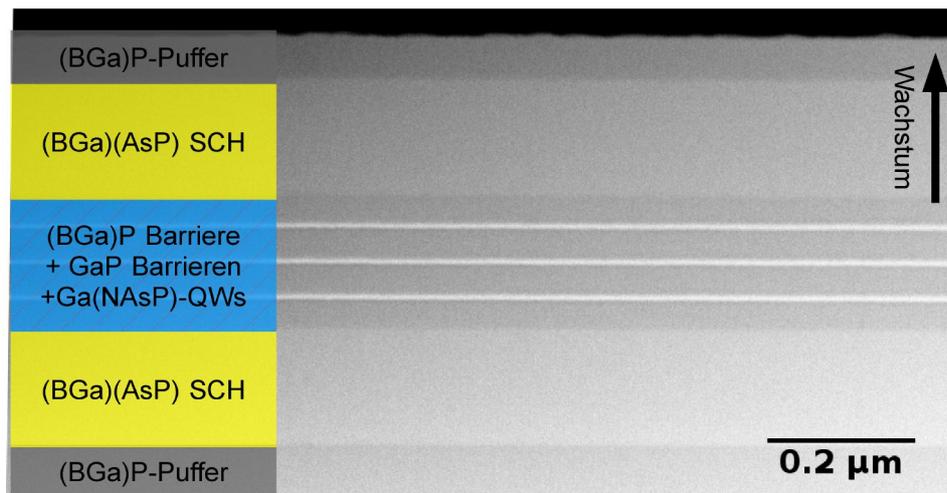


Abbildung 5.4: HAADF-STEM Übersichtsaufnahme einer 3x-MQW-Struktur mit Reaktor-Annealing (30 min/800°C) in $\langle 110 \rangle$ -Richtung.

Nichtsdestotrotz soll im Folgenden die Schichtdicke mehrerer Ga(NAsP)-QWs durch Analyse von STEM-Aufnahmen ermittelt werden. Zur Übersicht ist in Abbildung 5.4 die Aufnahme eines MQWs mit relativ geringer Vergrößerung dargestellt. Der Aufbau entspricht dem Schema aus Abbildung 5.1 im Anhang. Deutlich zu erkennen sind die SCH-Strukturen auf beiden Seiten sowie in deren Mitte der aktive Bereich mit drei Quantenfilmen und vier Barrieren. Aufgrund des geringeren Kontrastunterschiedes sind die GaP-Zwischenschichten bei dieser Vergrößerung nur schlecht zu erkennen.

Die STEM-Übersichtsaufnahme suggeriert zunächst ebene Grenzflächen auf beiden Seiten des Quantenfilms sowie eine nahezu homogene Dicke der abgebildeten Schichten. Aufnahmen mit wesentlich höherer Vergrößerung beweisen jedoch das Gegenteil. In Abbildung 5.5 ist ein Ga(NAsP)-QW aus einer MQW-Struktur atomar aufgelöst dargestellt. Im III/V-Material sind dabei sog. Dumbbells zu erkennen, die jeweils aus einem Paar von Atomsäulen von Gruppe-III und -V Elementen bestehen. Beide erscheinen in der STEM-Aufnahme unterschiedlich hell. Unterschiedliche Elemente auf dem Gruppe-V Platz, beispielsweise Phosphor in GaP oder Arsen, Phosphor und Stickstoff in

Ga(NAsP) wiederum lassen sich an einer geänderten Intensität auf dem Gruppe-V Platz erkennen.

Bei Betrachtung von Abbildung 5.5 fällt auf, dass der Übergang von GaP zu Ga(NAsP) im unteren Bildbereich wesentlich abrupter erfolgt als an der oberen Grenzfläche von Ga(NAsP) zu GaP. Weiterhin ist ein sehr ebener Verlauf der unteren Grenzfläche über den abgebildeten Bereich zu erkennen, wohingegen die obere Grenzfläche leicht wellenförmig verläuft, was eine Dickenfluktuation im Quantenfilm zur Folge hat.

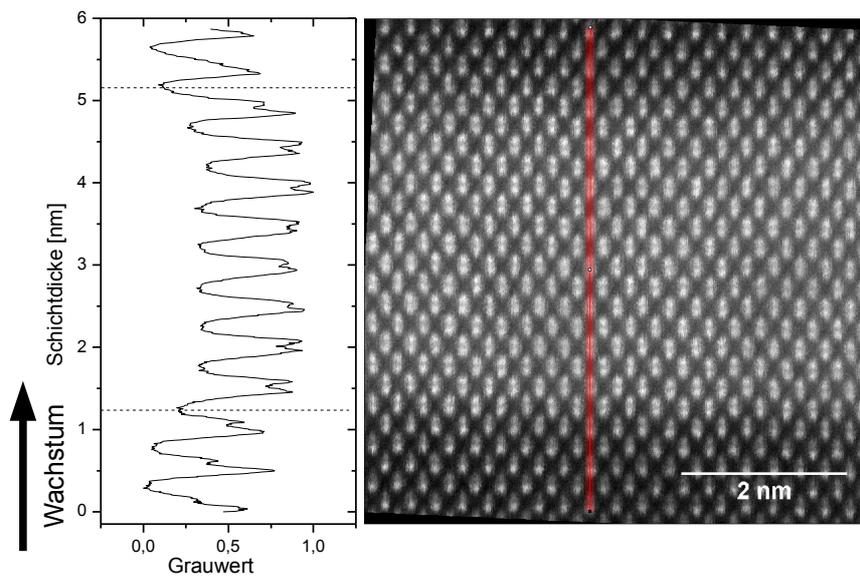
Die Gründe für die unterschiedliche Qualität der beiden Grenzflächen sind bislang nicht vollständig geklärt, scheinen aber typisch für das Materialsystem zu sein. So wurden ähnliche Grenzflächen bei mehreren Strukturen beobachtet. Ein möglicher Grund für einen nicht sehr abrupten Übergang an der oberen Grenzfläche kann eine besonders lange Verweildauer eines Präkursors im Reaktor oder auf der Substratoberfläche sein. Bei der Unterbrechung der Arsen- und Stickstoffzufuhr könnten daher über einen Zeitraum von einigen Sekunden noch Reste der Präkursoren im Reaktor verbleiben und so in die nachfolgend abgeschiedenen Atomlagen einbauen. Zur Unterdrückung dieses Effektes wurden bereits bei den hier betrachteten Proben Wachstumsunterbrechungen von 10 s mit fehlendem Angebot von Gruppe-III Präkursoren aber unter Stabilisierung mit Gruppe-V Präkursoren an beiden diskutierten Grenzflächen durchgeführt. Ein verspannungsinduzierter Effekt auf den Stickstoffeinbau bei zunehmender Schichtdicke des QW kann ebenfalls nicht ausgeschlossen werden.

Eine weitergehende Optimierung der beiden Grenzflächen im Hinblick auf die Grenzflächenqualität wurde beispielsweise unter Zuhilfenahme von grenzflächenaktiven Substanzen (sog. Surfactants) erreicht, wie sie grundlegend in [66] diskutiert werden. Der Effekt von Antimon als möglicher Surfactant für Ga(NAsP) wurde in den Arbeiten [67; 68] untersucht. Eine Optimierung auch im Hinblick auf eine möglichst dünne GaP-Zwischenschicht wurde in [65] durchgeführt und ist wiederum Gegenstand aktueller Untersuchungen.

Um die Dicke des Quantenfilms zu bestimmen, wurde in Abbildung 5.5 (a) und (b) jeweils ein Linienprofil durch eine besonders dünne und eine besonders dicke Stelle des Quantenfilms gelegt (Intensitäten links neben dem Bild dargestellt). Die Position der Grenzflächen wurde im Tal zwischen zwei Dumbbells, die auf der einen Seite nahezu identische, auf der anderen Seite sehr unterschiedliche Intensitäten auf den jeweiligen

Plätzen aufweisen, definiert. Es ergibt sich eine Dicke von 3,9 bzw. 4,3 nm. Bei einer Wachstumszeit von 17 s entspricht das einer Wachstumsrate von 0,229 bzw. 0,253 nm/s. Daraus lässt sich eine Dickenfluktuation entlang des Quantenfilms von mindestens 10% bezogen auf die mittlere Dicke ableiten. Die mittlere Wachstumsrate beträgt 0,241 nm/s. Aufgrund des relativ kleinen Bildausschnitts lässt sich daraus allerdings keine Aussage für die gesamte Fläche des Quantenfilms ableiten.

a)



b)

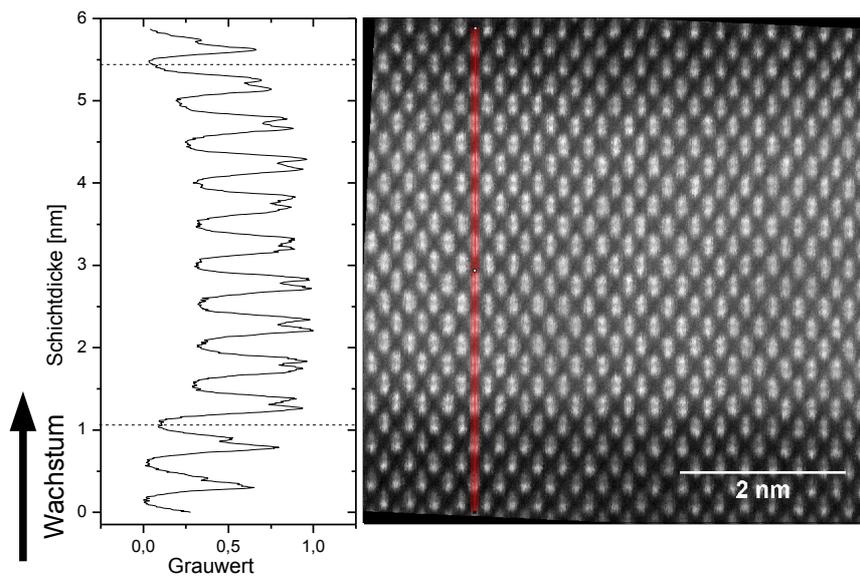


Abbildung 5.5: HAADF-STEM Aufnahme des Quantenfilms aus einer MQW-Struktur mit Profil nach Annealing 10s/925°C. Ermittlung der Dicke des QWs an zwei Stellen (a, b) entlang der eingetragenen Linien. Wachstumszeit: 17 s, in $\langle 110 \rangle$ -Richtung.

Analog zur Messung an dem MQW wurde in Abbildung B.12 im Anhang auch eine STEM-Aufnahme an einer SQW-Laserstruktur ausgewertet. Als wesentliche Unterschiede sind hier eine verlängerte Wachstumszeit für den Quantenfilm sowie eine wesentlich dickere (BGa)P-Schicht unterhalb der SCH als Kontaktschicht zu erwähnen. Es ergeben sich Dicken von 5,5 bzw. 6,5 nm bei einer Wachstumszeit von 21 s. Daraus folgt eine Wachstumsrate zwischen 0,262 und 0,310 nm/s. Die Dickenfluktuation beträgt dann 17% vom mittleren Wert. Wiederum erscheint die untere Grenzfläche sehr scharf und eben, die obere wesentlich welliger. Dies lässt darauf schließen, dass die dickere Kontaktschicht unterhalb des Quantenfilms keinen negativen Einfluss auf dessen Morphologie oder Grenzflächenqualität hat.

Trägt man die mittels TEM ermittelten Schichtdicken gegenüber der Wachstumszeit auf, ergibt sich, wie in Abbildung 5.6 dargestellt, eine nicht proportionale Abhängigkeit zwischen den beiden Größen. Die Steigung der Ausgleichsgeraden liefert eine Wachstumsrate von 0,47 nm/s. Die Gerade verläuft nicht durch den Koordinatenursprung sondern schneidet die X-Achse bei $t = 8,3$ s. Für ein solches Verhalten sind unterschiedliche Ursachen vorstellbar. Ein verzögertes Einsetzen des Wachstums ist denkbar, wenn Reste eines zuvor verwendeten Präkursors den Einbau an der Substratoberfläche effektiv verhindern. Stoffe mit entsprechend langer Verweildauer an der Oberfläche, sind durchaus bekannt und werden als Surfactants eingesetzt. Bei den dargestellten Proben

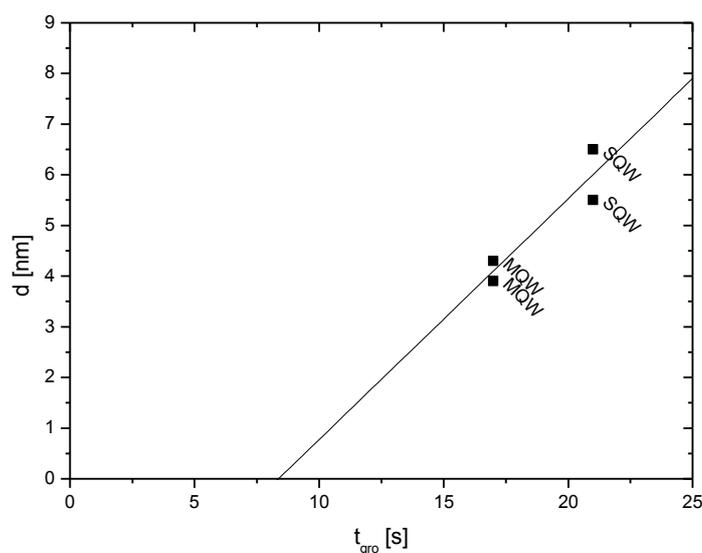


Abbildung 5.6: Dicke der Quantenfilme aus TEM-Analyse einzelner MQW- und SQW-Strukturen über Wachstumszeit (aus Abbildung 5.5 und Abbildung B.12 im Anhang).

kamen jedoch keine Präkursoren zum Einsatz, von denen ein solches Verhalten bekannt oder zu erwarten wäre. Vielmehr waren zu jeder Zeit, mit Ausnahme der Wachstumsunterbrechungen, sowohl TEGa als auch TBP im Reaktor, die eine Abscheidung von III/V-Material ermöglichen sollten.

Die Ursache für die stark unterschiedliche Grenzflächenqualität ober- und unterhalb des Quantenfilms sowie für die nicht zur Wachstumszeit proportionalen Schichtdicke kann im Rahmen dieser Untersuchungen nicht abschließend geklärt werden. Experimente mit Variation der Wachstumsunterbrechung und mit stark unterschiedlichen Wachstumszeiten für den Quantenfilm könnten hier aber weitere Hinweise liefern.

Bei der Interpretation der oben diskutierten STEM-Aufnahmen ist zu beachten, dass, obwohl die STEM-Messung an sehr dünnen Schichten erfolgt, immer noch mehrere Atomlagen, deren Atome säulenförmig übereinander angeordnet sind, zur Bildgebung beitragen. Auch eine atomar scharfe aber in Durchstrahlrichtung wellige Grenzfläche würde also als Durchmischung von Materialien unterschiedlicher Komposition erscheinen.

Eine genauere Auswertung der STEM-Aufnahmen könnte wesentlich verlässlichere Ergebnisse liefern. So wurden die hier gemessenen Dicken lediglich aus einer Aufnahme über einen Bereich von einigen Nanometern ermittelt. Durch die Analyse mehrerer oder ausgedehnterer Aufnahmen können statistische Schwankungen erfasst und wesentlich belastbarere Ergebnisse erzielt werden. Darüber hinaus wurde zur Ermittlung von Abständen die Längenkalibrierung des TEM genutzt, die mit einem systematischen Fehler behaftet sein kann. Alternativ dazu kann die Dicke einer Schicht durch Abzählen der einzelnen Atomlagen erfolgen. Bei bekannter Komposition und somit bekannter Gitterkonstante kann direkt und exakt auf die Schichtdicke geschlossen werden. In diesem Fall ist jedoch weiterhin zu beachten, dass die Schicht durch die Probenpräparation nur in einem sehr dünnen Keil vorliegt und in eine Richtung relaxieren kann, was durch tetragonale Verzerrung wiederum zu einer Änderung der Gitterkonstante in Wachstumsrichtung führen kann. Entsprechende Untersuchungen wurden beispielsweise in [24] durchgeführt.

Eine umfassendere Betrachtung der Analysemöglichkeiten mittels TEM würde daher den Rahmen dieser Arbeit sprengen und soll statt dessen im Rahmen weiterer Veröffentlichungen am Materialsystem Ga(NAsP) durchgeführt werden.

An einer zur in Abbildung 5.5 nominell identischen Probe wurde per XRD eine Dicke von 5,1 nm ermittelt, wobei davon auszugehen ist, dass die XRD-Messung im Falle von

Dickenfluktuationen einen mittleren Messwert für die Schichtdicke liefert. Die Abweichung zur per TEM ermittelten Dicke von 4,1 nm ist also signifikant und größer als der für die XRD-Messung angenommene Fehler. Ein möglicher Grund hierfür könnten die nicht ideal scharfen Grenzflächen sein. Bei Interdiffusion von Atomen zwischen benachbarten Schichten, wie sie nicht nur beim Wachstum sondern auch bei nachfolgenden Annealing-Prozeduren auftreten kann, können Kompositionsgradienten statt scharfer Grenzflächen entstehen. Die Auswirkungen solcher Gradienten werden bei der Simulation von XRD-Profilen bislang nicht berücksichtigt. Ebenso gestaltet sich eine exakte Definition der Grenzfläche anhand einer TEM Aufnahme in diesem Fall schwierig. Durch Wachstum und XRD-Simulation einfacherer MQW-Strukturen könnte hier ein belastbareres Ergebnis erzielt werden. Für diese Analyse sind insbesondere die GaP-Zwischenschichten nicht notwendig und erschweren die korrekte Abschätzung der Schichtdicken innerhalb der MQW-Struktur.

5.3 Variation des aktiven Materials

Die in den vorherigen Abschnitten gewonnenen Erkenntnisse über die zu erwartende Genauigkeit, mit der sich Wachstumsrate und Verspannung des aktiven Materials bestimmen lassen, sollen nun auf weitere MQW-Strukturen angewendet werden. Im Fokus steht hierbei die Untersuchung der optischen Eigenschaften, um die Materialzusammensetzung besser festlegen zu können.

5.3.1 Kopplungsparameter in Ga(NAsP)/Si

Wie bereits im Abschnitt 2.3 diskutiert, hängen Bandlücke und somit auch Photolumineszenz von Ga(NAsP) sehr stark mit der verwendeten Stickstoffkonzentration zusammen. Da es sich um ein quaternäres Material handelt, kann durch die ermittelte Verspannung nicht zweifelsfrei auf die Materialkomposition geschlossen werden. Eine Abschätzung der Komposition kann daher ebenfalls über das beobachtete PL-Peakmaximum erfolgen. Eine geringfügige Änderung der Arsen- oder Phosphorkonzentration hingegen hat einen weit geringeren Einfluss auf die PL-Emission. Gleichzeitig müssen aber Verspannungszustand und Dicke des Quantenfilms beachtet werden, da sich mit diesen beiden Parametern das Valenzband-Niveau bzw. die quantisierten Niveaus verschieben.

Anhand einer Gruppe von älteren MQW-Strukturen, darunter auch solche auf GaP-Substrat, wurde von Kakhaber Jandieri (AG Stolz, Philipps-Universität Marburg) ein Kopplungsparameter berechnet, der die theoretische Berechnung der Bandlücke aus der Materialkomposition erlaubt. Die dazu notwendigen Berechnungen sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

Die Energie des Peakmaximums der PL hängt zum Einen von der Bandlücke des Materials ab, zum Anderen aber auch von den quantisierten Niveaus, die sich durch den kastenförmigen elektrischen Einschluss im Quantenfilm ausbilden. Für die Berechnung der quantisierten Niveaus spielt die Höhe der elektronischen Barrieren zu beiden Seiten des Quantenfilms sowohl für Elektronen als auch für Löcher eine Rolle. Im Folgenden wird analog zu den experimentell untersuchten Strukturen von einer 5 nm dicken GaP-Schicht zu beiden Seiten des Quantenfilms ausgegangen. Für eine angenommene Materialkomposition von Ga(NAsP) mit 7% Stickstoff und 13% Phosphor ergibt sich das in Abbildung 5.7 dargestellte Verhalten. Bei Variation der Dicke L_z in den experimentell gut zugänglichen Grenzen zwischen 3 und 5 nm ergibt sich also eine signifikante Verschiebung des Peaks von 120 meV. Für die Extrapolation von theoretisch ermittelten Emissionsmaxima auf die experimentell ermittelten Daten unter Berücksichtigung der mittels XRD ermittelten QW-Dicke in Abschnitt 5.1 wurde dieses Verhalten zugrunde gelegt. Geringfügige Abweichungen, die sich bei geänderter Komposition durch die

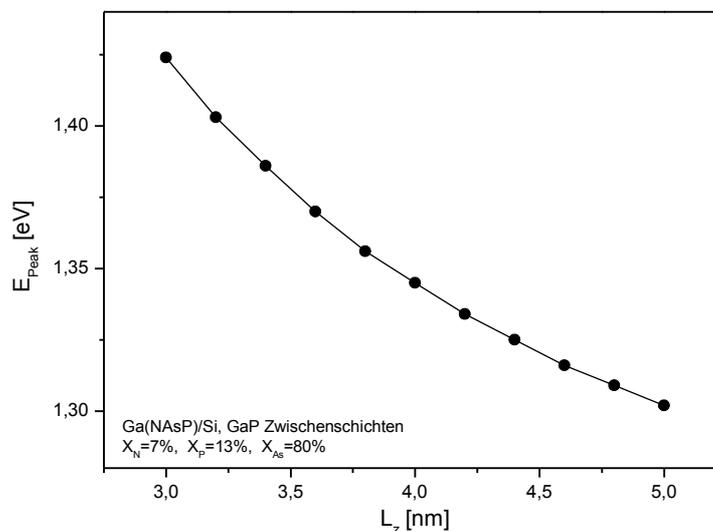


Abbildung 5.7: Berechnung der PL-Emission für unterschiedliche QW-Dicken L_z von Ga(NAsP)/Si.

Verschiebung von Hetero-Offsets oder die Änderung der effektiven Masse der Ladungsträger ergeben können, wurden nicht berücksichtigt.

Des Weiteren soll die Abhängigkeit der Bandlücke von der verwendeten Materialkomposition betrachtet werden. Hierzu wurde die PL-Emission von jeweils einem Satz von MQW-Strukturen auf GaP-Substrat und Si-Substrat ausgewertet. Für Strukturen auf GaP-Substrat lag die Stickstoffkonzentration bei $x_N \approx 4\%$, für Strukturen auf Si-Substrat bei etwa 7%. Die Phosphorkonzentration x_P wurde jeweils variiert. Im Rahmen des BAC-Modells wird dann die Ankopplung des Stickstoff-Niveaus an das Leitungsband durch den Kopplungsparameter C beschrieben. Vergleiche zwischen theoretisch und experimentell ermittelten Daten ergeben, dass der Kopplungsparameter für Phosphorkonzentrationen $0\% \leq x_P \leq 18\%$ nahezu unabhängig von x_P ist. Im Folgenden wird also lediglich eine Abhängigkeit von x_N angenommen. Die folgenden Rechnungen nutzen einen Wert von $C = 1,85$ eV für die Anwendung in Gl. 2.19. Für diesen Wert ergab sich die beste Übereinstimmung zwischen theoretisch und experimentell ermittelten Daten.

Für eine in Grenzen variierende Materialkomposition lässt sich dann die Bandlücke vorhersagen, wie sie in Abbildung 5.8 (a) dargestellt ist. Für eine feste QW-Dicke von $L_z = 5$ nm ist die entsprechend zu erwartende PL-Emission in Abbildung 5.8 (b) aufgetragen. Innerhalb der Rechnung wurde ebenfalls die verspannungsinduzierte Aufspaltung des Valenzbandes bei unterschiedlicher Komposition berücksichtigt.

Die in Abschnitt 5.3.2 diskutierten Berechnungen bezüglich der Materialkomposition stützen sich auf die hier beschriebenen Ergebnisse. Abweichungen von der hier zugrunde gelegten QW-Dicke wurden durch Anwendung der in Abbildung 5.7 dargestellten Abhängigkeit aufgelöst.

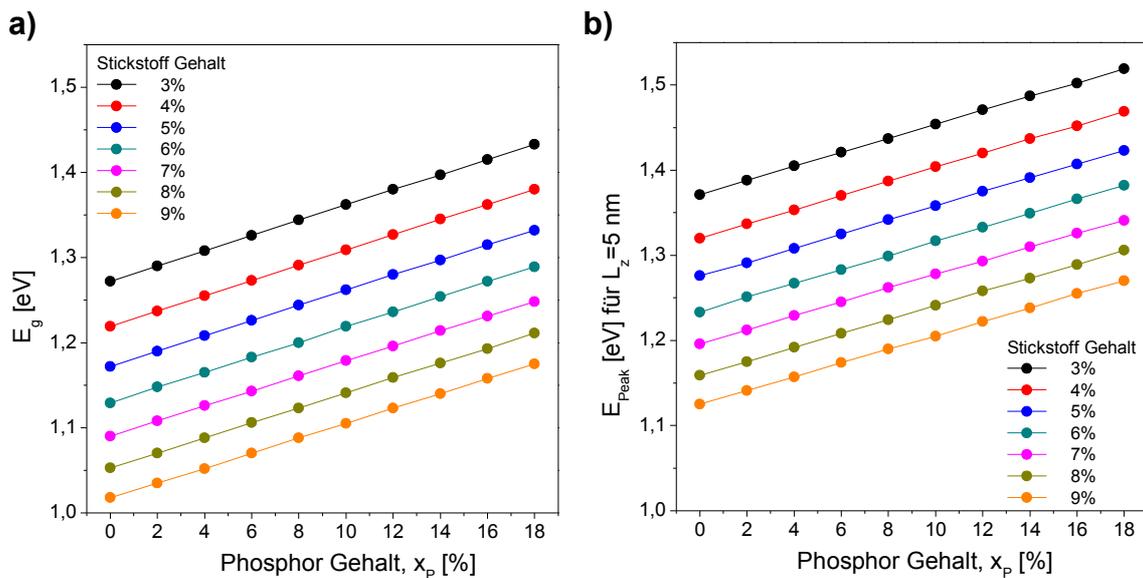


Abbildung 5.8: Berechnung der Bandlücke von $Ga(NAsP)/Si$ (Bulk) in Abhängigkeit der Materialkomposition (a) und Berechnung der zu erwartenden PL-Emission eines 5 nm dicken QW (b).

Einschränkend muss erwähnt werden, dass auch unterschiedliche Annealings einen Einfluss auf die Photolumineszenz haben können, der im Rahmen dieses Modells nicht berücksichtigt wird. Dem hier diskutierten Modell liegt ein Datensatz von Proben zugrunde, die im MOVPE-Reaktor bei 800°C ausgeheizt wurden. Zur Betrachtung von Proben mit wesentlich abweichenden Annealings wurde die zu erwartende PL-Emission jeweils entsprechend der im Abschnitt 7.1 gezeigten Ergebnisse verschoben.

5.3.2 Gezielte Variation von Dicke und Zusammensetzung

Eine Gruppe von MQW-Strukturen mit nominell identischer Zusammensetzung ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Hier wurde das PL-Peakmaximum gegenüber der per XRD ermittelten Dicke des Quantenfilms aufgetragen (gefüllte Punkte). Für die Bestimmung der Dicke wurde wiederum ein Fehler von 15% angenommen. Anhand der in Abschnitt 5.3.1 erläuterten Berechnungen wurde nun zunächst die erwartete Verschiebung des PL-Peakmaximums durch die Änderung der quantisierten Niveaus bei einer als konstant angenommenen Komposition von 7% Stickstoff und 13% Phosphor eingetragen. Die berechnete Kurve schneidet alle Fehlerintervalle der experimentell ermittelten Datenpunkte.

Wie bereits in Abschnitt 5.1 diskutiert, wurde der Stickstoffeinbau für die vermessenen Proben von Einbautests auf GaP-Substrat extrapoliert und könnte mit einem entsprechend großen Fehler behaftet sein. Um die tatsächliche Materialkomposition abschätzen zu

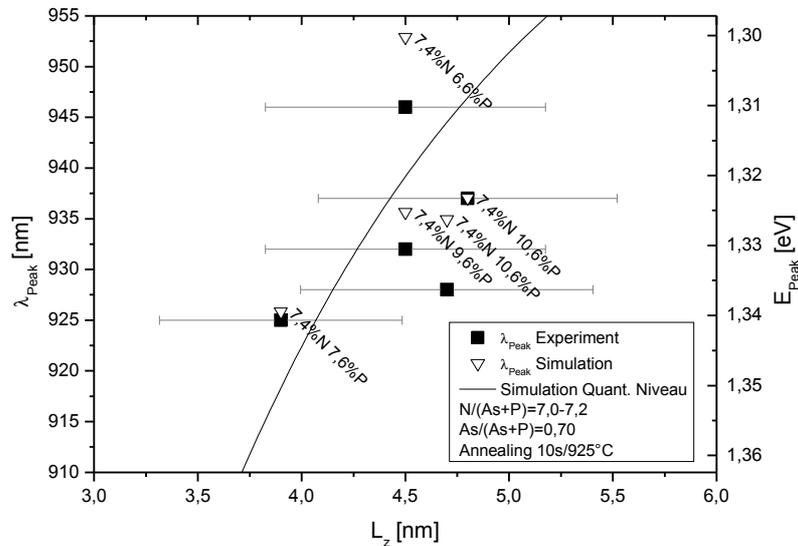


Abbildung 5.9: Experimentell ermittelte PL-Peakmaxima verschiedener 3xMQW-Strukturen mit nahezu konstanter Komposition gegenüber Dicke laut XRD-Simulation (angenommener Fehler 15%) sowie theoretisch erwarteter Werte.

können, wurde die mittels Simulation der XRD-Profile ermittelte Verspannung herangezogen. Wird der Stickstoffgehalt für alle Proben als konstant angenommen, kann auf die Konzentration von Arsen und Phosphor geschlossen werden. Mithilfe des Kopplungsparameters aus Abschnitt 5.3.1 kann nun unter Berücksichtigung der QW-Dicke auf die zu erwartende PL geschlossen werden. Die beste Übereinstimmung zwischen experimentell und theoretisch ermittelten Daten ergibt sich für eine Stickstoffkonzentration von 7,4%. Das theoretisch zu erwartende Emissionsmaximum so wie die zugehörigen Materialkompositionen sind in Abbildung 5.9 als offene Datenpunkte eingetragen. Die maximale Abweichung zu den experimentellen Daten beträgt lediglich 9 meV.

Unter Berücksichtigung der zu erwartenden Verschiebung der PL stimmen die experimentell und theoretisch ermittelten Daten, im Rahmen der diskutierten Fehlerintervalle, miteinander überein. Daher lässt sich festhalten, dass die per XRD-Simulation bestimmte mittlere QW-Dicke durchaus korrekt sein kann. Gleiches gilt für die mittels XRD ermittelte Komposition und die damit verbundene Verschiebung der Photolumineszenz. Der für die Proben zunächst angenommene Stickstoffgehalt von 7% kann durch Zuhilfenahme der Simulationsergebnisse exakter auf 7,4% abgeschätzt werden. Verlässlichere Aussagen ließen sich erzielen, wenn die Dicke der Quantenfilme in wesentlich

größeren Grenzen variiert würde, sodass sich die Fehlerintervalle der XRD-Simulationen nicht mehr überlappen.

Da die in Abbildung 5.9 dargestellten experimentellen Daten erfolgreich mit Simulationsergebnissen in Einklang gebracht werden konnten, soll nun die gleiche Vorgehensweise auf Strukturen mit stark unterschiedlicher Komposition angewendet werden. Bei den in Abbildung 5.10 dargestellten Strukturen wurde der Stickstoff-Partialdruck variiert. Für Proben mit höherer Stickstoffkonzentration ist erwartungsgemäß eine Rotverschiebung zu erkennen. Für ein Partialdruckverhältnis von $N/(As+P) = 7$ konnte bereits ein Stickstoffeinbau von 7,4% ermittelt werden. Geht man weiterhin von einem linearen Zusammenhang zwischen Gasphasenverhältnis und tatsächlichem Einbau aus, ergibt sich für die dargestellten Proben eine Stickstoffkonzentration von bis zu 9,4%. Durch Simulation der XRD-Profile können dann wiederum QW-Dicke und exakte Materialkomposition festgelegt werden. In Abbildung 5.10 ist das Gasphasenverhältnis farbcodiert aufgetragen, das experimentelle PL-Maximum mit gefüllten Datenpunkten, der theoretisch erwartete Wert mit offenen Datenpunkten dargestellt. Für die Proben mit 8% Phosphor oder mehr ist eine Abweichung von max. 30 meV zu erkennen. Proben, die sich in Stickstoff- oder Phosphorkonzentration stark von den in Abbildung 5.9 diskutierten Werten unterscheiden, zeigen hingegen eine sehr große Abweichung vom theoretisch erwarteten Wert.

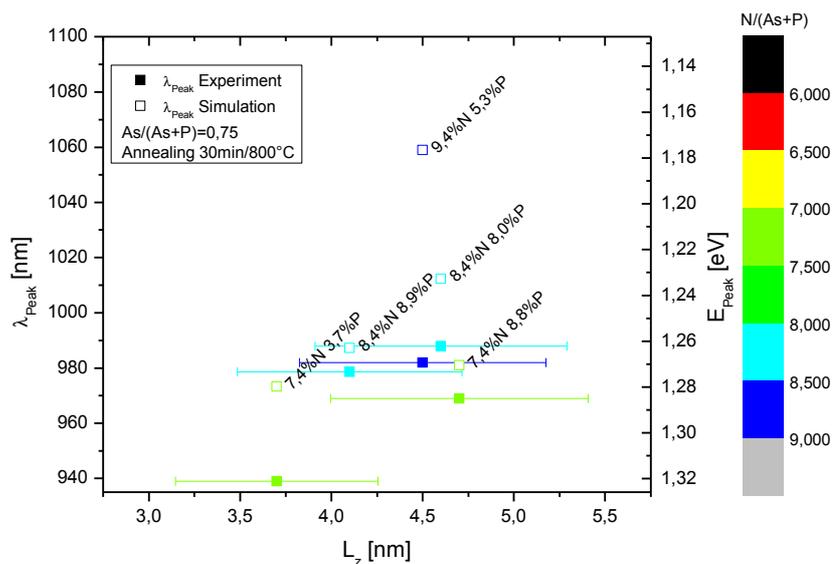


Abbildung 5.10: Experimentell ermittelte PL-Peakmaxima verschiedener $3xMQW$ -Strukturen mit variierender Stickstoffkonzentration gegenüber Dicke laut XRD-Simulation (angenommener Fehler 15%) sowie theoretisch erwarteter Werte.

Zur Erklärung der Abweichungen sind zwei Ansätze denkbar. Erstens könnte das in Abschnitt 5.3.1 diskutierte Modell für besonders große Stickstoff- oder besonders kleine Phosphorkonzentrationen eher schlechte Vorhersagen liefern. Grund ist dessen empirische Natur und die Tatsache, dass die zugrunde gelegten Messdaten den hier diskutierten Kompositionsbereich nicht abdeckten. Zweitens könnte eine Fehleinschätzung des Einbauverhaltens von Stickstoff ein möglicher Grund sein, sodass kein zum Gasphasenverhältnis $N/(As+P)$ proportionaler Einbau erfolgt. Das Wachstum und die Charakterisierung von MQW-Strukturen über einen möglichst großen Kompositionsbereich könnten Messdaten zur Überprüfung bzw. Verbesserung des diskutierten Modells liefern.

5.3.3 Variation von Wachstumstemperatur und Substratdicke

Im vorherigen Abschnitt wurde die gezielte Variation von Zusammensetzung und Dicke des aktiven Materials Ga(NAsP) diskutiert. Da aber auch experimentell schwer zu kontrollierende Änderungen der Wachstumsparameter einen erheblichen Einfluss ausüben können, soll an dieser Stelle exemplarisch der Einfluss von Wachstumstemperatur und Substratdicke diskutiert werden.

Grund für die Annahme einer variierenden Wachstumstemperatur bildet die Tatsache, dass für das Wachstum von Ga(NAsP) Si-Substrate mit unterschiedlichen Dicken und unterschiedlich behandelten Rückseiten zur Verfügung standen. Bei einer matten Substratrückseite ist von einer besseren thermischen Ankopplung an den beheizten Suszeptor auszugehen als bei einem beidseitig polierten Substrat. Weiterhin wird die Temperaturkalibrierung im Reaktor anhand eines nur 300-500 μm dicken Substrates durchgeführt, wohingegen ein bis zu 750 μm dickes Substrat eine andere Oberflächentemperatur aufweisen könnte und durch seine Höhe zusätzliche Gasverwirbelungen im Reaktor verursachen könnte.

Um den Einfluss einer Abweichung in der Wachstumstemperatur auf die Materialkomposition von Ga(NAsP) abschätzen zu können, wurden das aktive Material dreier identischer MQW-Strukturen bei leicht unterschiedlichen Temperatureinstellungen abgeschieden. Zusätzlich wurden zwei unterschiedliche Substrate gleichzeitig bewachsen. Die Einhüllende nach XRD-Simulation sowie die PL-Peaks der Strukturen sind in Abbildung 5.11 über der Wachstumstemperatur aufgetragen. Man erkennt eine Verschiebung der Einhüllenden von etwa $+30^\circ/\text{K}$ mit steigender Wachstumstemperatur. Gleichzeitig schiebt

die Photolumineszenz zu kürzeren Wellenlängen und zwar mit einer Rate von 0,6 bzw. 1,0 nm/K.

Eine Verschiebung der Photolumineszenz kann mit einer Änderung der Bandlücke korreliert werden, was unter Anderem durch eine Änderung des Stickstoffeinbaus zu erklären wäre. In diesem Fall würde bei höherer Wachstumstemperatur weniger Stickstoff einbauen, wobei der in gleichem Maße geänderte Einbau der restlichen Gruppe-V Komponenten einen wesentlich geringeren Einfluss auf die Bandstruktur ausübt. Aufgrund geringerer Kopplung im Rahmen des BAC-Modells käme es zu einer größeren Bandlücke. Bei den dargestellten Proben auf 500 μm dickem Substrat wäre anhand der Verspannung eine Variation der Stickstoffkonzentration zwischen 6,5 und 7,7% zu erwarten. Das Verhalten stünde in Einklang mit den bereits in [69; 70] gemachten Beobachtungen bezüglich des temperaturabhängigen Stickstoffeinbaus in (GaIn)(NP) bzw. Ga(NAs).

Bei einem verringerten Stickstoffeinbau sollte es jedoch ebenfalls zu einer größeren kompressiven Verspannung und somit zu einer Verschiebung der Einhüllenden weiter in den negativen Bereich kommen, was in Abbildung 5.11 jedoch nicht zu beobachten ist. Im Gegenteil erfolgt die Verschiebung der Einhüllenden mit steigender Temperatur sehr deutlich in den tensilen Bereich.

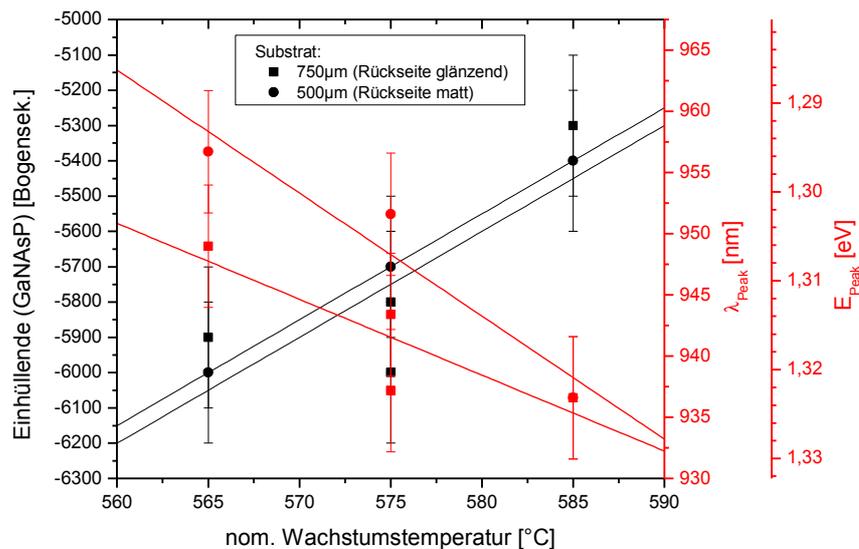


Abbildung 5.11: Einhüllende der QWs laut XRD und Photolumineszenz-Peak von MQW-Strukturen bei unterschiedlichen Wachstumstemperaturen für das aktive Material. Angenommener Fehler für die XRD-Simulation: 200". Angenommener Fehler für die Bestimmung der PL: 5 nm.

Das beobachtete Verhalten kann also nur auf eine komplexe Kompositionsänderung des aktiven Materials zurückgeführt werden, wobei sich der Einbau mehrerer Komponenten signifikant ändert. Reaktionen der Präkursoren in der Gasphase sowie ein verändertes Desorptionsverhalten von Stickstoff an der Oberfläche könnten mögliche Gründe sein, ebenso wie unbeabsichtigte Flussschwankungen beim Epitaxieprozess. Als mögliche Erklärung für eine Änderung der Bandlücken kann dann unter anderem der Verspannungszustand des aktiven Materials dienen. Bei der Verschiebung der Einhüllenden um ca. 600 Bogensekunden in den negativen Bereich wäre eine verspannungsinduzierte Absenkung des Schwerlochbandes um ca. 11 meV und damit einhergehend eine Vergrößerung der Bandlücke zu erwarten. Die Änderung des Verspannungszustandes kann zwar nicht allein als Erklärung für das beobachtete Verhalten dienen, aber überlagert sich ggf. mit den sonstigen Effekten einer Kompositionsänderung.

Vergleicht man die Strukturen auf 500 μm und 750 μm dickem Substrat, so zeigt sich keine deutliche Abhängigkeit der Verspannung vom verwendeten Substrat. Die PL-Emission auf den 750 μm dicken Substraten ist tendenziell kurzweiliger, jedoch beträgt der Unterschied zum 500 nm dickem Substrat nur 10-15 nm. Die Abweichung der PL zweier Datenpunkte bei 575°C auf 750 nm Substrat fällt jedoch in die gleiche Größenordnung und liefert einen Hinweis, auf die Reproduzierbarkeit, mit der nominell identische Schichten abgeschieden werden können. Durch Verwendung unterschiedlicher Substrate ist also sehr wohl eine Änderung der Oberflächentemperatur und somit der Materialkomposition zu erwarten. Diese fällt aber sehr gering aus, sodass sie bei der nachfolgenden Interpretation als vernachlässigbar klein angesehen werden kann.

Ähnliche Effekte durch Verwendung von mattem oder beidseitig poliertem Substrat sind auch bei der Verwendung des RTA zu erwarten. Sie könnten hier aufgrund der geänderten thermischen Ankopplung des Substrates an die Heizung wesentlich gravierendere Konsequenzen haben. Entsprechende Untersuchungen werden daher Gegenstand zukünftiger Testreihen sein.

Kapitel 6: Optimierung der elektrischen Injektion

Wie bereits in Abschnitt 2.4.3 diskutiert, wird für die hier betrachteten Laserstrukturen auf Si-Substrat eine laterale Kontaktierung angestrebt. Neben den zusätzlichen Herausforderungen an die Prozessierung müssen auch alle am Stromtransport beteiligten Schichten hinsichtlich ihrer Leitfähigkeit optimiert werden. Das folgende Kapitel widmet sich daher der Charakterisierung möglichst aller Materialien, die für die Kontaktschichten zum Einsatz kommen, um eine vollständige theoretische Beschreibung der Leitfähigkeit einer kompletten Laserstruktur zu ermöglichen.

6.1 Dotierung der Kontaktschichten

Zunächst soll die Leitfähigkeit der epitaktisch abgeschiedenen Kontaktschichten untersucht werden. Als Analysemethode zur Beurteilung der Einbaueffizienz von Dotierstoffen steht SIMS zur Verfügung. Da dies aber keine Aussage über den Anteil der aktivierbaren Dotanden zulässt, wird zusätzlich die Leitfähigkeit der einzelnen Schichten mittels Hall- oder TLM-Messungen ermittelt.

6.1.1 Untersuchung der Einbaueffizienz mittels SIMS

Im Rahmen der Arbeit [16] wurden erstmals Laserstrukturen auf Si-Substrat abgeschieden. Der Einbau möglicher Dotierstoffe für die dort verwendeten (BGa)P-Kontaktschichten wurde bereits in [39] untersucht. Aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse wurden Tellur und Zink als geeignete Stoffe zur n- bzw. p-Dotierung in (BGa)P und (BGa)(AsP) gewählt. Die entsprechenden Präkursoren sind DEZn und DETe.

Um die Einbaueffizienz der Dotierstoffe beurteilen zu können, wurden wiederholt SIMS-Messungen an Laserstrukturen auf GaP- und Si-Substrat mit Kontaktschichten aus GaP respektive (BGa)P durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.1 aufgetragen. Ebenfalls wurden jeweils Teststrukturen unter den gleichen Wachstumsbedingungen wie die jeweiligen Kontaktschichten gewachsen, um an einer ausreichend dicken Schicht eine Hall-Messung durchführen zu können.

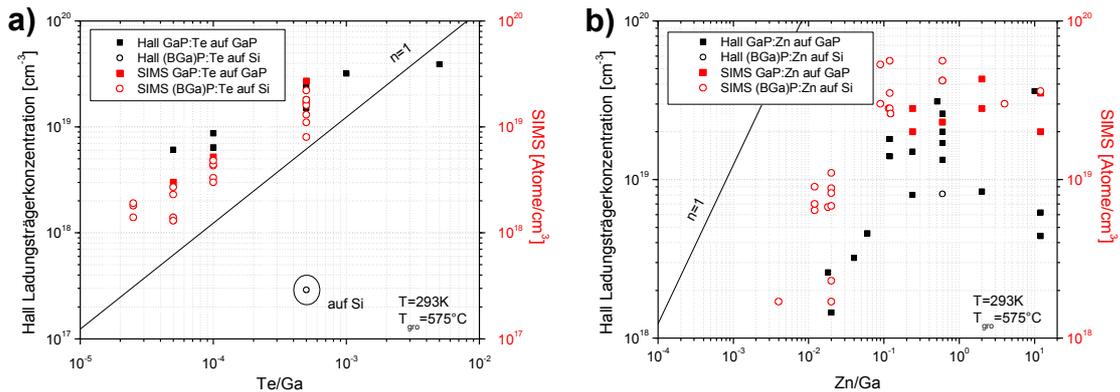


Abbildung 6.1: Dotierstoff-Einbau ermittelt aus SIMS-Profilen sowie Ladungsträgerkonzentration mittels Hall für Te in ((B)Ga)P als n-Dotand (a) und Zn in ((B)Ga)P als p-Dotand (b). Präkursoren: DETe bzw. DEZn.

Es ist deutlich zu erkennen, dass für beide Dotierstoffe der Einbau laut SIMS mit dem Gasphasenverhältnis von Dotierstoff-Präkursor zu Ga-Präkursor (hier TEGa) skaliert. Für DETe ist deutlich ein lineares Verhalten über den gesamten dargestellten Bereich erkennbar. Die Datenpunkte liegen größtenteils über der eingezeichneten Geraden mit Einbaueffizienz 1. Die Gerade markiert den Bereich, in dem Dotierstoff- und Gruppe-III-Atome im gleichen Verhältnis in den Kristall eingebaut werden, wie sie in der Gasphase vorliegen. Dass in diesem Fall prozentual mehr Dotierstoffatome einbauen, kann durch eine effizientere Zerlegung und / oder einen effizienteren Einbau von DETe im Vergleich zu TEGa erklärt werden.

Für den Zn-Einbau laut SIMS ergibt sich ebenfalls ein zufriedenstellendes Bild. Auch hier skaliert der Einbau gut mit dem Angebot von DEZn in der Gasphase. Ab einem Einbau von etwa $2\text{-}3 \cdot 10^{19}$ Atome/cm³ scheint ein Sättigungseffekt einzutreten. Dieser ist jedoch für die geplanten Kontaktschichten nicht weiter störend, weil eine solche Dotierstoffkonzentration dafür ausreichend ist.

Vergleicht man die mittels Hall-Messung ermittelte Ladungsträgerdichte mit dem Einbau nach SIMS, ergibt sich für die meisten Datenpunkte eine gute Übereinstimmung. Im Falle von DEZn sind teilweise um einen Faktor 2-3 weniger Ladungsträger als Dotanden vorhanden, aber auch diese Differenz bringt keine gravierenden Nachteile für eine Kontaktschicht mit sich. Im Falle von DETe wird bis auf eine Ausnahme ebenfalls eine gute Übereinstimmung erzielt. Eine Hall Messung von Te-dotiertem (B)Ga)P auf Si-Substrat liefert jedoch eine überraschend geringe Ladungsträgerdichte.

Im nächsten Abschnitt werden daher umfangreichere Hall-Messungen an entsprechenden Teststrukturen diskutiert.

6.1.2 Untersuchung der elektrischen Aktivität mittels Hallmessung

Um eine zuverlässige Bestimmung der für den elektrischen Transport relevanten Ladungsträgerdichte zu ermöglichen, werden im Folgenden Teststrukturen für Hall-Messungen sowohl an Te- als auch an Zn-dotierten Schichten diskutiert. Dabei werden auch unterschiedliche Materialkompositionen und Verspannungszustände beachtet, um deren mögliche negative Effekte auf die Leitfähigkeit einzelner Schichten einer Laserstruktur auszuschließen.

Unterschiede bei Dotierung in GaP, (BGa)P und (BGa)(AsP)

Ausgehend von der in (BGa)P beobachteten Differenz zwischen Dotierstoffeinbau und Ladungsträgerkonzentration werden in diesem Abschnitt dotierte GaP-Schichten mit dotierten (BGa)(AsP)-Schichten verglichen. Diese lassen sich gitterangepasst auf GaP-Substrat abscheiden, sodass verspannungsinduzierte Effekte ausgeschlossen werden können. Für gitterangepasstes Wachstum wurde als Ausgangspunkt eine Komposition von etwa $(B_{0,03}Ga_{0,97})(As_{0,11}P_{0,89})$ gewählt, damit eine ähnliche Arsen-Konzentration wie in Laserstrukturen auf Si-Substrat vorliegt. Eine Auswahl von Hall-Messungen an unterschiedlich dotierten Schichten ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

Für die Te-dotierten GaP-Schichten ist ein deutlicher linearer Zusammenhang der Ladungsträgerkonzentration mit dem Partialdruck und eine ausreichende Dotiereffizienz bis in den Bereich von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ zu erkennen. Beim Wechsel zu (BGa)(AsP) mit einer As-Konzentration von 11% fällt die Ladungsträgerdichte drastisch um bis zu drei Größenordnungen bei gleichem Angebot von DETe in der Gasphase. Wie im vorherigen Abschnitt

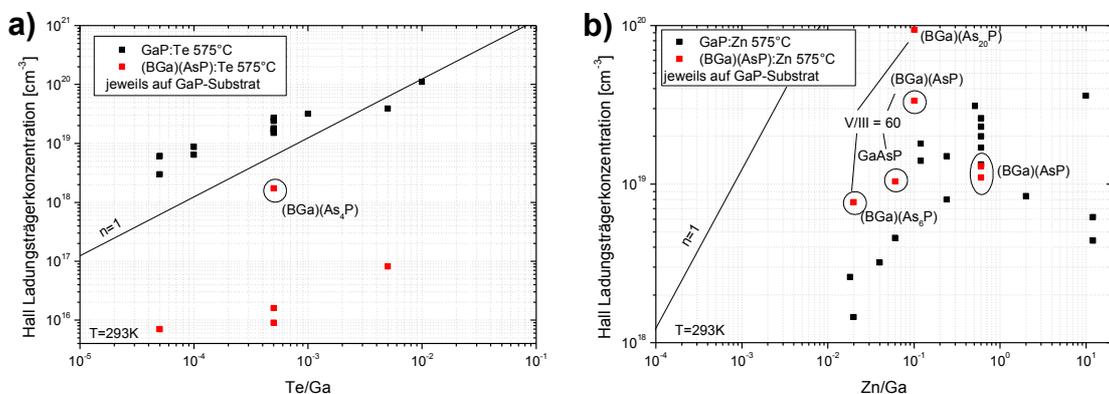


Abbildung 6.2: Ladungsträgerkonzentration ermittelt aus Hall-Messungen in (BGa)((As)P) für Te als n-Dotand (a) und Zn als p-Dotand (b). 11% As in (BGa)(AsP) und $V/III = 20$ soweit nicht anders angegeben. Bei Variation der Arsen-Konzentration wurde die Bor-Konzentration angepasst, um einen ähnlichen Verspannungszustand zu erhalten.

bereits diskutiert, ist dieser Effekt nicht einem verringertem Te-Einbau zuzuschreiben, sondern einer geringeren elektrischen Aktivität der eingebauten Atome. Ein etwas schwächerer Abfall der Ladungsträgerdichte ist bei einer Schicht mit reduzierter As-Konzentration (und bei gleich bleibender Verspannung somit auch reduzierter B-Konzentration) zu beobachten.

In dem für die Anwendung relevanten Konzentrationsbereich von bis zu $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ skaliert bei beiden Materialsystemen die Ladungsträgerdichte gut mit dem eingestellten Partialdruck. Zwischen GaP-Schichten und (BGa)(AsP)-Schichten mit Zn-Dotierung ist kein ausgeprägter Unterschied in der Ladungsträgerdichte zu erkennen. Auffällig ist hier, dass mit steigender As-Konzentration (in diesem Fall 20%) die Ladungsträgerkonzentration im Material steigt.

Als Gründe für dieses Verhalten kommen unterschiedliche Effekte in Frage. Zunächst ist davon auszugehen, dass in einem quaternären Materialsystem die Dotanden beim epitaktischen Wachstum nicht immer auf einem passenden Gitterplatz einbauen. Tellur beispielsweise sollte auf einem Gruppe-V Platz einbauen, um ein schwach gebundenes Valenzelektron zu behalten. Ebenso ist der Einbau auf Zwischengitterplätzen denkbar, der mittels SIMS nicht von einem Einbau im regulären Kristallgitter unterschieden werden kann. In beiden Fällen wären die durch die Dotanden eingebrachten Ladungsträger nicht oder nur unter Aufwendung einer deutlich höheren Aktivierungsenergie aktivierbar. Eine Änderung der Wachstumstemperatur sowie ein thermisches Annealing beispielsweise sind Möglichkeiten, einem größeren Anteil von Dotanden den Einbau oder den nachträglichen Wechsel auf einen passenden Gitterplatz zu ermöglichen. Eine höhere Ladungsträgerdichte bei gleichem Einbau wäre die Folge.

In Analogie zu den in Abschnitt 2.3 bereits diskutierten lokalisierten Zuständen durch Stickstoffeinbau in Ga(NAsP) ist auch ein Ladungsträgereinfang durch lokalisierte, Bor-induzierte Zustände denkbar. Hinweise auf die Existenz solcher Zustände bieten druckabhängige Messungen an (BGaIn)As, wie sie in [71] diskutiert werden. Hall-Messungen an (BGa)((As)P) könnten entsprechende Hinweise auf einen Ladungsträgereinfang liefern.

Ein weiterer möglicher Grund für unerwartet niedrige Ladungsträgerdichten ist der Einbau von Verunreinigungen in das quaternäre Materialsystem. Hier kommt insbesondere Kohlenstoff in Frage, da dieser in allen verwendeten Präkursor-Molekülen vorkommt.

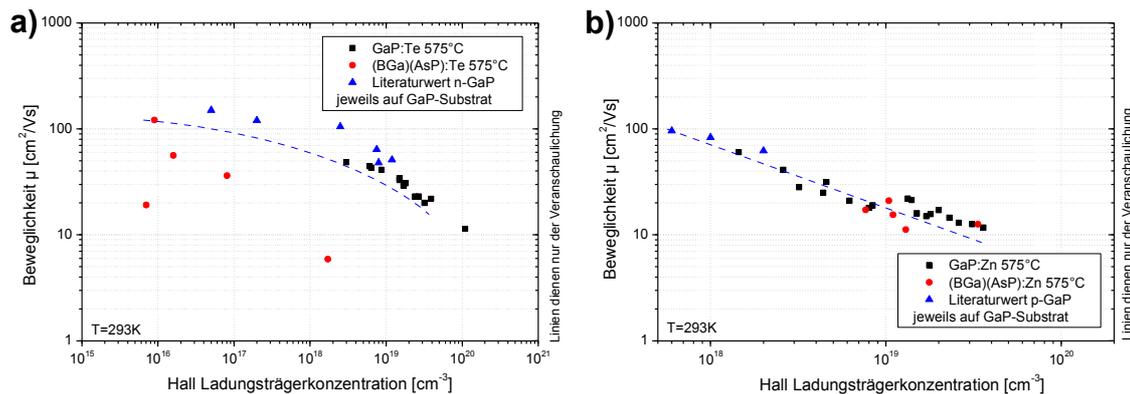


Abbildung 6.3: Beweglichkeit in Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration für Te in ((B)Ga)((As)P) als n-Dotand (a) und Zn in ((B)Ga)((As)P) als p-Dotand (b). Literaturwerte nach [28].

Dieser fungiert in GaP als Akzeptor und würde entsprechend die Ladungsträgerdichte für Löcher erhöhen. Eine p-Hintergrunddotierung in n-dotierten Schichten würde die Hall-Messung verfälschen, da die Hall-Spannungen der beiden vorhandenen Ladungsträgerspezies ein unterschiedliches Vorzeichen besitzen und sich gegenseitig kompensieren. Eine verminderte Ladungsträgerdichte in der Hall-Messung wäre die Folge, wie sie im Fall von Te-dotiertem (BGa)(AsP) beobachtet wird.

Eine weitere Charakterisierungsmöglichkeit bietet die mittels Hall-Messung ermittelte Ladungsträgerbeweglichkeit, wie sie in Abbildung 6.3 über der Ladungsträgerdichte aufgetragen ist.

Sowohl für Te- als auch für Zn-Dotierung in GaP tritt das erwartete Verhalten ein: Die Beweglichkeit sinkt mit steigender Ladungsträgerdichte, da mit steigender Ladungsträgerdichte die Ladungsträger-Ladungsträgerstreuung zunimmt. Die Abweichung der hier ermittelten Werte zu den Literaturwerten für dotiertes GaP übersteigen einen Faktor zwei kaum. Das lässt den Schluss zu, dass GaP bei den für alle Schichten gewählten Wachstumsbedingungen mit hoher struktureller Qualität abgeschieden werden konnte, sodass weder die Morphologie noch mögliche Verunreinigungen den Ladungstransport signifikant behindern. Ebenso beeinträchtigt die in (BGa)(AsP) vorhandene Legierungsunordnung die Beweglichkeit kaum.

Im Gegensatz dazu wird für Te-dotiertes (BGa)(AsP) eine, gegenüber dotiertem GaP, deutlich verringerte Beweglichkeit gemessen. Dieser Effekt tritt bei ähnlich hohem Dotierstoffeinbau jedoch höherer Ladungsträgerdichte für Zn-dotiertes (BGa)(AsP) nicht auf. Dies bekräftigt die oben aufgestellte These, dass Verunreinigungen im Material als Akzeptoren fungieren. Dieser Effekt wäre für eine Verschiebung der Datenpunkte für

(BGa)(AsP):Te im Diagramm nach links verantwortlich. Zusätzlich wäre durch die erhöhte Dichte von ionisierten Störstellen aber eine weitere Abnahme der Beweglichkeit zu erwarten. Einschränkend muss erwähnt werden, dass im verwendeten Aufbau zur Messung der Hall-Spannung insbesondere bei sehr niedrigen Ladungsträgerdichten vergrößerte Messfehler auftreten. Schichten mit einer real sehr geringen Ladungsträgerdichte von etwa $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ sind daher mit einem größeren Messfehler bezüglich der Beweglichkeit behaftet, als hoch dotierte Schichten.

Da die beschriebenen Beobachtungen den Einbau von Kohlenstoff als mögliche Ursache für niedrige Ladungsträgerdichten in (BGa)(AsP) nahelegen, wurde dieser an entsprechenden Teststrukturen mittels SIMS überprüft. Hierbei wurde das Materialsystem (BGa)P statt (BGa)(AsP) verwendet, da der Arsen-Präkursor TBAs schon in vielen unterschiedlichen Materialsystemen zum Einsatz kam, ohne einen besonders hohen Kohlenstoff-Einbau zu fördern. Eine entsprechende Reinheit der verwendeten Chemikalie wird ebenfalls vom Hersteller garantiert. Für den Bor-Präkursor TEB hingegen existieren noch keine so umfassenden Erfahrungswerte, sodass hier eher mit Verunreinigungen oder unerwarteten Effekten bei Einbau und Zerlegung gerechnet werden muss.

Die Ergebnisse von Hall-Messungen an Te-dotiertem (BGa)P im Vergleich zum Kohlenstoffeinbau in (BGa)P-Schichten mit unterschiedlicher Bor-Konzentration sind in Abbildung 6.4 aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Kohlenstoff-Einbau mit

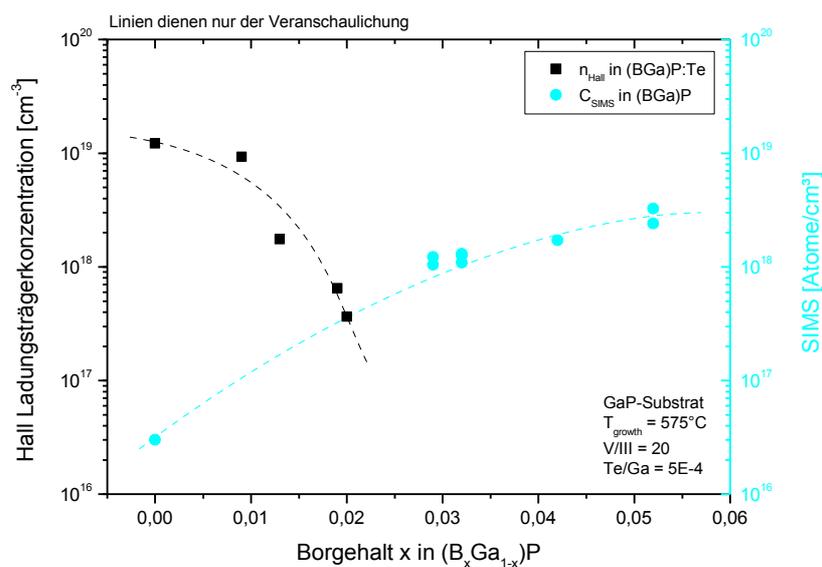


Abbildung 6.4: Ladungsträgerkonzentration aus Hall-Messungen und Kohlenstoffeinbau aus SIMS-Profilen in Abhängigkeit vom Bor-Gehalt in (BGa)P auf GaP-Substrat.

der Bor-Konzentration ansteigt. Extrapoliert man zwischen dem Regime mit $>3\%$ Bor und reinem GaP kommt man zu dem Schluss, dass für die oben betrachteten Strukturen mit etwa 2% Bor eine Kohlenstoff-Konzentration von etwa $2 \cdot 10^{17}$ Atome/cm³ zu erwarten ist. Gleichzeitig sinkt aber auch die Ladungsträgerdichte sehr schnell mit steigender Bor-Konzentration bei gleichem DETe-Partialdruck in der Gasphase. Im Regime um 2% Bor ist bereits eine Abnahme von etwa 1,5 Größenordnungen gegenüber reinem GaP zu beobachten. Da, wie oben bereits beschrieben, der Te-Einbau als konstant anzunehmen ist, sind in diesem Fall nur noch weit weniger als 10% der eingebauten Te-Atome als Donatoren aktiv., wobei von einer Aktivierungsenergie von etwa 93 meV in GaP auszugehen ist [72].

Wäre ein Einfangprozess an den Kohlenstoff-Atomen oder deren Verhalten als Akzeptor für diese Abnahme verantwortlich, so müsste der zugrunde liegende Prozess sehr effektiv sein, da jedes Kohlenstoff-Atom im Schnitt weit mehr als 10 Ladungsträger auffangen müsste. Es ist also unwahrscheinlich, dass allein dieser Effekt für die verringerte Ladungsträgerdichte in n-(BGa)P verantwortlich ist. Die Existenz von Bor-induzierten lokalisierten Zuständen hingegen könnte einen Ladungsträgereinfang in dieser Größenordnung erklären.

Im Materialsystem (GaIn)(NAs) wurde in [54] und [73] bereits für Stickstoff gezeigt, dass dessen Einfluss auf die Bandstruktur erheblich von der lokalen Umgebung, in dem die Stickstoffatome im Wirtskristall eingebaut werden, abhängig ist. Diese kann beispielsweise durch Annealing geändert werden. Analog zu diesem Vorgehen wird daher im Folgenden Annealing als Möglichkeit zur Senkung des Ladungsträgereinfangs in (BGa)P getestet.

Da die bisher betrachteten Zn-dotierten Proben kein ungewöhnliches Verhalten aufweisen, konzentrieren sich die folgenden Betrachtungen lediglich auf Te-dotierte Materialien.

Effekt von Annealing auf (BGa)((As)P):Te-Schichten

Im Folgenden soll der Effekt von thermischem Annealing auf Te-dotierte Bor-haltige Schichten untersucht werden. Im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt werden hier sowohl (BGa)P als auch (BGa)(AsP) betrachtet, da nicht zwingend davon auszugehen ist, dass beide die gleiche strukturelle Qualität aufweisen und dass die lokale Umgebung beim Einbau von Bor- oder Te-Atomen in beiden dieselbe ist. Hierzu wurden dotierte Teststrukturen auf GaP-Substrat abgeschieden. Es wurde jeweils ein Teil derselben Struktur ohne und mit Annealing vermessen. Das Annealing fand jeweils im RTA für 10 s bei 925°C statt und gleicht der Prozedur, die im Rahmen der Arbeit [74] als optimal für das

aktive Material Ga(NAsP) ermittelt wurde. Es fand also keine Optimierung des Annealings anhand der elektrischen Eigenschaften der betrachteten Strukturen statt. Im Gegenzug erlaubt das Verfahren aufgrund der identischen Parameter einen Vergleich mit den zu erwartenden Leitfähigkeiten innerhalb einer annealten Laserstruktur. Die Ergebnisse der Hall-Messungen für die Ladungsträgerdichte sind in Abbildung 6.5 aufgetragen.

Für alle Schichten mit einem Bor-Gehalt von mehr als einem Prozent bewirkt das Annealing eine deutliche Zunahme der Ladungsträgerdichte. Diese ist für (BGa)(AsP) umso ausgeprägter, je größer der Bor-Gehalt ist. Im Fall von (BGa)(AsP) mit 3,8% Bor ist eine Zunahme um zwei Größenordnungen zu verzeichnen. Für (BGa)P ist ein ähnlicher Trend zu beobachten, wenn auch nicht ganz so deutlich.

Neben einem direkten Effekt der As-Konzentration ist ein verspannungsinduzierter Effekt eine mögliche Erklärung für das unterschiedliche Verhalten von (BGa)P und (BGa)(AsP). Zunächst ist dabei zu erwähnen, dass sehr stark tensil verspannte Schichten Relaxationslinien ausbilden können, die einen homogenen, lateralen Stromfluss durch die Schicht behindern. Eine Verfälschung der Hall-Messungen ist die Folge.

Beim Wachstum auf GaP-Substrat ist (BGa)(AsP) mit 11% Arsen und 2,4% Bor etwa gitterangepasst. Eine Schicht mit 11% Arsen und 3,8% Bor (etwa 2 Größenordnungen Gewinn durch Annealing) hingegen wäre etwa so stark verspannt wie (BGa)P mit

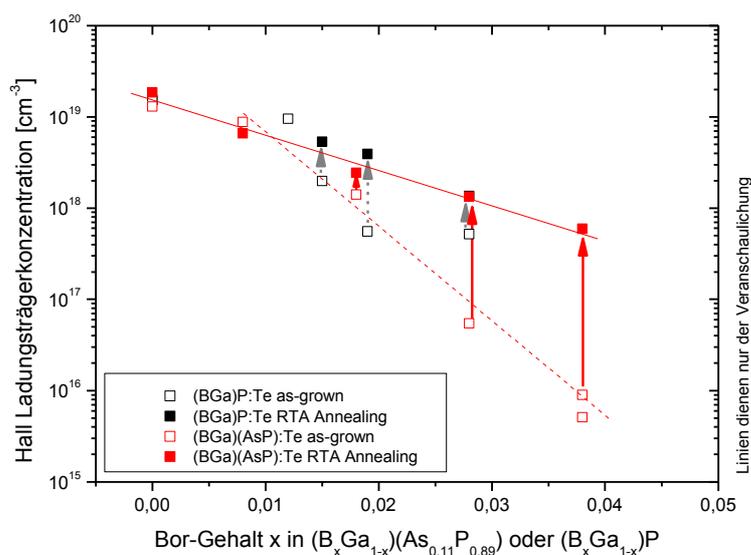


Abbildung 6.5: Hall-Ladungsträgerkonzentration für Bor-haltige Schichten (Te-dotiert) auf GaP-Substrat vor und nach einer Annealingprozedur (10 s / 925 °C). Jeweils 11% Arsen in (BGa)(AsP). Daten z. T. aus [62].

1,4% Bor (in der Messung weniger als Faktor 5 Gewinn durch Annealing). Verspannungsinduzierte Effekte können also nicht allein für das unterschiedliche Verhalten von (BGa)P und (BGa)(AsP) verantwortlich sein. Dennoch könnten besonders stark verspannte Schichten mit einem erhöhten Messfehler behaftet sein.

Dotiereffizienz und Ladungsträgeraktivierung in (BGa)(AsP):Te

Da die genaue Ursache der Ladungsträgeraktivierung durch thermisches Annealing nicht eindeutig festgestellt werden konnte, der Effekt aber besonders ausgeprägt für (BGa)(AsP) mit hoher Bor-Konzentration ist, werden im Folgenden temperaturabhängige Hall-Messungen an (BGa)(AsP)-Schichten mit unterschiedlichem Bor-Gehalt durchgeführt. Ziel ist die Ermittlung der Aktivierungsenergie für Tellur als Donator in (BGa)(AsP) vor und nach einem Annealing-Prozess.

Die temperaturabhängige Ladungsträgerdichte aus Hall-Messungen an einer Serie von Proben ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Um die Zuverlässigkeit der Messwerte besser einschätzen zu können, ist die Messunsicherheit, die sich aus dem Rauschen der Spannungsmessung und Mittelwertbildung bei rechteckiger Probengeometrie ergibt, als Fehlerbalken eingetragen. Systematische Fehler, wie sie beispielsweise bei der Abschätzung der Schichtdicke, Abschätzung der Verarmungszone und Ermittlung des angelegten Magnetfeldes entstehen können, sind nicht dargestellt.

Wie bereits im vorherigen Abschnitt diskutiert sind Messfehler durch Relaxation bei großer tensiler Verspannung und die daraus resultierenden Gitterdefekte nicht auszuschließen. Im obigen Beispiel sind Schichten mit einem Bor-Gehalt von mehr als 2,4% tensil verspannt.

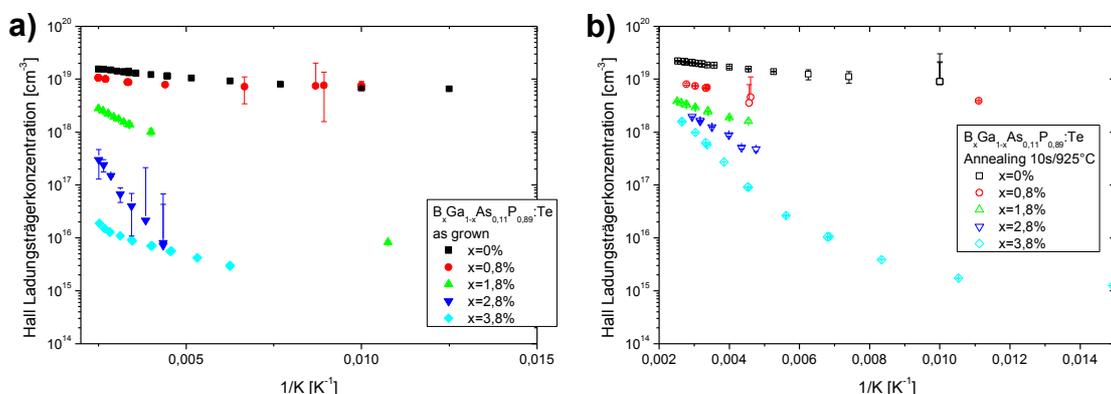


Abbildung 6.6: Ladungsträgerdichte aus Hall-Messungen an (BGa)(AsP):Te/GaP as grown (a) und nach Annealing (b) mit variierendem Bor-Gehalt (Daten aus [62]). Fehlerbalken beziehen sich allein auf den Fehler der elektrischen Messung durch Rauschen. Schichtdicke: 500-1000 μm .

Legt man eine Ausgleichsgerade durch die im Arrheniusplot linear erscheinenden Bereiche, so erhält man aus der Steigung die Aktivierungsenergie des Dotierstoffs. Für die Proben mit 0% und 0,8% Bor ist dies nicht sinnvoll durchführbar, da bei den betrachteten Temperaturen scheinbar schon alle Dotanden aktiviert sind. Messungen bei noch tieferen Temperaturen lieferten keine verwertbaren Ergebnisse. Fits für die restlichen drei Proben wurden im Rahmen der Arbeit [62] durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 dargestellt.

Bor-Gehalt [%]	E_D as grown [meV]	E_D annealed [meV]
1,8	94	39
2,8	302	99
3,8	(43)	225

Tabelle 6.1: Aktivierungsenergien der in Abbildung 6.6 vermessenen Proben durch Fit im relevanten Temperaturbereich nach [62].

Für die Proben mit 1,8 bzw. 2,8% Bor ist eine deutliche Verkleinerung der Aktivierungsenergie durch das Annealing zu erkennen. Für die Probe mit 3,8% Bor scheint das Gegenteil der Fall zu sein. Betrachtet man jedoch den Verlauf der Ladungsträgerdichte in Abbildung 6.6 so fällt auf, dass bei der nicht annealten Probe der für den Fit relevante Bereich durchaus bei wesentlich höheren Temperaturen liegen könnte. Die auch bei niedrigen Temperaturen vorhandene Ladungsträgerdichte zwischen $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ist offensichtlich nicht auf dort schon aktivierte Ladungsträger von Tellur als Donator zurückzuführen.

Durch Annealing kann, besonders bei Proben mit hohem Bor-Gehalt, die Ladungsträgerdichte bei Raumtemperatur erhöht werden. Wie bereits im vorherigen Abschnitt dargestellt sind Steigerungen der Ladungsträgerdichte um bis zu zwei Größenordnungen möglich. Dieser Effekt kann durch eine Verringerung der Aktivierungsenergie des betreffenden Dotierstoffs erklärt werden, ein Veränderung der Einfangprozesse für Ladungsträger könnte aber ebenfalls verantwortlich sein.

Um eine Aussage über die Dichte möglicher Störstellen für den Einfang treffen zu können, wird im Folgenden die Beweglichkeit der Ladungsträger betrachtet, wie sie in Abbildung 6.7 temperaturabhängig aufgetragen ist. Für niedrige Temperaturen wird die Beweglichkeit überwiegend durch Streuung an neutralen und ionisierten Störstellen limitiert. Eine besonders hohe Dotierstoffdichte hätte in diesem Fall also eine deutlich geringe Beweglichkeit zur Folge. Für hohe Temperaturen wird die Beweglichkeit dagegen von

Streuprozessen an Phononen dominiert und sollte eine geringere Abhängigkeit von der Störstellendichte im Material haben.

Für die as grown Proben in Abbildung 6.7 ist zu erkennen, dass die Beweglichkeit insbesondere für tiefe Temperaturen mit steigender Bor-Konzentration sinkt. Die einzige Ausnahme bildet die Probe mit 3,8% Bor. Bei der Interpretation der Messung ist jedoch zu beachten, dass in die Berechnung der Beweglichkeit sowohl die Messung des Schichtwiderstandes als auch die per Hall-Messung ermittelte Ladungsträgerdichte einfließen. Ein Messfehler bei der Ermittlung der Ladungsträgerdichte hat also auch eine Auswirkung auf die errechnete Beweglichkeit. Dies ist, wie bereits zuvor diskutiert, insbesondere für stark tensil verspannte Schichten nicht auszuschließen. Außerdem ist die an den Grenzflächen existierende Verarmungszone für geringe Ladungsträgerdichten (hier teilweise nur $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) größer, sodass es auch aus diesem Grund zu einer größeren Abweichung als bei den übrigen Messungen kommen kann.

Sowohl für annealte als auch für nicht annealte Proben in Abbildung 6.7 ist zu erkennen, dass sich die Beweglichkeiten für hohe Temperaturen einem gemeinsamen Wert nähern. Daher kann ein störender Einfluss der strukturellen Qualität der Schichten ausgeschlossen werden, denn dieser würde bei allen Temperaturen zum Tragen kommen und für eine deutlich unterschiedliche Beweglichkeit bei allen Temperaturen sorgen.

Besonders deutlich ist diese Bor-Einbau unabhängige Beweglichkeit bei annealten Proben bei Raumtemperatur zu beobachten. Daher ist davon auszugehen, dass die Beweglichkeit bei allen Proben zum Großteil durch Streuprozesse limitiert wird, die nur bei tiefen Temperaturen dominieren. Eine große Anzahl ionisierter Störstellen kann also als Ursache

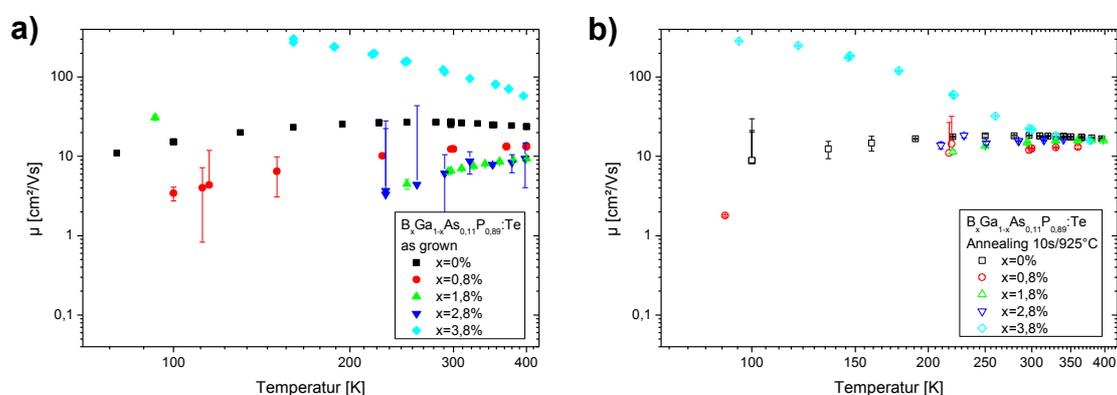


Abbildung 6.7: Ladungsträgerbeweglichkeit aus Hall-Messungen an $(BGa)(AsP):Te/GaP$ as grown (a) und nach Annealing (b) mit variierendem Bor-Gehalt (Daten aus [62]). Fehlerbalken beziehen sich allein auf den Fehler der elektrischen Messung durch Rauschen.

in Betracht gezogen werden. Weiterhin zeigt die Beweglichkeit in annealten Proben bei tiefen Temperaturen (an mehreren Proben bei etwa 230 K erkennbar) eine geringere Abhängigkeit vom Bor-Gehalt als für nicht annealte Proben.

Wie bereits zuvor diskutiert, ist es daher denkbar, dass Anzahl und Tiefe von Bor-induzierten lokalisierten Zuständen durch ein Annealing geändert werden. Insbesondere für hohe Bor-Konzentrationen wäre der paarweise Einbau von Bor-Atomen denkbar, die in Analogie zu den in [71; 75] angestellten Untersuchungen für eine hohe Dichte lokalisierter Zustände innerhalb der Bandlücke verantwortlich sein können. Der mögliche Effekt eines Annealings besteht dann darin, die lokale Umgebung der eingebauten Bor-Atome zu ändern. Dadurch wird die Platzierung mehrerer Bor-Atome in direkter Nachbarschaft zueinander unwahrscheinlicher und die Anzahl entsprechender Zustände sinkt. Ähnlich wie im Materialsystem (GaIn)(NAs) anhand von PL-Messungen in [76] gezeigt, kann also in (BGa)(AsP) eine deutliche Änderung von Dichte und / oder Tiefe lokalisierter Zustände durch ein Annealing erreicht werden.

Die für Raumtemperatur bei annealten Proben resultierende Beweglichkeit von $\mu = 10\text{-}20 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ weicht weniger als eine Größenordnung vom Literaturwert für GaP:Te mit einer Dotierstoffkonzentration von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ab. Für GaP:Te wäre nach [28] eine Beweglichkeit von $\mu = 68 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ zu erwarten. Das lässt auf eine akzeptable strukturelle Qualität des Materials schließen, da für (BGa)(AsP) aufgrund der dort vorhandenen Legierungsunordnung von einer niedrigeren Beweglichkeit verglichen mit GaP auszugehen ist.

Mit thermischem Annealing konnte also eine Methode gefunden werden, um die Leitfähigkeit n-dotierter (BGa)(AsP)-Schichten signifikant zu verbessern. Die verbesserte Aktivierung der Donatoren sowie die Reduktion von Einfangzentren für Ladungsträger könnten die dafür maßgeblichen Prozesse sein. Genauere Aussagen ließen sich durch die Beobachtung von Bor-induzierten lokalisierten Zuständen in (BGa)(AsP) machen, beispielsweise durch eine druckabhängige Hall-Messung.

Proben mit sehr hohem Bor-Gehalt folgen nicht in allen Aspekten der oben beschriebenen Systematik. Durch Änderung der Probengeometrie sollte weiterhin geprüft werden, ob eine ausreichende Schichtdicke für eine Messung der 3D-Ladungsträgerdichte vorlag, oder sich an einer der Grenzflächen eine besonders große Verarmungszone oder ein zweidimensionales Elektronengas gebildet haben könnte.

6.1.3 TLM Messungen an Schichten auf Si-Substrat

Im vorherigen Abschnitt wurden bereits die meisten für den Stromtransport in Laserstrukturen notwendigen Materialien mittels Hall-Messung untersucht. Da bei einigen Proben keine eindeutigen Ergebnisse vorlagen, wird TLM als weitere Methode zur Ermittlung der Leitfähigkeit eingesetzt. Das bietet darüber hinaus den Vorteil, dass das gleiche dotierte Si-Substrat für Teststrukturen verwendet werden kann, wie für spätere Laserstrukturen. Die im Folgenden vorgestellten Messungen wurden im Rahmen der Diplomarbeit [62] durchgeführt. Die untersuchten Teststrukturen wurden jeweils mit identischer Zusammensetzung und Dotierungen wie die jeweiligen Schichten innerhalb von Laserstrukturen hergestellt. Es kommen also unter anderem gitterangepasste (BGa)P-Schichten mit etwa 3% Bor und (BGa)(AsP)-Schichten mit etwa 5% Bor und 11% Arsen zum Einsatz. Die Ergebnisse sollen zur Abschätzung des Widerstandes einer kompletten Laserstruktur dienen.

Silizium Pufferschicht für lateralen Stromtransport

Zunächst wurde die Phosphor-dotierte Si-Pufferschicht für den lateralen Stromtransport vermessen. Die Metallisierung für die Kontaktierung sowie deren Einlegierung waren dabei identisch zu den Kontakten, die auch in den Laserstrukturen verwendet wurden. Die Messung lässt daher genaue Aussagen über den zu erwartenden Kontaktwiderstand am n-Kontakt einer Laserstruktur zu.

Abbildung 6.8 ist zu entnehmen, dass die Ausgleichsgeraden für nicht einlegierte Kontakte an unterschiedlichen Positionen sowohl unterschiedliche Achsenabschnitte als auch unterschiedliche Steigungen haben. Dies lässt auf deutliche Inhomogenitäten entlang der Probenoberfläche schließen. Ursachen dafür können ein inhomogener Einbau von Dotierstoffen oder eine inhomogene Schichtdicke entlang der Waferoberfläche sein.

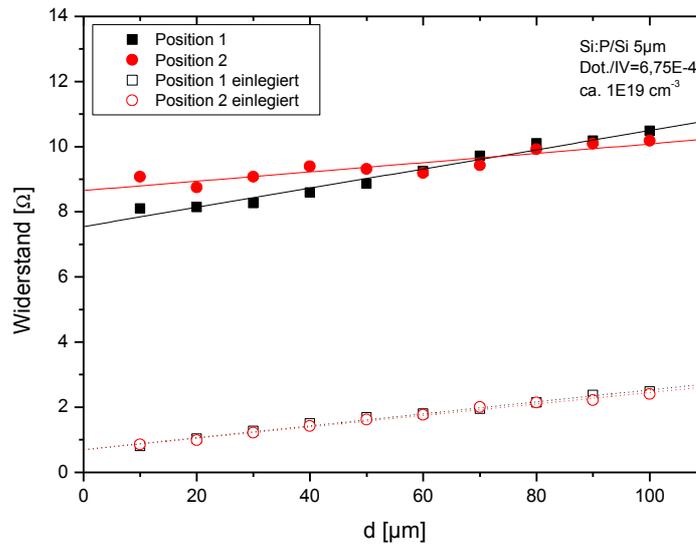


Abbildung 6.8: TLM-Messung an dotierten Si:P-Puffer auf Si-Substrat (Daten aus [62]). Messung an zwei unterschiedlichen Stellen auf dem Substrat vor und nach Einlegierung der Kontakte (5 min/475°C).

Nach Einlegieren der Kontakte wurden jedoch für beide Positionen auf der Probe identische Ergebnisse ermittelt. Die zuvor beobachteten Inhomogenitäten wirken sich daher nur auf die unmittelbare Oberfläche der Probe aus, sodass die Eindiffusion des Kontaktmetalls durch Legierung ausreicht, um die tatsächlich homogen leitfähige Schicht zuverlässig zu kontaktieren. Aus dem Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden ergibt sich ein Kontaktwiderstand von 0,35 Ω. Umgerechnet auf die Kontaktgeometrie eines typischen Laserkontaktes mit 100x1000 μm ergibt sich ein Kontaktwiderstand von 0,18 Ω.

Für den spezifischen Widerstand ergibt sich $\rho = 3,15 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}$. Umgerechnet auf eine typische Lasergeometrie mit 1000 μm Breite und einer Transportstrecke von 61 μm ergibt sich ein Widerstand für den lateralen Stromtransport von 0,38 Ω.

n-dotierte Schichten

Die n-dotierten Schichten zur Stromzuführung direkt unterhalb des aktiven Bereiches wurden im Rahmen dieser Arbeit mit (BGa)P:Te realisiert. Zwei unterschiedliche Dotierstoffkonzentrationen kamen zum Einsatz. Die Ergebnisse einer TLM-Messung an einer stark dotierten Schicht mit einer Ladungsträgerdichte von etwa $1,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sind in Abbildung 6.9 dargestellt. Um eine Beeinflussung durch die Leitfähigkeit des Substrates auszuschließen, wurde unterhalb der dotierten (BGa)P-Schicht eine undotierte (BGa)P-Pufferschicht abgeschieden.

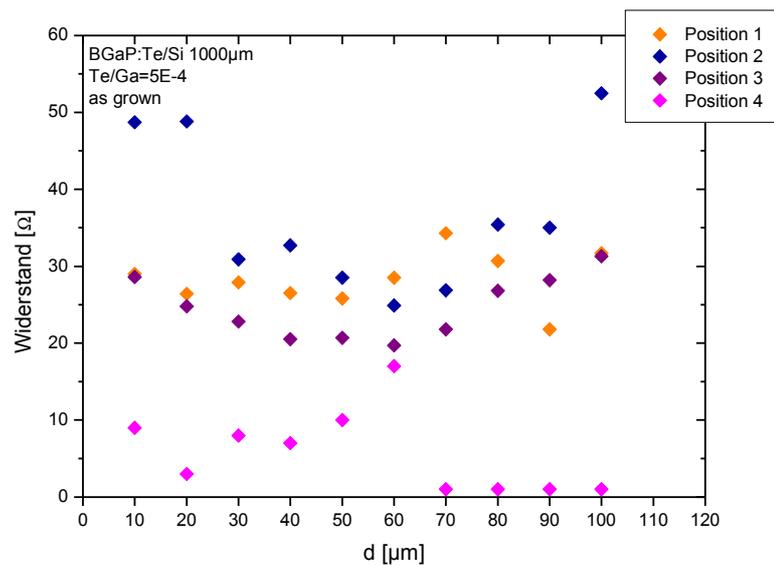


Abbildung 6.9: TLM-Messung an (BGa)P:Te/Si für unterschiedliche TLM-Strukturen aus [62].

Es ist eine sehr inhomogene Verteilung des Widerstandes über verschiedene Positionen auf der Probe sowie auch innerhalb einer TLM-Struktur mit unmittelbar benachbarten Kontakten zu beobachten. Weder Einlegieren der Kontakte noch ein Annealing der gewachsenen Schicht liefern ein homogenes Bild. Sämtliche TLM-Messungen an (BGa)P:Te lieferten kein brauchbares Ergebnis. Der Schichtwiderstand konnte daher nicht mittels dieser Methode abgeschätzt werden. Problematisch ist in diesem Fall nicht ein besonders hoher Schichtwiderstand, sondern ein hoher und zufällig verteilter Kontaktwiderstand. Das erklärt auch den sehr inhomogen verteilten Widerstand bei der Kontaktierung von Laserstrukturen mit n-Kontakt auf (BGa)P, wie sie in Abschnitt 4.4 diskutiert wurde.

Eine eingehende Diskussion der dargestellten Ergebnisse findet sich in [62]. Im Rahmen der Arbeit [50] konnte eine Verkleinerung des Kontaktwiderstandes auf p-dotiertem (BGa) (AsP) durch Abscheidung einer hoch dotierten Deckschicht nachgewiesen werden. Ein ähnliches Vorgehen bei weiteren Proben könnte auch in diesem Fall eine erfolgreiche TLM-Messung ermöglichen. Ebenfalls denkbar ist die Verwendung einer optimierten Metallisierung für die Kontaktierung. Entsprechende Strukturen sind Gegenstand aktueller Untersuchungen.

p-dotierte Schichten

In Analogie zu den zuvor betrachteten n-dotierten Schichten sollen in diesem Abschnitt die Stromzuführungsschichten auf der Seite des p-Kontaktes untersucht werden. Als Dotierstoff kam Zink in (BGa)P und (BGa)(AsP) zur Anwendung. Der Einsatz von hoch dotiertem (BGa)(AsP):Zn als Deckschicht unmittelbar unterhalb der p-Metallisierung wird durch die Arbeit [50] motiviert, in deren Rahmen ein Kontaktwiderstand für (BGa)(AsP) im Vergleich zu (BGa)P ermittelt wurde. Die dort verwendete Dotierung konnte aufgrund von technischen Beschränkungen der Epitaxieanlagen nicht auf alle gewachsenen Laserstrukturen angewendet werden. Im Folgenden wird daher eine TLM-Messung an einer schwächer dotierten Schicht, wie sie auch im Laser zum Einsatz kommt, vorgestellt.

Abbildung 6.10 ist zu entnehmen, dass auch im Falle von (BGa)(AsP):Zn eine Änderung der Leitfähigkeit durch Annealing eintritt. Darüber hinaus ist eine Krümmung im Kurvenverlauf zu erkennen, die einen geringeren Widerstand und somit höhere Leitfähigkeit für große Kontaktabstände suggeriert. Nach einem Annealing entspricht der Verlauf der Datenpunkte eher der erwarteten Gerade. Aus früheren Untersuchungen ist bereits bekannt, dass Zink bei dem angewendeten Annealing in der Lage ist, über eine Strecke von 50 nm und mehr zu diffundieren. Entsprechende Messdaten werden in Abschnitt 8.1.2 vorgestellt. Ein Annealing könnte also leichte Inhomogenitäten im Dotierstoffeinbau nahe der

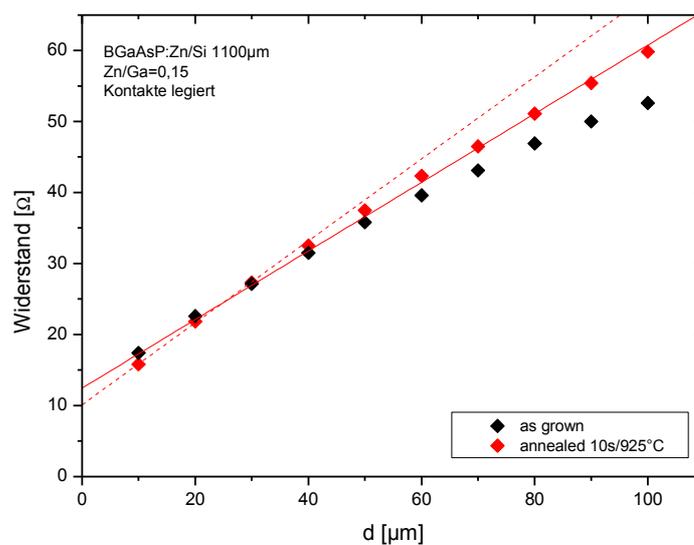


Abbildung 6.10: TLM-Messungen an gitterangepasstem (BGa)(AsP):Zn auf Si-Substrat aus [62]. Fit für den Kontaktwiderstand der annealtem Probe mit allen Datenpunkten (durchgehende Linie) und Fit durch die ersten drei Datenpunkte (gestrichelt).

Oberfläche durch Diffusion ausgleichen. Die Fits zur Ermittlung von Kontaktwiderstand und Leitfähigkeit erfolgen in Abbildung 6.10 daher ausschließlich an der annealten Probe.

Trotz Annealing ist immer noch kein ideal linearer Verlauf der Datenpunkte zu beobachten. Daher wird ein Fit durch den linearen Bereich (die ersten drei Datenpunkte) zur Auswertung herangezogen. Es ergibt sich ein Kontaktwiderstand von $5,1 \Omega$ und ein spezifischer Widerstand von $\rho = 2,22 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}$. Umgerechnet auf die Geometrie eines Laserkontaktes ergibt das einen Widerstand von $2,65 \Omega$ für den p-Kontakt. Aufgrund der wenigen zur Auswertung herangezogenen Datenpunkte ist dieser Wert mit einer besonders großen Unsicherheit behaftet.

Im Rahmen zukünftiger Messungen sollten mehrere TLM-Strukturen auf unterschiedlichen Probenstellen verglichen werden, um die nichtlineare Skalierung des Widerstandes zu quantifizieren und eventuelle Ursachen dafür zu finden.

In Abbildung 6.11 (a) sind mehrere TLM-Messungen an (BGa)P:Zn dargestellt. Die Dotierung entsprach hierbei der niedrigeren der beiden innerhalb der Laserstrukturen verwendeten Konzentrationen. Es ist eine gute Homogenität über die gesamte Struktur erkennbar. Ebenso ist kein Abknicken des Kurvenverlaufs für große Kontaktabstände erkennbar. Die untersuchten Schichten zeigen also eine bessere Homogenität als stärker dotierte (BGa)(AsP)-Schichten. In Abbildung 6.11 (b) sind zwei Einzelmessungen an einer as grown und einer annealten Schicht dargestellt. Das Angebot von DEZn beim Wachstum wurde gegenüber der zuvor diskutierten Probe halbiert. In Analogie zu den Transportmessungen auf Silizium treten auch hier nach dem Annealing ein deutlich verringerter

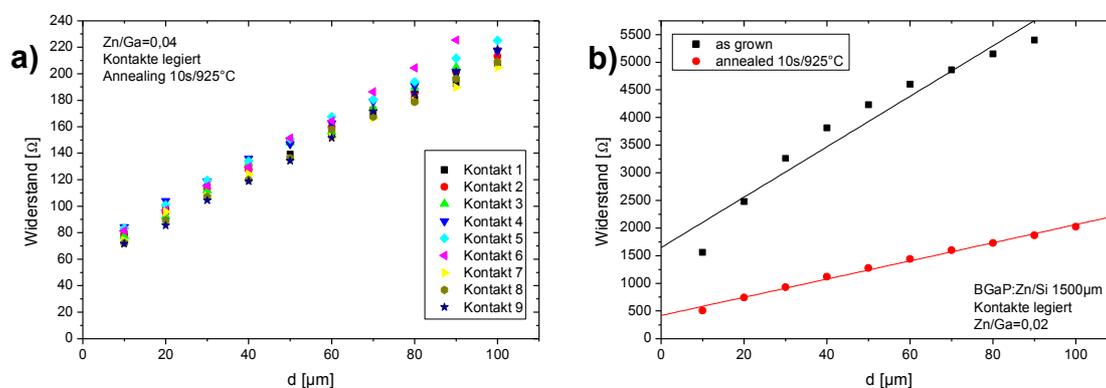


Abbildung 6.11: TLM-Messungen an gitterangepasstem (BGa)P:Zn/Si (Annealing 10s/925°C) mit guter Homogenität über die Probe (a, Daten aus [62]). Ausgesuchte TLM-Messungen an gitterangepasstem (BGa)P:Zn/Si mit und ohne Annealing (b, Daten aus [62]). Partialdruck der Dotierung wie beim Wachstum von Laserstrukturen, hoch dotierte Deckschicht zur Kontaktierung verwendet.

spezifischer Widerstand und ein verringerter Kontaktwiderstand auf. Auch hier ist die Diffusion von Dotierstoffen eine plausible Erklärung für das beobachtete Verhalten.

Für den Kontaktwiderstand ergibt sich auch nach Annealing ein Wert von mehr als 200 Ω , obwohl die Metallisierung auf eine hoch dotierte Deckschicht aufgebracht wurde. Der Kontaktwiderstand skaliert in diesem Regime also deutlich mit der Dotierung der vermessenen Schicht, denn die in (a) gezeigte Probe mit doppelt so hoher Dotierung weist offenbar einen wesentlich geringeren Kontaktwiderstand auf. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist die Ausbildung einer Raumladungszone an der Grenzflächen zwischen sehr stark und sehr schwach dotierten Schichten. Eine nichtlineare U/I-Kennlinie der Struktur wäre die Folge, die mit dem verwendeten Messaufbau aber nicht analysiert werden kann. Der beschriebene Effekt würde also die gemessenen Kontaktwiderstände verfälschen, hätte jedoch keinen Einfluss auf die Messung der Leitfähigkeit, da die hoch dotierte Schicht zwischen den gemessenen Kontakten abgetragen wurde.

Die Auswertung der Steigung der Fitgeraden aus Abbildung 6.11 (b) ergibt einen spezifischen Widerstand von $\rho = 0,86 \Omega\text{cm}$ nach dem Annealing.

Berechnung des Widerstandes einer Laserstruktur

Anhand der in den vorangegangenen Abschnitten gewonnenen Daten für Kontaktwiderstand und differentiellen Widerstand soll nun der Gesamtwiderstand einer typischen Laserstruktur ermittelt werden. Als Geometrie wird eine Kontaktbreite von jeweils 100 μm bei p- und n-Kontakt angenommen. Der laterale Stromtransport im Si-Puffer erfolgt über eine Länge von 61 μm , die Länge der Kavität beträgt 1000 μm .

Quelle	Material	Dicke [nm]	Dotierstoff/III bzw. Dotierstoff/IV (Gasphase)	R [Ω]
TLM Rogowsky	Au	-		1,00E-01
TLM	BGaAsP:Zn	100	0,15	2,22E-04
SIMS → Hall	BGaP:Zn	600	0,25	1,08E-03
TLM	BGaP:Zn	600	0,02	5,16E-02
	GaP	10		
	BGaAsP	150		
	GaP	5		
	GaNAsP	5		
	GaP	5		
	BGaAsP	150		
SIMS → Hall	BGaP:Te	500	1,00E-04	5,00E-01
Hall	BGaP:Te	1000	5,00E-04	2,91E-02
	GaP	10		
	GaP	60		
TLM	Si:P	61000	6,75E-04	3,84E-01
TLM	Au	-		1,84E-01
R_{gesamt}				1,25E+00

Tabelle 6.2: Berechnung des Gesamtwiderstandes einer Laserstruktur. Daten falls verfügbar aus TLM-Messungen, ansonsten aus Hall-Messungen an ähnlichen Schichten mit Interpolation des Dotierstoffeinbaus über SIMS-Messung. Der Widerstand dünner undotierter Schichten sowie der Schichten im aktiven Bereich wurde vernachlässigt. Unterschiedliche Wachstumsphasen sind farblich gekennzeichnet. Angenommene Geometrie der Kontakte: $100 \times 1000 \mu\text{m}$.

Für die Abschätzung des Kontaktwiderstands am p-Kontakt wurde die Messung aus [50] herangezogen, da die in [62] ermittelten Daten mit einer großen Unsicherheit behaftet waren. Sofern die Leitfähigkeit sowohl per TLM- als auch per Hall-Messung ermittelt werden konnte, wurde die TLM-Messung zur Auswertung herangezogen, da die dafür verwendeten Proben mit exakt den gleichen Partialdruckeinstellungen wie die Schichten in Laserstrukturen gewachsen werden konnten. Der Widerstand des nicht dotierten aktiven Bereichs wurde zunächst als null angenommen.

Die gesammelten Messdaten sind in Tabelle 6.2 dargestellt. Eine Aufsummierung der einzelnen Widerstände ergibt einen zu erwartenden Gesamtwiderstand von $1,25 \Omega$. Messungen an einer entsprechend aufgebauten Laserstruktur, dargestellt in Abbildung 6.12, bei der die Dotierstoffkonzentrationen maximal um einen Faktor zwei vom obigen Rechenbeispiel abweichen, ergaben einen differentiellen Widerstand von $3,3 \Omega$.

Es lässt sich festhalten, dass der differentielle Widerstand der Laserstruktur in der erwarteten Größenordnung liegt und durch Messungen an TLM-Strukturen erfolgreich abgeschätzt werden konnte. Die Differenz von 2Ω zum in Tabelle 6.2 ermittelten Wert ist

leicht durch die undotierte (BGa)(AsP)-SCH zu erklären, die mit ihrer geringen intrinsischen Ladungsträgerdichte zu einem entsprechendem Anstieg des Widerstandes beitragen kann.

Mögliche Fehlerquellen bei der Messung sind insbesondere eine modifizierte Prozessierung und Kontaktierung, die sich beispielsweise in der Arbeit [50] vor den im Rahmen dieser Arbeit vermessenen Prozeduren leicht unterscheidet und dort teilweise bessere Ergebnisse lieferte.

6.2 Variation der Kontaktgeometrie bei elektrischem Pumpen

Um die optische Ausgangsleistung beim elektrischen Pumpen von Laserstrukturen korrekt zu beurteilen, ist es essentiell, dass der Stromfluss über den gesamten aktiven Bereich homogen verteilt ist. Nur dann kann sichergestellt werden, dass an jedem Punkt des Quantenfilms die gleiche Stromdichte und somit die gleiche Ladungsträgerdichte sowohl für Elektronen als auch für Löcher herrscht. Anderenfalls würden Besetzungsinversion und somit spontane und stimulierte Emission innerhalb der Laserstruktur variieren und aus der optischen Emission könnte nicht auf interne Effizienz und Verlustprozesse geschlossen werden.

Im Folgenden werden daher die U/I-Kennlinien von Laserstrukturen mit leicht unterschiedlicher Geometrie vermessen, um die Homogenität der Stromdichte in den einzelnen Schichten beurteilen zu können.

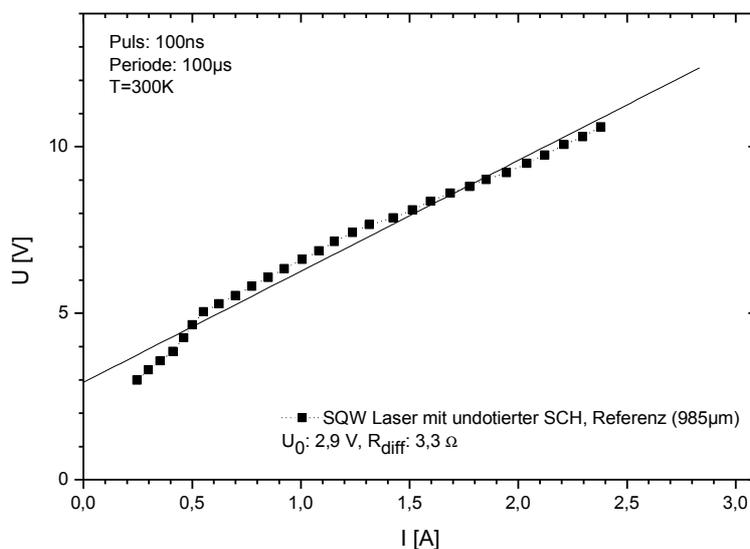


Abbildung 6.12: Messung der U/I-Kennlinie einer Laserstruktur mit Aufbau nach Rechenbeispiel in Tabelle 6.2.

6.2.1 Kontaktabstände und lateraler Stromtransport

Im Abschnitt 4.4 wurde bereits die Kontaktierung auf verschiedenen Schichten einer Laserstruktur untersucht. Anhand der gewonnenen Ergebnisse konnte festgestellt werden, dass das Aufbringen der n-Kontakte direkt auf die dotierte Si-Pufferschicht vorteilhaft ist. In diesem Fall muss der gesamte laterale Stromtransport durch die dotierte Si-Pufferschicht stattfinden. Die Leitfähigkeit dieser Schicht konnte bereits durch TLM-Messungen an entsprechenden Teststrukturen ermittelt werden.

Bei der Prozessierung von kompletten Laserstrukturen bleibt jedoch nahe der Kanten des p-Kontaktes überschüssiges III/V-Material stehen. Dieses, könnte in Kombination mit einer Unterätzung, einen Stromfluss am aktiven Bereich vorbei ermöglichen. Entsprechende Effekte wurden bereits in Abbildung 4.8 gezeigt. Um solche parasitären Strompfade auszuschließen, wurde die U/I-Kennlinie einer Laserstruktur vermessen, während unterschiedliche Abstände zwischen den Kontakten gewählt wurden. Es fanden sowohl Messungen zwischen je zwei n-Kontakten statt als auch Messungen zwischen n- und p-Kontakten, die nicht direkt benachbart waren.

Die durch Messung am gepulsten Lasermessplatz ermittelten Widerstände sind in Abbildung 6.13 (a) aufgetragen. Deutlich ist eine lineare Abhängigkeit vom Abstand der Kontaktkanten zueinander zu erkennen. Dieser Abstand entspricht der minimalen Strecke, die die Ladungsträger lateral zurücklegen müssen. Das Verhalten ist sowohl bei der Messung von n- zu n-Kontakt als bei der Messung von n- zu p-Kontakt zu beobachten. Der differentielle Widerstand bei Messung von n- zu p-Kontakt ist entsprechend größer, da in diesem Fall jeweils zusätzlich der Widerstand der eigentlichen Laserstruktur in die Messung eingeht. Weiterhin ist aus Abschnitt 6.1.3 bekannt, dass der p-Kontakt einen

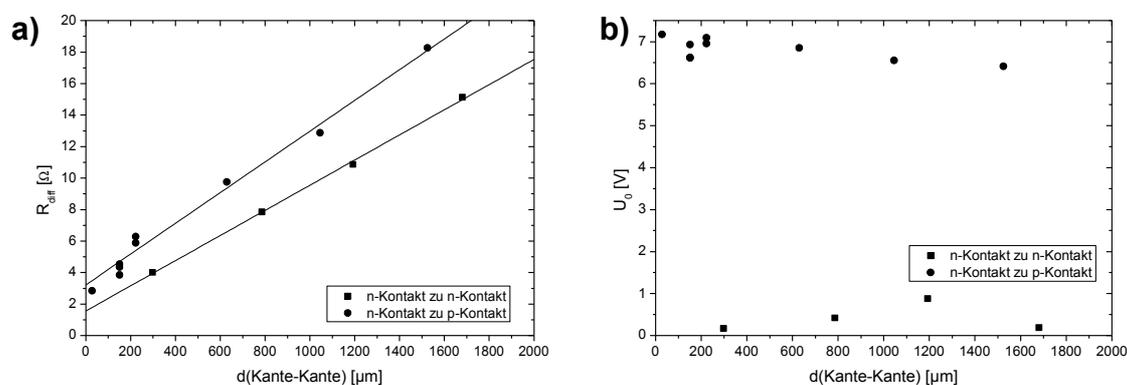


Abbildung 6.13: Differenzieller Widerstand (a) und U_0 (b) für Kontaktpaare mit unterschiedlicher Entfernung auf einem Laserbarren.

größeren Kontaktwiderstand als der n-Kontakt aufweist. Fits an den beiden Messreihen ergeben einen Achsenabschnitt von $1,6 \Omega$ für die Messung von n- zu n-Kontakt. Das ergibt einen Kontaktwiderstand von $0,8 \Omega$. Im Rahmen der Messungenauigkeit des verwendeten Messplatzes stimmt das mit dem durch TLM-Messung ermittelten Wert von $0,18 \Omega$ überein. Aus dem Achsenabschnitt der Messung von n- zu p-Kontakt von $3,2 \Omega$ lässt sich schließen, dass p-Kontakt und die III/V-Schichten zusammen einen zusätzlichen Widerstand von $2,4 \Omega$ verursachen. Auch dieses Ergebnis stimmt im Rahmen der Messungenauigkeit mit dem durch TLM ermittelten Ergebnis überein.

In Abbildung 6.13 (b) ist die Spannung U_0 für die durchgeführten Messungen aufgetragen. Es wird deutlich, dass diese Spannung unabhängig vom Kontaktabstand ist. Zudem ist U_0 für die Messungen von n- zu n-Kontakt vernachlässigbar klein. Daher muss die Ursache für eine große Spannung U_0 innerhalb der III/V-Schichten oder an deren Grenzflächen liegen, die sich in der untersuchten Geometrie unterhalb des p-Kontaktes befinden.

Die hier vorgestellten Ergebnisse zeigen also deutlich, dass weder das Überwachsen mit weiterem III/V-Material noch die nachfolgende Prozessierung einen deutlich negativen Einfluss auf den lateralen Stromtransport in einem Breitstreifenlaser ausüben. Weiterhin konnten die per TLM ermittelten Leitfähigkeiten der beteiligten Schichten bestätigt werden. Die Ursache für die große Spannung U_0 wird anhand von weiteren Laserstrukturen später in dieser Arbeit untersucht.

6.2.2 Kontaktlänge und Länge der Laserkavität

In diesem Abschnitt soll die Homogenität der Stromdichte entlang der Laserkavität untersucht werden. Während beispielsweise bei TLM-Messungen mit relativ kurzen Kontakten ($350 \mu\text{m}$ Ausdehnung senkrecht zur Flussrichtung des Stromes) davon ausgegangen werden kann, dass die hohe Leitfähigkeit des Goldkontaktes eine Aufweitung des Stromflusses auch bei punktförmiger Kontaktierung des Goldkontaktes bewirkt, stellt sich innerhalb einer Laserstruktur aber die Frage, ob auch unterhalb des p-Kontaktes eine ausreichend homogene Stromdichte vorliegt. Zwar sind die verwendeten Kontaktmetalle in beiden Fällen identisch, doch der Laserbarren ist bis zu $2000 \mu\text{m}$ lang, sodass bei einer punktförmigen Kontaktierung in der Mitte ein Stromtransport über eine Strecke von bis $1000 \mu\text{m}$ innerhalb des Goldkontaktes stattfinden muss. Gelingt die Aufweitung des Stromflusses nicht optimal, ist nicht nur eine über die Laserkavität inhomogen verteilte Emission zu erwarten, sondern darüber hinaus tritt an Stellen mit besonders hoher

Stromdichte auch eine besonders große thermische Belastung auf. Bei hohen Pumpströmen kann eine Beschädigung des III/V-Materials oder ein Verbrennen des Goldkontaktes die Folge sein.

Um die Stromaufweitung nicht allein durch die Kontaktmetallisierung zu bewerkstelligen, wird beim verwendeten Messplatz der Goldkontakt auf einer Länge von etwa 500 μm mit einem Keil mit rechteckiger Auflagefläche kontaktiert. Es wurden Messungen an Laserbarren derselben Struktur mit unterschiedlicher Länge sowie an Kontakten unterschiedlicher Breite durchgeführt. Dabei kamen Kontaktpaare mit Breiten von 50/200 μm (p-Kontakt/n-Kontakt) bzw. 100/100 μm zum Einsatz.

Den in Abbildung 6.14 aufgetragenen Ergebnissen ist zu entnehmen, dass der differentielle Widerstand für beide Kontaktbreiten mit zunehmender Barrenlänge sinkt (schwarze Datenpunkte). Der Verlauf der Datenpunkte stimmt also qualitativ mit dem erwarteten Verhalten überein, da eine größere gepumpte Fläche mit einem kleineren Widerstand einhergehen sollte.

Bei näherer Betrachtung fällt auf, dass die Kontaktpaare mit schmalen p-Kontakt (50/200 μm , runde Datenpunkte), keineswegs den doppelten Widerstand zeigen wie die gleich langen Kontaktpaare mit 100 μm breitem p-Kontakt. Eine mögliche Erklärung dafür

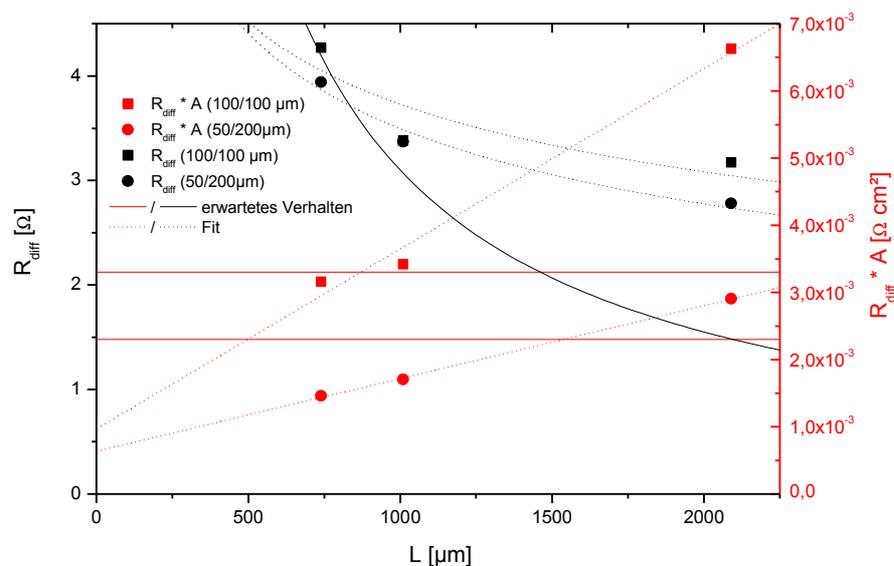


Abbildung 6.14: Differentieller Widerstand von Breitstreifenlasern mit unterschiedlicher Kontaktlänge L und -breite (schwarz) sowie Produkt von differentiellem Widerstand und gepumpter Fläche unter dem p-Kontakt an den gleichen Strukturen (rot). Eingezeichnet sind das erwartete längenabhängige Verhalten und Ausgleichsgraphen für das tatsächliche Verhalten.

ist die unterschiedlich lange Strecke für den lateralen Stromtransport, die im Falle von 50 μm p-Kontakten nur 28 μm beträgt, im anderen Fall aber 61 μm lang ist (siehe Abbildung 3.13). Ein entsprechend kleinerer Widerstand beim Pumpen von 50/200 μm Kontaktpaaren ist die Folge. Gleichzeitig ist diese Beobachtung ein Beleg dafür, dass der Kontaktwiderstand am p-Kontakt entgegen dem Ergebnis der TLM-Messung in Abschnitt 6.1.3 nicht der dominierende Beitrag zum Gesamtwiderstand ist. Anderenfalls wäre durch eine Halbierung der Breite des p-Kontakts eine Erhöhung des Widerstandes um 2,65 Ω zu erwarten, die durch den geänderten lateralen Stromtransport nicht kompensiert werden könnte.

Unter der Annahme, dass der maßgebliche Teil des Gesamtwiderstandes durch die III/V-Schichten beigetragen wird, gilt folgende Abhängigkeit des differentiellen Widerstandes R_{diff} von der Kontaktfläche A :

$$R_{\text{diff}} \propto \frac{1}{A} \Rightarrow R_{\text{diff}} \cdot A = \text{const.} \quad (6.1)$$

Selbst für den Fall, dass sowohl n-Kontakt als auch lateraler Stromtransport einen nicht vernachlässigbaren Einfluss ausüben, gilt bei jeweils konstanter Kontaktbreite w und variierender Länge L der Kavität:

$$A = w \cdot L \wedge R_{\text{diff}} \propto \frac{1}{L} \stackrel{w \text{ const.}}{\Rightarrow} R_{\text{diff}} \cdot A = \text{const.} \quad (6.2)$$

An den roten Datenpunkten in Abbildung 6.14 ist jedoch eindeutig erkennbar, dass dies für die beiden unterschiedlichen Kontaktgeometrien nicht zutrifft. Für längere Kavitäten erfolgt hier ein überproportional großer Anstieg des Widerstandes mit der Kontaktfläche. Eine grobe Abschätzung des Widerstandes entlang einer Wegstrecke von 1000 μm in einem 100 μm breiten und 500 nm dicken Goldkontakt ergibt mit einer Leitfähigkeit $\rho = 2,20 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ einen Widerstand $R = 0,44 \Omega$. Der Beitrag des Stromtransports innerhalb der Kontaktmetallisierung ist also bei punktförmiger Kontaktierung nicht vernachlässigbar gering.

Daher ist davon auszugehen, dass das aktive Material in der Laserstruktur insbesondere bei Kontaktlängen größer als 1000 μm inhomogen gepumpt wird. Nahe der Mitte der Kavität läge also eine stärkere Besetzungsinversion als am Rand vor. Eine entsprechend inhomogene Verteilung des Gewinns wäre die Folge. Ebenso muss in der Mitte der Laserstruktur mit einer besonders starken Erwärmung gerechnet werden.

Die beispielsweise im Rahmen der Arbeit [77] vorgestellten längenabhängigen Messungen der Elektrolumineszenz sind nur unter der Annahme auszuwerten, dass im vermessenen Regime eine homogene Stromdichte vorliegt. Dann ergibt sich für Strukturen, wie sie auch im Folgenden diskutiert werden, eine typische interne Absorption von $\alpha_i \approx 3 \text{ cm}^{-1}$. Es zeigt sich jedoch ebenfalls eine deutliche Abhängigkeit der internen Absorption von der Qualität des Substrates. Für Proben mit offensichtlich hoher Defektdichte nach der GaP-Nukleationsschicht ergibt sich eine wesentlich größere interne Absorption von $\alpha_i \approx 8 \text{ cm}^{-1}$. Die Verbesserung der Untersuchungsmethoden für die interne Absorption sowie die Prozessierung von Strukturen mit optimierter Strominjektion sind also notwendig, um belastbare Aussagen für die interne Absorption treffen zu können.

Als Konsequenz wird die Verwendung von dickeren Goldkontakten Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein. Ebenso können Kontaktkeile mit einer stark vergrößerten Auflagefläche eine homogene Stromdichte in elektrisch gepumpten Strukturen begünstigen.

Kapitel 7: Charakterisierung und Optimierung anhand optischer Eigenschaften von Ga(NAsP)

Im folgenden Kapitel soll Ga(NAsP) als aktives Material für die Anwendung in einer Laserstruktur optimiert werden. Bereits in verschiedenen Arbeiten [39; 67; 68; 78-80] wurde ausführlich auf die Optimierung der Wachstumsbedingungen von Ga(NAsP) eingegangen. Daher soll dieser Aspekt hier in den Hintergrund treten und statt dessen die Veränderung des Materials durch thermisches Annealing diskutiert werden.

Ebenfalls ist es Gegenstand dieses Kapitels, die im Materialsystem auftretenden Verlustprozesse zu charakterisieren. Hierzu stehen sowohl Photolumineszenz als auch Elektrolumineszenz zur Verfügung. Anhand unterschiedlicher Strukturen soll untersucht werden, ob in Ga(NAsP)/Si Verlustprozesse vorliegen, die durch einen geschickten Aufbau der Schichtstrukturen beeinflusst werden können.

7.1 Annealingexperimente an MQW-Strukturen

Bereits aus [55; 81] ist bekannt, dass die optischen Eigenschaften von Ga(NAsP), festgemacht an der Photolumineszenz, durch Annealing wesentlich verbessert werden können. Die Optimierung der jeweiligen Annealingprozedur war das Ziel dieser Arbeiten.

Für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Strukturen stand jedoch zusätzlich ein RTA für den Annealingprozess zur Verfügung. Dieser erlaubt ein sehr kurzes Ausheizen, sodass ein im Vergleich zum MOVPE-Reaktor völlig anderer Parameterraum für Zeit und Temperatur des Prozesses zur Verfügung steht. Das Auffinden möglichst optimaler Parameter für das RTA-Annealing ist Gegenstand der Arbeiten [74; 77]. Im Folgenden soll nun die Auswirkung eines optimierten RTA-Annealings im Vergleich zu einem optimierten Reaktor-Annealing diskutiert werden. Zentrale Charakterisierungsmethode ist dabei die Photolumineszenz, deren Temperaturabhängigkeit einen Rückschluss auf den Unordnungsparameter des Materialsystems erlaubt.

Die Untersuchung der Photolumineszenz erfolgte an MQW-Strukturen, wie sie schematisch in Abbildung 7.1 dargestellt sind. Durch die erstmalige Verwendung eines RTA für das Annealing mussten neue optimale Prozessparameter gefunden werden. Neben der optimalen Temperatur wurde im Rahmen der Arbeit [74] ausführlich untersucht, ob die Größe des Substrates sowie dessen Position im Reaktor einen Einfluss auf die Reproduzierbarkeit des Annealings haben. Als Ergebnis lässt sich festhalten, dass Annealings, bei denen die Spitzentemperatur für weniger als 10 s gehalten wird, sehr unterschiedliche Effekte auf Proben verschiedener Größe haben. Um also eine hinreichende Reproduzierbarkeit zu gewährleisten, wurden Prozesse mit Plateaus von 10 s Länge oder mehr gewählt, obwohl noch schneller ablaufende Prozesse durch verminderte Gelegenheit zur Diffusion noch Potential zur Optimierung bieten könnten.

Um während des Annealings das Abdampfen von Material an der Oberfläche zu verhindern, stellte es sich als günstig heraus, die Proben auf dem Kopf auf ein weiteres Si-Substrat in den Reaktor zu legen, wobei dann die Probenrückseite geheizt wird. Bei dieser Geometrie ist es denkbar, dass die erzielten realen Temperaturen in den III/V-Schichten von der Beschaffenheit der Rückseite des Substrates abhängen. Sämtliche vorgestellten Experimente wurden daher an Proben auf 750 μm dickem Substrat mit glänzender Rückseite durchgeführt. Der Einfluss einer matten Rückseite oder einer Reduzierung der Substratdicke ist bisher nicht bekannt und erfordert eine gesonderte Betrachtung.

Obwohl eine (BGa)(AsP)-SCH für die folgenden Untersuchungen nicht zwingend nötig ist, wurde sie bei den betrachteten Strukturen eingebaut, da aus vorherigen Arbeiten [81]

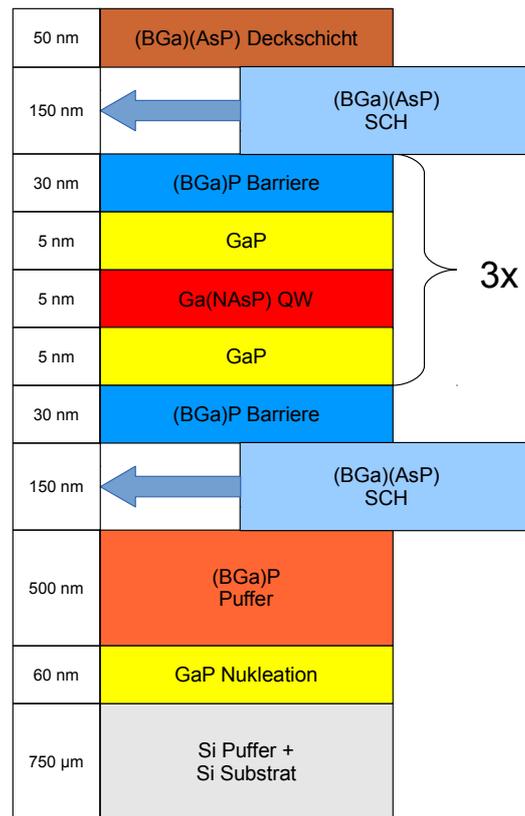


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung einer typischen MQW-Struktur für PL-Messungen und Annealing-Experimente. Der Einbau einer SCH ist optional.

bekannt war, dass Proben mit (BGa)(AsP) geringfügig empfindlicher auf hohe Temperaturen reagieren können als solche ohne (BGa)(AsP). Da auf eine solche Schicht in einer Laserstruktur nicht verzichtet werden kann, sollen die betrachteten MQW-Strukturen auf diese Weise größtmögliche Ähnlichkeit mit entsprechenden Laserstrukturen zeigen.

7.1.1 Optimierung des Annealings anhand von Photolumineszenz

Die Beurteilung der Eignung einer Annealing Prozedur kann anhand der danach zu beobachtenden PL-Eigenschaften erfolgen. Eine möglichst intensive Emission des aktiven Materials deutet hierbei auf wenige nichtstrahlende und somit unerwünschte Rekombinationsprozesse hin. Ein weiteres Kriterium kann aber auch die Halbwertsbreite des beobachteten PL-Peaks sein, denn eine geringe Halbwertsbreite deutet auf eine Rekombination aus vornehmlich einem Niveau – im Idealfall von der Bandkante aus – hin. Sehr breite Peaks hingegen wiesen auf das Vorhandensein von mehreren strahlenden Zuständen unterschiedlicher Energie hin, in Ga(NAsP) können dies beispielsweise lokalisierte Stickstoff-Zustände sein.

Der Effekt unterschiedlicher Annealings wird bei Betrachtung der zugehörigen PL-Spektren, wie sie für eine Probe in Abbildung 7.2 dargestellt sind, schnell deutlich. Für eine nicht annealte Probe (as grown) ist lediglich die Emission des Si-Substrates zu beobachten. Für eine bei 800°C im MOVPE-Reaktor annealte Probe (optimales Annealing nach [81]) ist eine deutliche Emission von Ga(NAsP) bei etwa 950 nm zu beobachten. Das

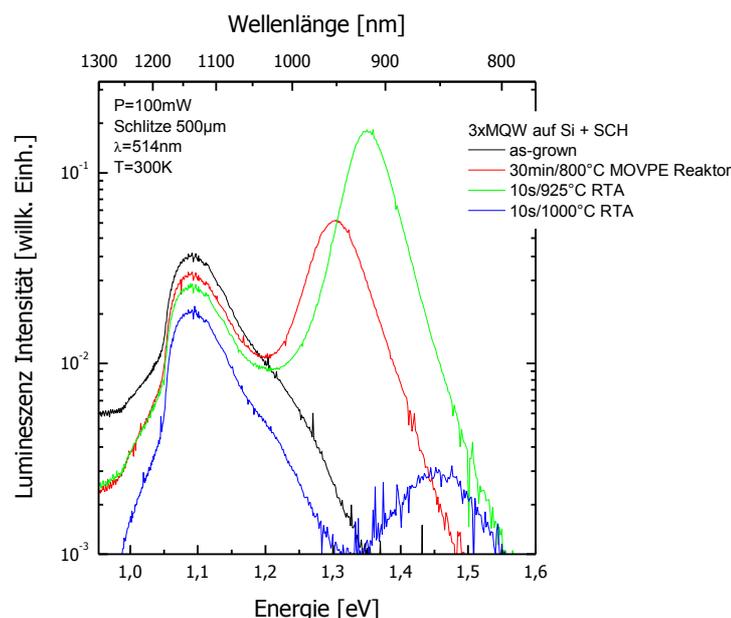


Abbildung 7.2: Photolumineszenz einer 3xMQW-Struktur auf Silizium mit unterschiedlichen Annealing-Prozeduren aus [74; 77].

in [74] als optimal ermittelte Annealing mit 10 s bei 925°C hingegen zeigt eine nochmals verbesserte PL-Intensität und darüber hinaus eine Verschiebung der Emission hin zu höheren Energien. Die Wahl einer sehr viel höheren Temperatur von 1000°C wiederum führt zu einer strukturellen Degeneration, die sich in einem starken Abfall der PL-Intensität sowie einer deutlichen Vergrößerung der Halbwertsbreite zeigt.

Der Einfluss eines Annealings auf die strukturelle Qualität ist im Wesentlichen durch die hohen angewendeten Temperaturen zu erklären, die die Wachstumstemperatur der verwendeten Materialien deutlich übersteigen kann. Ein möglicher Effekt ist dabei die Verschlechterung der Grenzflächenqualität durch Interdiffusion von Atomen nahe der Grenzflächen. Sehr kurze Annealingprozeduren sind ein Weg, diesen Effekt zu begrenzen. Weiterhin kann Material von der Oberfläche abdampfen, sodass sich die Oberflächenmorphologie aber auch die Zusammensetzung in etwas tiefer liegenden Schichten ändern können.

Einen ersten Anhaltspunkt zur Beurteilung der Grenzflächenqualität im Material kann das XRD-Profil einer Struktur liefern. Für die in Abbildung 7.2 vorgestellten Annealings sind die zugehörigen Profile in Abbildung 7.3 aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass dem MQW-Stapel zuzuordnenden Satellitenreflexe um $-6000''$ bei optimal durchgeführten Annealings keine Intensitätseinbußen gegenüber der as grown Probe zeigen. Darüber hinaus ist nur eine geringe Verschiebung der Einhüllenden zu beobachten.

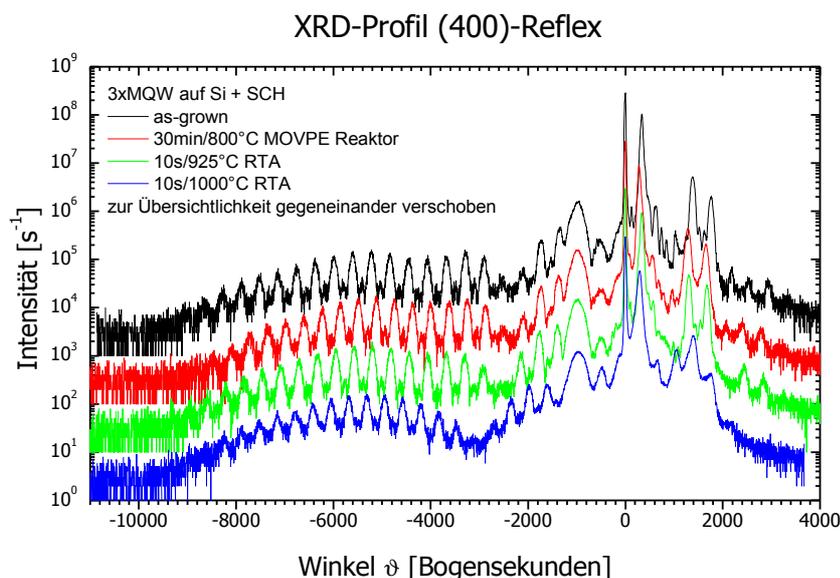


Abbildung 7.3: XRD-Profil für unterschiedliche Annealings der Struktur aus Abbildung 7.2 aus [74].

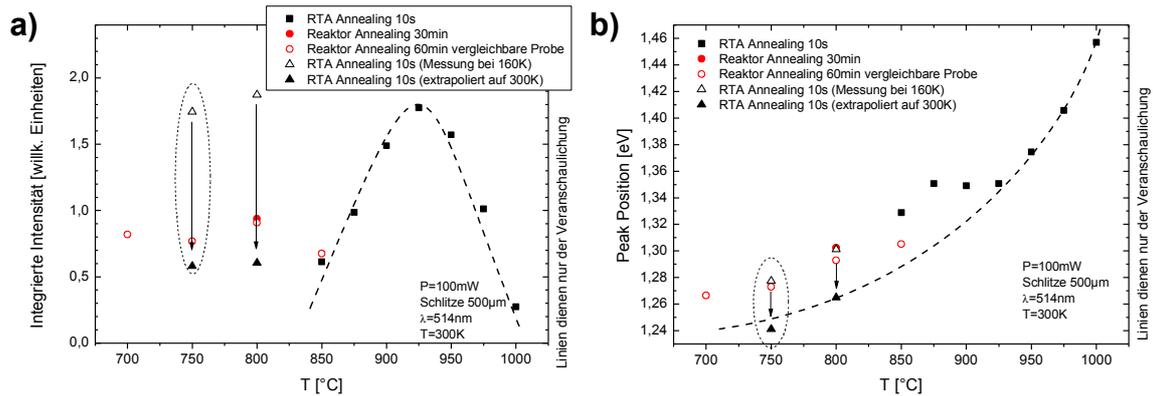


Abbildung 7.4: Integrierte Photolumineszenz-Intensität (a) und Peakposition (b) für unterschiedliche Annealings der Probe aus Abbildung 7.2. Daten aus [74; 77] sowie Vergleichsstruktur aus [81]. Datenpunkte mit schlechtem Signal-Rauschverhältnis sind durch Ellipse markiert.

Ein zu heißes Annealing bei 1000°C hingegen lässt die Satellitenreflexe zu einem Großteil im Untergrund versinken. Gleichzeitig verschiebt sich dann auch die Einhüllende der Ga(NAsP)-Schicht deutlich. Die erste Beobachtung lässt auf eine sinkende Grenzflächenqualität schließen, die zweite auf eine Veränderung der Komposition des aktiven Materials. Beide Effekte können durch starke Interdiffusion an den beteiligten Grenzflächen erklärt werden.

Im Rahmen der Arbeit [74] wurde nach einer optimalen Temperatur für das Annealing gesucht. Intensität der PL, Peakposition und Halbwertsbreite einer einzigen Probe mit unterschiedlichen Annealings sind als schwarze Quadrate in den Abbildungen 7.4 sowie 7.5 aufgetragen. Deutlich ist ein Maximum der Intensität bei 925°C zu erkennen. Gleichzeitig findet sich ein Minimum der Halbwertsbreite zwischen 900°C und 925°C. Daher wurde das Annealing bei 925°C als optimales Annealing definiert. Die Emission einer nicht annealten Probe ist für eine Auswertung zu schwach und daher in den Diagrammen nicht dargestellt. Die rapide Abnahme der integrierten Intensität für Annealings heißer als 950°C lässt im Einklang mit den ausgewerteten XRD-Profilen darauf schließen, dass eine strukturelle Degradierung auftritt.

Für Temperaturen deutlich über 925°C ist eine Blauverschiebung des Emissionsmaximums zu beobachten, für niedrigere Temperaturen jedoch keine deutliche Rotverschiebung. Um die Messreihe zu tiefen Temperaturen zu erweitern, wurde eine strukturell nominell identische Probe in [77] bei 800°C bzw. 750°C annealt. Die PL-Emission von Ga(NAsP) bei Raumtemperatur war allerdings für eine Auswertung zu schwach. Daher wurden Daten bei 160 K genommen und anhand des temperaturabhängigen Verhaltens einer bei 925°C

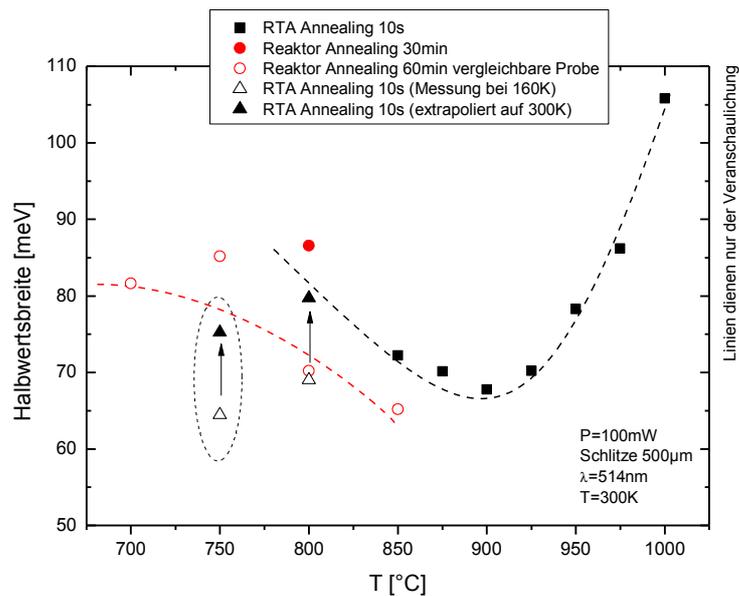


Abbildung 7.5: Halbwegsweite der Photolumineszenz für unterschiedliche Annealings der Struktur aus Abbildung 7.2. Daten aus [74; 77] sowie Vergleichsstruktur aus [81]. Datenpunkte mit schlechtem Signal-Rauschverhältnis sind durch Ellipse markiert.

annealten Proben auf Raumtemperatur extrapoliert. Die als schwarze Dreiecke dargestellten Datenpunkte zeigen wieder die typische Rotverschiebung für niedrige Annealing-Temperaturen. Die Halbwegsweite steigt ebenfalls an, konnte jedoch bei dem 750°C-Annealing aufgrund eines schlechten Signal-Rauschverhältnisses nicht zuverlässig ausgewertet werden.

In den Abbildungen 7.4 und 7.5 sind ebenfalls Datenpunkte für ein Annealing im MOVPE-Reaktor an der gleichen Probe aufgetragen. Zum Vergleich finden sich auch Datenpunkte einer Annealing Serie an einer vergleichbaren, älteren Probe für unterschiedliche Temperaturen im MOVPE-Reaktor. Für jeweils identische Annealing-Temperaturen ist eine Blauverschiebung der PL-Emission gegenüber den RTA-Annealings sowie eine geringere Halbwegsweite zu beobachten. Für unterschiedliche Annealing-Temperaturen im MOVPE-Reaktor sind ebenfalls ein Maximum der PL-Intensität sowie ein Minimum der Halbwegsweite zu beobachten, jedoch jeweils bei etwas niedrigerer Temperatur im Vergleich zu den RTA-Annealings.

Die an der PL zu beobachtenden Effekte eines Gleichgewichts-Annealing im MOVPE-Reaktor können also auch durch einen RTA-Prozess herbeigeführt werden, jedoch ist dazu jeweils eine etwas höhere Temperatur nötig. Aufgrund der größeren integrierten Intensität, die mit dem RTA-Prozess im Vergleich zum MOVPE-Reaktor

erzielt werden kann und der vergleichbar geringen Halbwertsbreite kann davon ausgegangen werden, dass das 925°C Annealing im RTA dem optimalen Annealing im MOVPE-Reaktor überlegen ist.

Eine detaillierte Diskussion der gewonnenen Ergebnisse wurde in [77] durchgeführt. Da jedoch durch die Verwendung des RTA-Prozesses die Temperatur der Annealing-Prozedur gegenüber der vorher verwendeten im MOVPE-Reaktor wiederum angehoben wurde, ist die Entstehung von zusätzlichen strukturellen Schäden nicht auszuschließen. Im Folgenden soll daher nach strukturellen Defekten, die durch das Annealing entstehen und nicht per XRD oder PL bei Raumtemperatur zu ermitteln sind, gesucht werden.

7.1.2 Analyse mittels TEM

Um das Ausmaß von Interdiffusion an Grenzflächen sowie etwaiger anderer struktureller Defekte nach einem Annealing abschätzen zu können, wurde der aktive Bereich einiger MQW-Strukturen mit unterschiedlichen Annealings mittels STEM untersucht. Bereits in Abschnitt 5.2 wurden Übersichtsaufnahmen und Detailaufnahmen des aktiven Bereichs diskutiert.

Aufnahmen mit mittlerer Vergrößerung sind in Abbildung 7.6 dargestellt. Sowohl für eine nicht annealte Probe als auch für eine Probe mit optimalem Annealing im MOVPE-Reaktor sind deutliche Dickenfluktuationen in allen Quantenfilmen erkennbar. Vor und nach dem Annealing ist die Größenordnung dieser Fluktuation etwa die gleiche.

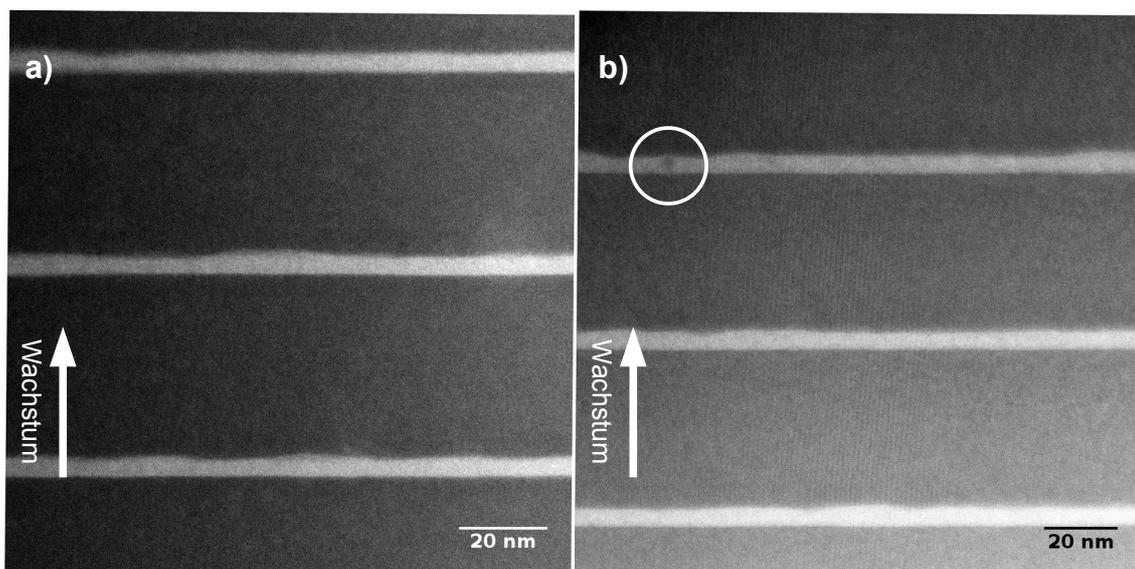


Abbildung 7.6: HAADF-STEM Aufnahme einer 3x-MQW-Struktur (aktiver Bereich) as grown (a) und mit Reaktor-Annealing (30 min/800°C, b). Markierung: Einzelne Kompositionsfluktuation wie in Proben mit RTA-Annealing, in $\langle 110 \rangle$ -Richtung.

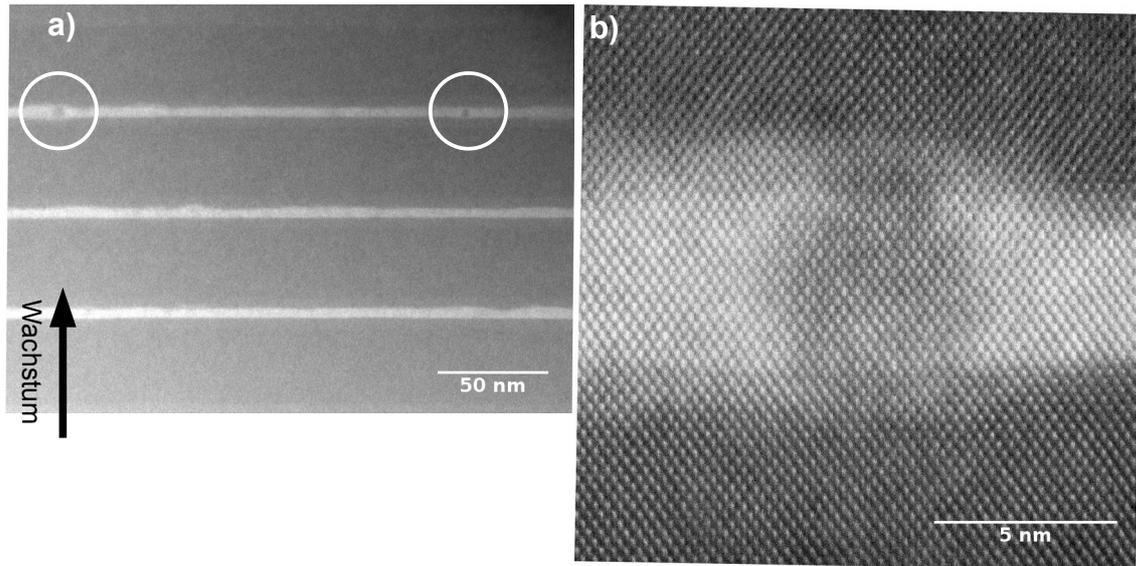


Abbildung 7.7: HAADF-STEM Aufnahme einer 3x-MQW-Struktur mit RTA-Annealing (10s/925°C) Übersicht des aktiven Bereichs (a) und Detail einer Kompositionsfuktuation (b), in $\langle 110 \rangle$ -Richtung.

Die in Wachstumsrichtung untere Grenzfläche der Quantenfilme stellt sich stets etwas schärfer dar als die obere. Die Dickenfluktuation des Quantenfilms wird also im Wesentlichen durch die Höhenmodulation seiner oberen Grenzfläche herbeigeführt. Zusätzlich ist ein einzelner dunkler Fleck in Ga(NAsP) nach dem Annealing erkennbar. Dieser Kontrastunterschied kann unter Anderem durch eine Schwankung der Materialkomposition an dieser Stelle erklärt werden.

In Abbildung 7.7 (a) ist eine STEM-Aufnahme der gleichen Probe nach einem RTA-Annealing dargestellt. Die Rauigkeiten der Grenzflächen und folglich die Dickenfluktuation bewegen sich in der gleichen Größenordnung wie schon zuvor diskutiert. Im Vergleich zu der im MOVPE-Reaktor annealten Probe findet sich jedoch eine größere Dichte an dunklen Flecken in Ga(NAsP). Dieses Verhalten wird von Übersichtsaufnahmen (hier nicht dargestellt) über einen größeren Aufnahmebereich bestätigt.

Eine Detailaufnahme des diskutierten Defektes in Ga(NAsP) findet sich in Abbildung 7.7 (b). Dank der atomaren Auflösung dieser Aufnahme kann darauf geschlossen werden, dass kein Gitterdefekt vorliegt, denn sämtliche Dumbbells sind an den erwarteten Plätzen. Ebenso findet sich kein Hinweis auf Störungen in der Kristallgeometrie ober- und unterhalb des Defektes. Unerwartete Effekte bei der Probenpräparation sind als Ursache für die Kontrastunterschiede auszuschließen, da bei allen beobachteten Proben identische Prozeduren angewendet wurden.

Es liegt also nahe, dass der beobachtete Kontrast durch eine Fluktuation der Komposition an dieser Stelle hervorgerufen wird. Aus dem Fehlen entsprechender Strukturen bei nicht annealtem Proben bzw. deren geringerer Dichte bei niedrigen Annealing-Temperaturen kann darauf geschlossen werden, dass diese erst beim Annealing-Prozess entstehen und ihre Dichte mit der Höhe der maximal erreichten Temperatur korreliert.

In Abbildung 7.7 (b) ist ebenfalls zu beobachten, dass der Quantenfilm an der mit dem Defekt versehenen Stelle besonders dick ist. Das stützt die These einer durch das Annealing induzierten Kompositionsfluktuation, denn diese kann nach dem Wachstum nur durch eine Umverteilung des vorhandenen Materials erfolgen. Der beobachtete Kontrast kann dabei beispielsweise durch eine Änderung der atomaren Zusammensetzung auf den Gruppe-V Plätzen hervorgerufen werden. Es besteht zwar ebenfalls die Möglichkeit, dass auch Gruppe-III Elemente die Gitterplätze tauschen, jedoch existiert erst in etwa 5 nm Entfernung zum Ga(NAsP)-QW eine Bor-haltige Schicht, aus der entsprechende Atome in den Quantenfilm diffundieren könnten. Der Tausch von Gruppe-III Atomen auf Gruppe-V Plätze und umgekehrt ist ebenfalls unwahrscheinlich, da Gitterfehler die Folge wären.

Eine Diffusion von Arsen aus dem Quantenfilm heraus in die benachbarte GaP-Schicht scheint in diesem Zusammenhang die wahrscheinlichste Erklärung zu sein, denn es besteht ein sehr starker Konzentrationsgradient von ca. 80% Arsen im Quantenfilm auf 0% Arsen in der benachbarten Schicht. Im Gegenzug müsste Phosphor aus der GaP-Schicht in den Quantenfilm diffundieren. Diese Hypothese wird auch von Raman-Spektren an der für das Annealing benutzten Probenserie gestützt, welche in [63] vorgestellt werden. Ähnliche Effekte sind auch durch Diffusion von Stickstoff-Atomen denkbar, doch liegt hier kein so großer Konzentrationsgradient vor.

Die bisher erstellten Aufnahmen erlauben keine definitive Aussage über die Ausdehnung der Konzentrationsfluktuationen in alle drei Raumrichtungen. Eine Präparation entlang anderer Kristallrichtungen könnte verlässlichere Aussagen ermöglichen.

Durch eine detailliertere Auswertung der gezeigten Aufnahmen sind weitere Erkenntnisse über den zugrunde liegenden Prozess zu erwarten. So kann ein Linienprofil entlang der einzelnen Atomsäulen und die daraus abgeleitete Intensität auf den Gruppe-III und Gruppe-V Plätzen Aufschluss darüber geben, ob wirklich ausschließlich Gruppe-V Plätze vom beobachteten Prozess betroffen sind. Mittels Auswertung der charakteristischen Röntgenspektrums (EDX) oder des Energieverlusts der gestreuten Elektronen (EELS) kann

eine quantitative Analyse der Materialzusammensetzung angestrebt werden. Durch Beobachtung der Streuung in hohe Winkel kann dies sogar atomar ortsaufgelöst geschehen. Eine umfassende Darstellung dieser weitergehenden Untersuchungen wird Teil weiterer Arbeiten sein.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass erstmals mittels TEM-Aufnahmen durch das Annealing induzierte Defekte im Ga(NAsP)-Materialsystem beobachtet werden konnten. Die Qualität der Grenzflächen wird durch die mittels PL als optimal definierten Annealings im RTA oder MOVPE-Reaktor offenbar nicht negativ beeinflusst. Statt dessen treten Defekte im Quantenfilm auf, die unter Anderem durch Diffusionsprozesse und eine damit einhergehende Kompositionsfluktuation erklärt werden können. Die Dichte dieser Defekte nimmt mit steigender Prozesstemperatur zu. Negative Auswirkungen auf die Photo- sowie Elektrolumineszenz konnten nicht direkt beobachtet werden, sind aber nicht auszuschließen. Nichtsdestotrotz zeigen auch mittels RTA annealte Schichten eine der bisherigen Prozedur in Intensität und Halbwertsbreite überlegene Photolumineszenz.

7.1.3 Bestimmung des Unordnungsparameters

Wie bereits in Abschnitt 2.3.1 ausführlich diskutiert, kann eine temperaturabhängige Vermessung der Photolumineszenz Aufschluss über das Vorhandensein und die Verteilung von lokalisierten Zuständen geben, wie sie in verdünnt stickstoffhaltigen Materialsystemen zu erwarten sind. An den in den vorangehenden Abschnitten diskutierten und unterschiedlich annealten Proben sollen nun entsprechende Untersuchungen diskutiert werden, um eventuelle Abhängigkeiten zwischen dem Unordnungsparameter und der verwendeten Annealing-Prozedur erkennen zu können.

Die temperaturabhängige Photolumineszenz und die im Einzelnen ermittelten Spektren sind beispielhaft in Abbildung 7.8 aufgetragen. In diesem Fall handelt es sich um eine Probe mit dem als optimal definierten RTA-Annealing von 10 s bei 925°C. Deutlich zu erkennen ist die Abnahme der PL-Intensität über den vermessenen Temperaturbereich. Ebenso fällt der S-förmige Verlauf des Peakmaximums auf. Die im Folgenden diskutierten Daten wurden im Rahmen der Arbeiten [74; 81] ermittelt und aufgetragen. Auf eine ausführliche Darstellung der zugrunde liegenden Spektren sowie der verwendeten Messmethoden wird daher an dieser Stelle verzichtet. Statt dessen soll mit den in Abschnitt 7.1.1 und 7.1.2 gewonnenen Erkenntnissen eine mögliche Änderungen der Unordnung durch das Annealing diskutiert werden.

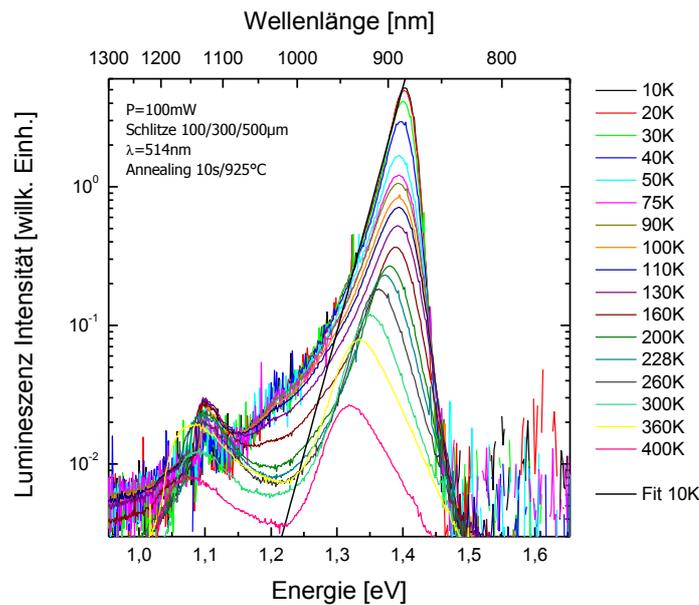


Abbildung 7.8: Temperaturabhängigkeit der Photolumineszenz an einer 3xMQW-Struktur mit SCH aus [74]. Die niederenergetische Flanke des Spektrums mit der tiefsten Temperatur wurde zur Ermittlung des Unordnungsparameters angefitet. Probenstruktur wie in Abbildung 5.1 im Anhang.

Die deutlichsten Unterschiede zwischen den beiden Annealing-Prozeduren zeigen sich bei Betrachtung der Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite, wie sie in Abbildung 7.9 aufgetragen ist. Die im RTA annealte Probe zeigt das erwartete Verhalten mit einem einzigen klar erkennbaren Maximum, das für beide gewählten Anregungsleistungen an derselben Stelle liegt. Bei der im MOVPE-Reaktor annealten Probe dagegen zeigt sich oberhalb der Temperatur T_2 keine deutliche Abnahme der Halbwertsbreite. Das gleiche Verhalten wurde bereits in [81] an ähnlichen Proben auf Si-Substrat beobachtet, wurde aber bisher nicht bei Proben auf GaP-Substrat nachgewiesen, auch wenn das Annealing unter ähnlichen Bedingungen im MOVPE-Reaktor stattfand.

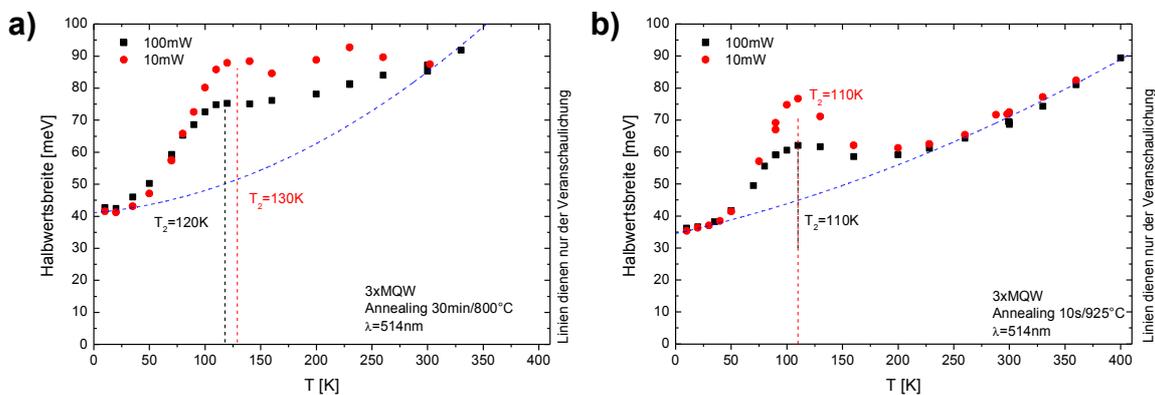


Abbildung 7.9: Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite an einer MQW-Struktur mit Reaktor-Annealing (a) und RTA-Annealing (b) für Anregungsleistung 10 bzw. 100 mW aus [74].

Im Rahmen der Arbeiten [44; 46] wird daher ein zweiskaliges Unordnungsmodell diskutiert, mit dem eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erzielt werden konnte. Im Rahmen dieses Modells wird zwischen der kurzreichweitigen Unordnung E_0 und der langreichweitigen Unordnung ϵ_0 unterschieden. Die für die vorab diskutierten Proben und Annealings ermittelten Unordnungsparameter sind in den Tabellen 7.1 und 7.2 dargestellt. Die zugehörigen Rohdaten finden sich in Anhang B.5.

Leistung [mW]	$E_{\text{Peak}}(300\text{K})$ [eV]	Methode	Wert	ϵ_0 / E_0 [meV]
100	1,303	T ₁	95 K	$E_0 = 10,6 \pm 0,4$
		T ₂	120 K	$E_0 = 9,2 \pm 0,2$
		β	$(42,1 \pm 0,4) \text{ eV}^{-1}$	$\epsilon_0 = 23,8 \pm 0,3$
10	1,306	T ₁	90 K	$E_0 = 10,0 \pm 0,3$
		T ₂	130 K	$E_0 = 10,0 \pm 0,2$
		β	$(41,5 \pm 0,5) \text{ eV}^{-1}$	$\epsilon_0 = 24,1 \pm 0,3$

Tabelle 7.1: Unordnungsparameter für 3xMQW mit SCH-Struktur Probe aus Abbildung 7.9 (a) mit Annealing 30 min/800°C (MOVPE).

Leistung [mW]	$E_{\text{Peak}}(300\text{K})$ [eV]	Methode	Wert	ϵ_0 / E_0 [meV]
100	1,351	T ₁	85 K	$E_0 = 9,5 \pm 0,3$
		T ₂	110 K	$E_0 = 8,4 \pm 0,2$
		β	$(46,8 \pm 0,5) \text{ eV}^{-1}$	$\epsilon_0 = 21,4 \pm 0,2$
10	1,356	T ₁	90 K	$E_0 = 10,0 \pm 0,3$
		T ₂	110 K	$E_0 = 8,4 \pm 0,2$
		β	$(45,9 \pm 0,4) \text{ eV}^{-1}$	$\epsilon_0 = 21,8 \pm 0,2$

Tabelle 7.2: Unordnungsparameter für 3xMQW mit SCH-Struktur Probe aus Abbildung 7.9 (b) mit Annealing 10 s/925°C (RTA).

Es ist deutlich zu erkennen, dass die langreichweitige Unordnung ϵ_0 jeweils deutlich größer ist als die kurzreichweitige. Die zur Bestimmung beider Unordnungsparameter benutzte Anregungsleistung übt keinen deutlichen Einfluss auf die Ergebnisse aus. Daher wird im Folgenden anhand der mit 100 mW Anregungsleistung ermittelten Daten argumentiert.

Die Analyse der Dicken der Quantenfilme ergab eine Dicke von $L_z = 5,2$ nm mittels TEM bzw. $L_z = 4,9$ nm mittels XRD. Die mittels RTA-Annealing behandelte Struktur zeigt eine geringfügig kleinere kurzreichweitige Unordnung E_0 sowie eine verringerte langreichweitige Unordnung ϵ_0 . Das RTA-Annealing könnte also eine homogene Materialkomposition im Ga(NAsP)-QW begünstigen (kurzreichweitige Unordnung) sowie zu verringerter Höhenmodulation im Quantenfilm führen (langreichweitige Unordnung). Da die

Unterschiede zwischen beiden Prozeduren jedoch sehr gering sind, soll im Folgenden ein Vergleich mit einer strukturell ähnlichen aber sehr viel älteren MQW-Struktur aus [81] angestellt werden. Ein Schema der Probenstruktur findet sich im Anhang Abbildung B.10.

Leistung [mW]	$E_{\text{Peak}}(300\text{K})$ [eV]	Methode	Wert	ϵ_0 / E_0 [meV]
100	1,310	T_1	70 K	$E_0 = 7,8 \pm 0,3$
		T_2	110 K	$E_0 = 8,4 \pm 0,2$
		β	$(18 \pm 1) \text{ meV}^{-1}$	$\epsilon_0 = 16,8 \pm 0,1$

Tabelle 7.3: Unordnungsparameter für 5xMQW Probe ohne SCH-Struktur mit Annealing 60 min/850°C (MOVPE) aus [81].

Die Ergebnisse aus Tabelle 7.3 zeigen deutliche Abweichungen gegenüber den beiden Annealings an der vorher diskutierten 3xMQW-Probe. Bei einer mittels XRD ermittelten QW-Dicke von $L_z = 4,8$ nm ergibt sich eine Emissionswellenlänge E_{Peak} , die um lediglich 7 meV von der des im MOVPE-Reaktor annealten 3xMQWs abweicht. Zusammen mit einer nach XRD nahezu identischen Einhüllenden von -5900 “ bzw. -6000 “ kann auf eine identische Komposition des aktiven Materials geschlossen werden. Die Annealing-Temperatur unterscheidet sich in beiden Fällen um lediglich 50°C. Trotzdem zeigt die 5xMQW-Struktur sowohl eine deutlich kleinere kurzreichweitige als auch langreichweitige Unordnung. Auch gegenüber der im RTA annealten 3xMQW-Struktur zeigen sich teilweise erheblich verringerte Werte.

Als naheliegende Erklärung kommt also nur ein bisher nicht diskutierter Unterschied im Probenaufbau der beiden Strukturen in Betracht. Dabei könnte die erhöhte Anzahl an Quantenfilmen und die damit verbundene stärkere PL-Emission eine bessere Unterdrückung von störenden Effekten, wie beispielsweise der Emission des Si-Substrates verursachen. Ebenso ist ein negativer Einfluss der SCH-Struktur auf die strukturelle Qualität der Quantenfilme denkbar, sodass der Unordnungsparameter beeinflusst wird. Solange die Ursache der offensichtlich starken Abweichung zwischen der 3x- und 5xMQW-Struktur nicht zweifelsfrei festgestellt werden kann, ist eine Interpretation der sehr geringen Auswirkungen von MOVPE- und RTA-Annealing auf den Unordnungsparameter nicht sinnvoll.

Es lässt sich trotzdem festhalten, dass das neu eingeführte RTA-Annealings keine gravierenden negativen Auswirkungen auf den Unordnungsparameter hat. Auch die in Abschnitt 7.1.2 entdeckten Defekte beeinflussen die Photolumineszenz nicht negativ. Die langreichweitige Unordnung ist auch beim RTA-Annealing wesentlich größer als die

kurzreichweitige. Daraus lässt sich ableiten, dass speziell durch eine Verringerung der Dickenfluktuation des Quantenfilms eine weitere Verbesserung der optischen Eigenschaften zu erwarten ist.

Eine Diskussion der Unordnungsparameter für eine größere Anzahl unterschiedlicher Proben findet in [39] statt. Aus den gewonnenen Daten könnte ggf. eine optimierte Probenstruktur abgeleitet werden.

7.2 Temperaturabhängigkeit der Elektrolumineszenz

In den vorangehenden Abschnitten wurde mehrfach auf die Optimierung von Wachstums- und Annealingbedingungen anhand der Photolumineszenz von MQW-Strukturen eingegangen. Stets wurden dabei eine intensive Photolumineszenz sowie eine geringe Halbwertsbreite als Indiz für eine hohe Materialqualität gewertet. Beim Übergang zu elektrisch gepumpten Laserstrukturen jedoch ist es denkbar, dass zusätzliche Verlustprozesse zum Tragen kommen, die eine separate Optimierung von Wachstum und nachfolgenden Prozessen erfordern. So ist beispielsweise eine Rekombination von Ladungsträgern auch in den indirekten Kontaktschichten und SCH-Strukturen denkbar. Weiterhin tritt beim elektrischen Pumpen eine Bandverbiegung ein, die den Ladungsträgereinschluss im Quantenfilm und somit die Pumpeffizienz beeinflussen kann.

Um mögliche Verlustprozesse zu charakterisieren, die ausschließlich beim elektrischen Pumpen auftreten, wird in diesem Abschnitt die temperaturabhängige Elektrolumineszenz einiger Laserstrukturen ausgewertet. Die spektral aufgelöste Messung der Elektrolumineszenz eignet sich dabei sehr gut für einen Vergleich mit der Photolumineszenz, jedoch wird die vermessene Probe durch die langen Messzeiten unter elektrischer Injektion strapaziert, sodass Alterungseffekte nicht auszuschließen sind. Der verwendete Messaufbau erlaubt nicht die gleichzeitige exakte Messung von spektral aufgelöster Elektrolumineszenz und die relativ schnelle Messung der integrierten Intensität. Daher stehen im Folgenden nicht beide Sätze von Messdaten für alle diskutierten Proben zur Verfügung.

In Abbildung 7.10 ist die temperaturabhängige, spektral aufgelöste EL für eine Laserstruktur aufgetragen. Eine Verschiebung des Emissionsmaximums mit der Temperatur ist wie auch bei den untersuchten MQW-Strukturen deutlich zu erkennen. Messungen unterhalb von 85 K wurden nicht durchgeführt, da die Leitfähigkeit der Laserstruktur unterhalb von 100 K deutlich abnimmt, sodass der Stromfluss bei gegebener Anregungsspannung stark absinkt. Durch den gleichen Effekt kann auch das nicht monotone Verhalten der PL-Intensität mit fallender Temperatur erklärt werden: Von Raumtemperatur ausgehend wächst zunächst die Emissionseffizienz durch die Dämpfung von Verlustprozessen. Bei sehr tiefen Temperaturen jedoch wird weniger Strom durch die Struktur gepumpt, woraus eine schwächere Emission resultiert. Abhilfe könnte das Nachregeln der Pulserspannung mit der Temperatur schaffen, sodass für alle Temperaturen eine konstante Stromdichte erreicht wird. Begrenzungen beim verwendeten Pulser bedingen dann jedoch eine wesentlich geringere Stromdichte bei hohen Temperaturen und somit ein schwer zu detektierendes Signal. Daher wurde im Rahmen dieser Untersuchungen auf ein solches Vorgehen verzichtet.

Das Maximum der EL-Emission liegt für Raumtemperatur bei etwa 950 nm und stimmt so mit dem PL-Maximum einer vergleichbaren MQW-Struktur überein. Durch die fehlende starke Anregung des indirekten Si-Substrates mit dem Ar-Ion Laser im Vergleich zur PL ist

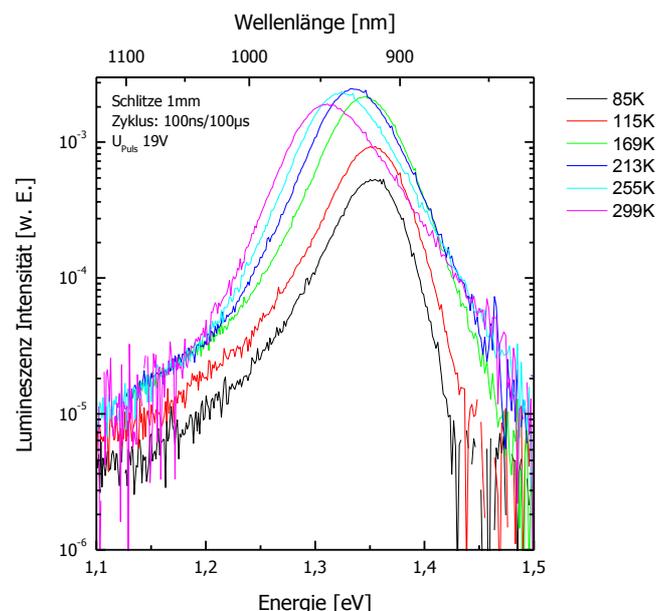


Abbildung 7.10: Temperaturabhängige Elektrolumineszenz-Spektren einer Laserstruktur. Anregung jeweils mit gleicher Spannung am Pulser; daraus resultierend variierende Stromdichte mit der Temperatur. Zum Vergleich: PL-Spektrum einer MQW-Struktur bei Raumtemperatur

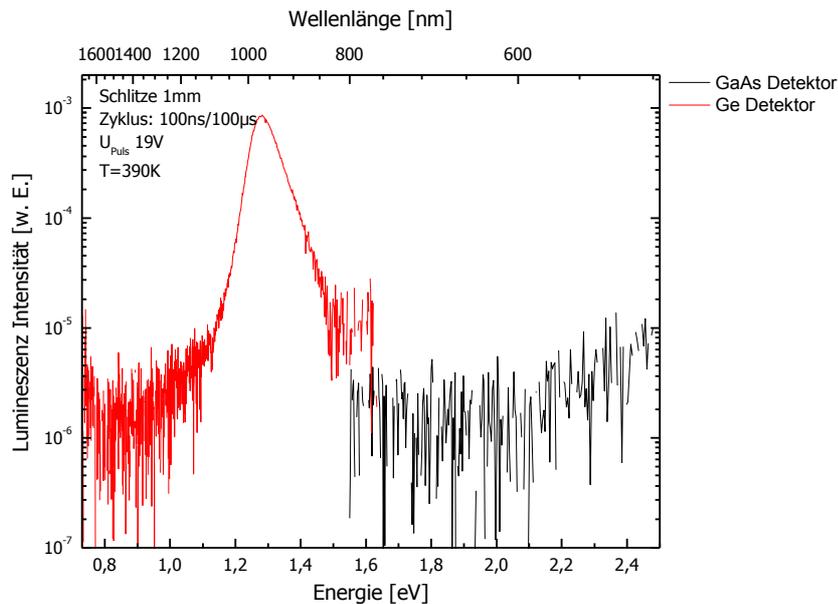


Abbildung 7.11: Elektrolumineszenz der Laserstruktur aus Abbildung 7.10 bei hoher Temperatur über breiten Spektralbereich. Die Messung erfolgte mit zwei unterschiedlichen Detektoren. Daten aus [77].

keine Emission des Si-Substrates bei etwa 1,1 eV in den EL-Spektren zu erkennen. Ebenso bewegt sich die Halbwertsbreite der Emission in der gleichen Größenordnung wie ein vergleichbarer MQW. Das temperaturabhängige Verhalten beider Größen ist in Abbildung B.15 im Anhang aufgetragen. Es sind auch bei diesen beiden Strukturen keine gravierenden Unterschiede im qualitativen temperaturabhängigen Verhalten erkennbar. Etwaige quantitative Unterschiede sind auf Abweichungen in Materialkomposition und Schichtdicke der Quantenfilms zurückzuführen.

In Abbildung 7.11 ist weiterhin eine Messung der Elektrolumineszenz über einen breiten Spektralbereich aufgetragen. Auch bei hoher Temperatur sind keine weiteren Emissionsmaxima außer dem des aktiven Materials zu erkennen. Daraus lässt sich schließen, dass auch bei hoher Temperatur und elektrischer Injektion keine zusätzlichen strahlenden Rekombinationsprozesse aktiviert werden. Über nichtstrahlende Rekombinationsprozesse oder Leckströme lässt sich jedoch keine Aussage machen.

In Abbildung 7.12 sind die Photo- bzw. Elektrolumineszenz einer MQW-Struktur und zweier Laserstrukturen aufgetragen. Die Ermittlung der Elektrolumineszenz erfolgte dabei nicht spektral aufgelöst. Statt dessen wurde die optische Effizienz für eine angenommene Emission bei 950 nm ermittelt, die proportional zur integrierten Intensität bei konstanter Stromdichte ist. Es ist deutlich zu erkennen, dass alle Strukturen ein ähnliches temperaturabhängiges Verhalten zeigen. Im Temperaturbereich zwischen 100 und 400 K nimmt die beobachtete Lumineszenz um etwas mehr als eine Größenordnung ab. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass in allen Strukturen im Wesentlichen ähnliche Verlustprozesse aktiv sind, unabhängig von der Art der Anregung.

Auffällig ist jedoch, dass die Laserstruktur mit 11% Arsen in der SCH bei Raumtemperatur eine geringere Emission zeigt als die ansonsten identische Laserstruktur mit 6% Arsen in der SCH. Für Temperaturen unterhalb von 150 K ist das umgekehrte Verhalten der Fall. Die optische Emission einer Struktur mit mehr Arsen bzw. weniger Bor in der SCH fällt also mit steigender Temperatur besonders schnell. Dies kann als Hinweis auf einen leicht unterschiedlich wirkenden Verlustprozess in den beiden Strukturen gedeutet werden. Ein möglicher Grund dafür wäre beispielsweise ein unterschiedlich guter Ladungsträgereinschluss durch Abweichungen in der Bandausrichtung, sodass bei hohen Temperaturen

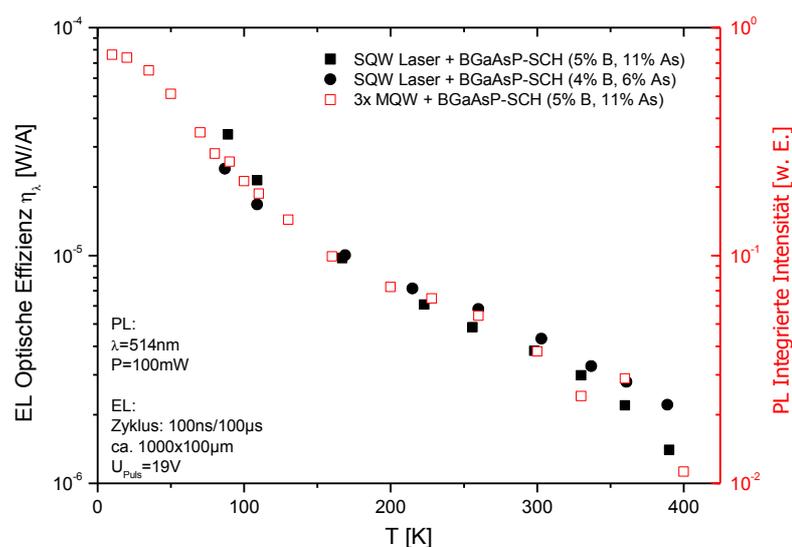


Abbildung 7.12: Vergleich von temperaturabhängiger Photo- und Elektrolumineszenz an einer MQW-Struktur mit SCH (siehe Abbildung 7.1) und zwei Laserstrukturen (siehe Abbildung 8.21) mit unterschiedlicher Zusammensetzung einer 150 nm dicken SCH. Daten aus [77].

besonders viele Ladungsträger thermisch aktiviert aus dem Quantenfilm entweichen können.

Genauere Untersuchungen bezüglich des Einflusses der SCH-Komposition auf die Elektrolumineszenz aber auch auf die elektrische Kennlinie sind daher Gegenstand des folgenden Kapitels.

Kapitel 8: Optimierung von Laserstrukturen

Bereits in den vorangegangenen Kapiteln wurden umfangreiche Untersuchungen der elektrischen und optischen Eigenschaften von Teststrukturen vorgestellt. Da der kompliziertere Schichtaufbau einer kompletten Laserstruktur an manchen Stellen Einflüsse auf die zuvor als optimal ermittelten Prozessparameter ausüben könnte, sollen im Folgenden Laserstrukturen diskutiert werden, an denen einige der zuvor ermittelten Ergebnisse überprüft werden können. Die Charakterisierung erfolgt dabei vorwiegend durch Messung der Elektrolumineszenz.

8.1 Einfluss von Barrierenschichten auf die elektrische Kennlinie

Wie bereits in Abschnitt 4.3 gezeigt, haben die unterschiedlichen, für die Laserstruktur verwendeten Schichten teilweise einen deutlichen und unter Umständen nachteiligen Einfluss auf die elektrischen Kennlinien der Strukturen.

An den in [15; 48] diskutierten Ga(NAsP)-Strukturen auf GaP-Substrat konnte Laseroperation bei Raumtemperatur beobachtet werden. Die dort verwendeten Strukturen konnten aufgrund einfacherer Verspannungskompensation ohne Bor-haltige Schichten, sowie mit einem geringeren Stickstoffanteil von nur etwa 4% im aktiven Material gewachsen werden. Das Wachstum auf GaP-Substrat ermöglicht die schrittweise Einführung zusätzlicher Schichten zur näheren Untersuchung, statt der Änderung eines gesamten Schichtpaketes beim Übergang von GaP- zu Si-Substrat. Ebenfalls gestalten sich das Brechen von Facetten sowie die Prozessierung mit Strominjektion über die Rückseite einfacher, sodass Fehlerquellen an diesen Stellen einfacher ausgeschlossen werden können.

Im Folgenden werden daher zunächst Strukturen auf GaP-Substrat diskutiert, später werden die gewonnenen Erkenntnisse auf Strukturen auf Si-Substrat übertragen.

8.1.1 Variation der Barrierenschichten auf GaP-Substrat

Die vier in diesem Abschnitt untersuchten Strukturen sind schematisch in Abbildung 8.1 im Anhang dargestellt. Ausgehend von einem in dotierte GaP-Schichten eingebetteten Ga(NAsP)-QW – ähnlich einer Laserstruktur – wurde zunächst eine (AlGa)P-Schicht in

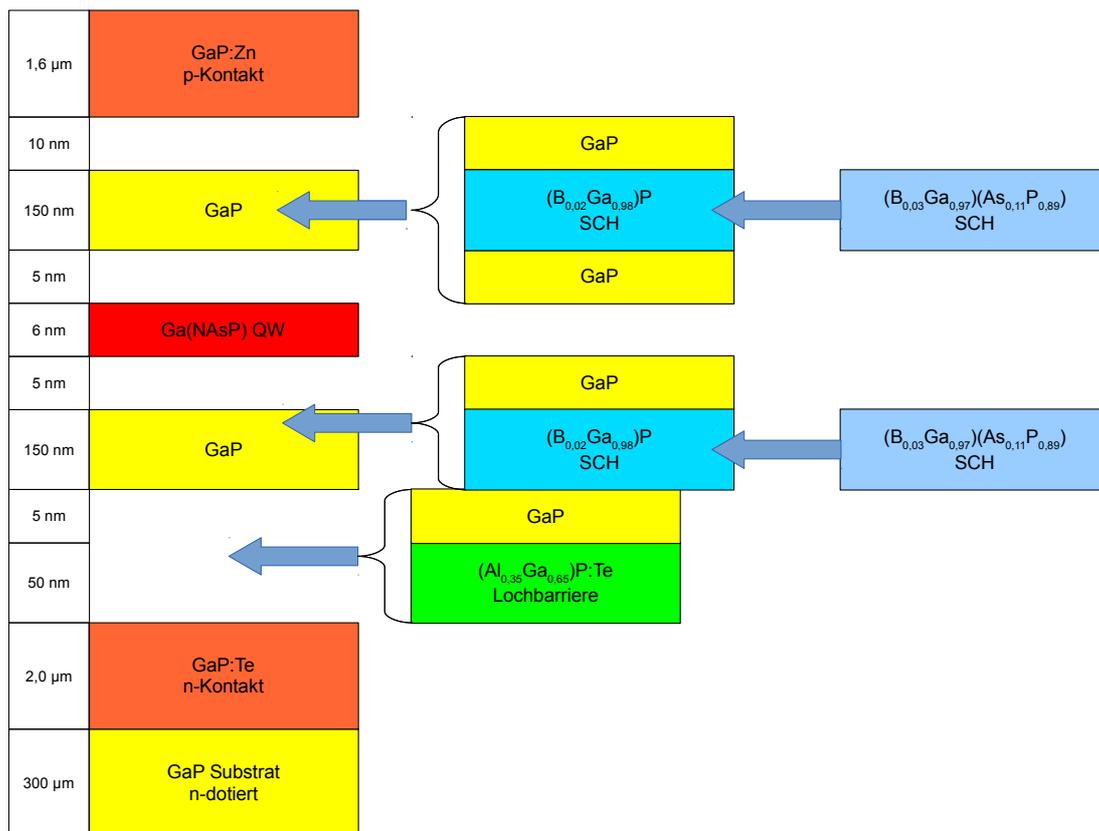


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung von Laserstrukturen mit unterschiedlicher SCH und Barrierenschichten auf GaP-Substrat.

einer Komposition, die auch auf Si-Substrat abgeschieden werden könnte, eingefügt. Der große Valenzband-Offset von (AlGa)P gegenüber den anderen verwendeten Materialien kann für den Einschluss von Ladungsträgern (Lochbarriere) genutzt werden, könnte aber auch die Spannung U_0 beeinflussen. Eine detaillierte Motivation für dieses Vorgehen findet sich in Abschnitt 8.3.1.

In einem weiteren Schritt wurden undotierte (BGa)P bzw. (BGa)(AsP)-Schichten oberhalb und unterhalb des QW eingefügt. Die Komposition der (BGa)(AsP)-Schicht ähnelt der der SCH-Schichten auf Si-Substrat, wobei aus Gründen der Verspannungskompensation keine exakte Übereinstimmung erzielt werden konnte. Die (BGa)P-Schicht wurde gewählt, um auch das Verhalten einer ternären statt quaternären Schicht bei ähnlichem Verspannungszustand zu untersuchen zu können. In beiden Fällen kommen GaP-Zwischenschichten zum Einsatz, um Bindungen zwischen Bor und Stickstoff zu verhindern und gleichzeitig eine größtmögliche Ähnlichkeit zu Strukturen auf Si-Substrat zu gewährleisten.

Die Ergebnisse der elektrischen Messung an den vier Strukturen sind in Abbildung 8.2 aufgetragen. Sowohl die Basisstruktur als auch die Struktur mit (AlGa)P-Lochbarriere

zeigen einen sehr niedrigen differentiellen Widerstand sowie eine kleine Spannung U_0 . Beginnend mit der Einführung einer intrinsischen (BGa)P-Schicht steigt R_{diff} mäßig, U_0 jedoch deutlich an. Der Anstieg beider Größen wird noch dramatischer, wenn statt dessen eine quaternäre (BGa)(AsP)-Schicht eingefügt wird. Es wird $U_0 > 15 \text{ V}$ beobachtet, sodass der mögliche Pumpstrom im Wesentlichen durch diese Spannung limitiert wird. Wie bereits in Abschnitt 4.3 diskutiert, kann eine unerwartete Dotierung der (BGa)(AsP)-Schichten dafür verantwortlich sein. In diesem Fall kann eine Raumladungszone ausgebildet werden, sodass ein p-n-Übergang in Sperrichtung überwunden werden muss. Weiterhin kommt prinzipiell ein unerwartet hoher Hetero-Offset als Ursache in Betracht, sodass erst durch Anlegen einer hohen Spannung eine Bandverbiegung eintritt, die Ladungsträgern das Überwinden der entstehenden Barriere ermöglicht. Eine Erhöhung der Spannung U_0 in der Größenordnung von etwa 10 V allein durch diesen Effekt ist jedoch unwahrscheinlich.

Weiterhin wurde in diesem Zusammenhang auch die optische Effizienz der betreffenden Strukturen untersucht. Die zugehörigen Messwerte sind in Abbildung 8.3 aufgetragen. Die Basisstruktur, sowie diejenige ohne Bor-haltige Schichten zeigen eine ähnliche optische Effizienz η_{λ} . Durch Zugabe von Bor-haltigen Schichten wird diese deutlich negativ beeinflusst. Da die (BGa)(AsP)-Struktur nur mit vergleichsweise schwachen Strömen

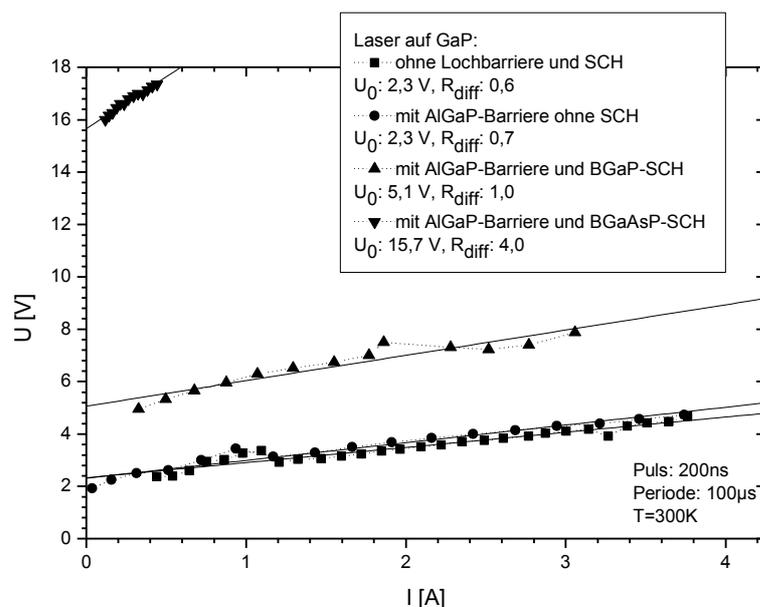


Abbildung 8.2: Differentieller Widerstand von Laserstrukturen auf GaP mit unterschiedlichen Barrierenschichten und SCH-Bereich. Barrenlänge jeweils ca. $1000 \mu\text{m}$, Rückseitenkontakt, Datenpunkte mit schlechter Pulsform sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt.

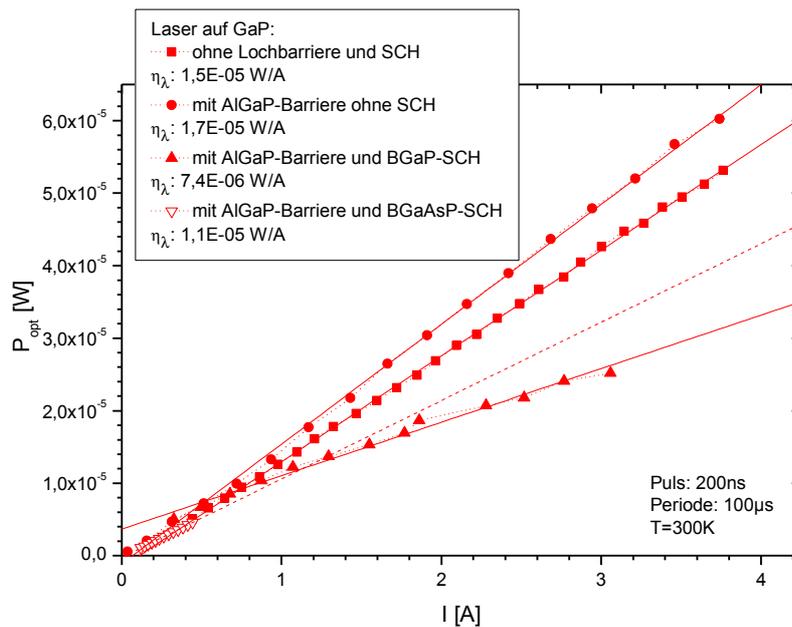


Abbildung 8.3: *Optische Ausgangsleistung von Laserstrukturen auf GaP mit unterschiedlichen Barrierenschichten und SCH-Bereich. Barrenlänge jeweils ca. 1000 μm , Rückseitenkontakt, Datenpunkte mit schlechter Pulsform sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt. Die Ausgleichsgerade an der Probe mit (B Ga)(AsP)-SCH ist nur exemplarisch dargestellt, der Pumpstrom ist für eine zuverlässige Messung zu gering.*

gepumpt werden konnte, ist ein zuverlässiger Vergleich zwischen den beiden Bor-haltigen Strukturen nicht möglich. Daher kann an dieser Stelle nur festgehalten werden, dass der diskutierte Effekt auf die Spannung U_0 zurückzuführen ist und mit einer messbaren Verschlechterung der optischen Ausgangsleistung einhergeht.

Als Grund dafür ist unter Anderem ein großes elektrisches Feld im Bereich des aktiven Materials zu nennen, hervorgerufen durch die besonders große angelegte Spannung bei gegebenem Stromfluss. Verringerte Verweildauern für eine Ladungsträgerspezies im Quantenfilm und somit eine geringere Rekombinationsrate wären die Folge. Ebenso könnte durch die Änderung der Hetero-Offsets nahe des Quantenfilms der Ladungsträger-einschluss für eine Ladungsträgerspezies verschlechtert werden.

Leider ist gleichzeitig nicht auszuschließen, dass eine schlechtere Morphologie der beteiligten Materialien, beispielsweise aufgrund schlechterer Verspannungskompensation, unebener Grenzflächen oder Fluktuationen in der Materialkomposition, ebenfalls eine Auswirkung auf die optische Effizienz hat. Ebenso könnten sich die maßgeblichen Hetero-Offsets durch den geänderten Verspannungszustand der beteiligten Schichten etwas verschieben. Daher werden in Abschnitt 8.3 anhand von Strukturen auf Si-Substrat

ähnliche Variationen in engeren Grenzen durchgeführt, um die Änderung der Morphologie etc. möglichst gering zu halten. Gleichwohl sind dann zusätzliche Fehlerquellen durch die komplexere Prozessierung und den generell komplexeren Schichtaufbau hinzunehmen, denn aus Gründen der Verspannungskompensation sind keine Bor-freien Strukturen realisierbar.

8.1.2 Variation der Dotierprofile

Die im vorangegangenen Abschnitt gewonnenen Erkenntnisse legen nahe, die SCH-Struktur aus (BGa)(AsP) (AsP) auf beiden Seiten des QW zu dotieren um ihre Leitfähigkeit zu erhöhen und sicherzustellen, dass die jeweils richtige Majoritätsladungsträgerspezies vorherrscht. Gerade im SCH-Bereich sollte jedoch die optische Mode stark ausgeprägt sein, sodass eine durch Dotierstoffe hervorgerufene große Ladungsträgerdichte die Absorption durch freie Ladungsträger verstärkt. Eine deutlich vergrößerte interne Absorption wäre die Folge. Daher wurde eine Probenserie mit unterschiedlichen niedrig dotierten (BGa)(AsP)SCH Bereichen gewachsen (Schema siehe Abbildung 8.4), wobei die Dotierung jeweils bis zu einem Abstand von 50 nm zum QW (bei einer Gesamtdicke von jeweils 150 nm) angewendet wurde. Die durch Extrapolation von Partialdrücken beim Wachstum angestrebten Ladungsträgerdichten für die Strukturen sind in Tabelle 8.1 aufgelistet. Die tatsächlichen Ladungsträgerdichten konnten nicht durch eine Hall-Messung verifiziert werden, da die verwendeten Substrate eine zu hohe Dotierung aufweisen, sodass eine Hall-Messung durch das Substrat verfälscht werden würde.

100 nm	(BGa)(AsP):Zn
1,2 μm	(BGa)P:Zn p-Kontakt
10 nm	GaP
150 nm	(BGa)(AsP) SCH
5 nm	GaP
5 nm	Ga(NAsP) QW
5 nm	GaP
150 nm	(BGa)(AsP) SCH
1,5 μm	(BGa)P:Te n-Kontakt
60 nm	GaP Nukleation
750 μm	Si:P Puffer + Si Substrat

Abbildung 8.4: Schematische Darstellung einer für EL-Untersuchungen verwendeten Laserstruktur. Die Dotierung der SCH-Schichten wurde variiert.

Struktur	Dotierung	n [cm ⁻³]
SCH schwach dotiert	Te (n-Typ)	$7,0 \cdot 10^{15}$
	Zn (p-Typ)	$3,5 \cdot 10^{16}$
SCH stärker dotiert	Te (n-Typ)	$1,4 \cdot 10^{16}$
	Zn (p-Typ)	$7,0 \cdot 10^{16}$
n-Kontakt angrenzend an SCH	Te (n-Typ)	$5,0 \cdot 10^{18}$
	Zn (p-Typ)	$3,0 \cdot 10^{18}$

Table 8.1: Nominelle Ladungsträgerdichte für Strukturen mit schwach dotierter SCH, zum Vergleich dargestellt: Dotierung der jeweils angrenzenden Kontaktschichten.

Die Ergebnisse der elektrischen Messung sind in Abbildung 8.5 dargestellt. Für die ermittelten differentiellen Widerstände zeigt sich ein qualitativ richtiger Trend: Mit steigender Dotierung der SCH verringert sich R_{diff} . Die Abnahme um insgesamt nur $0,5 \Omega$ ist jedoch relativ gering im Vergleich zum Widerstand der gesamten Struktur von bis zu $3,3 \Omega$. Eine entscheidende Verbesserung der Laserstrukturen durch diese Vorgehensweise ist also unwahrscheinlich.

Weiterhin zeigt die Spannung U_0 keine deutliche Abhängigkeit von der Dotierung des SCH-Bereichs. Dies lässt ebenfalls darauf schließen, dass entweder nicht die gewünschte Ladungsträgerdichte durch Dotierung erzielt wurde, oder eine unerwartete Dotierung der (BGa)(AsP)-Schichten für die Ausbildung einer Raumladungszone verantwortlich ist,

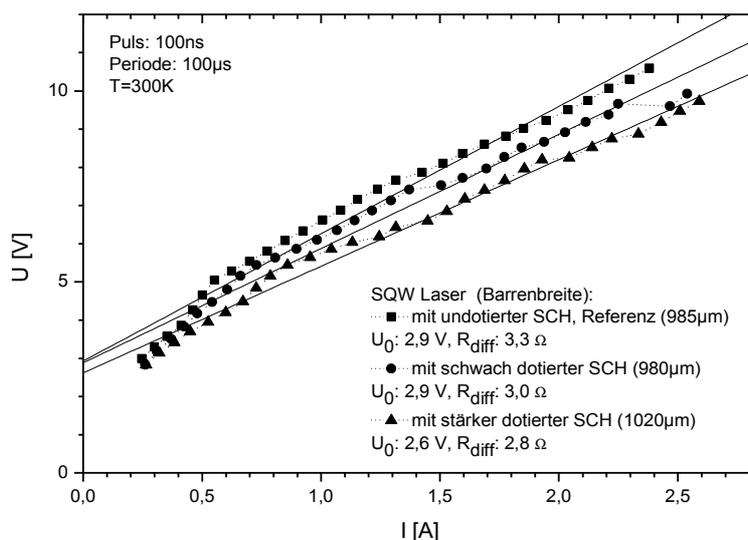


Abbildung 8.5: Differentieller Widerstand von Laserstrukturen mit unterschiedlich dotiertem SCH-Bereich. Barrenlänge jeweils ca. $1000 \mu\text{m}$. Die optische Ausgangsleistung konnte aufgrund schlechter Facetten nicht zuverlässig bestimmt werden.

sodass ein p-n-Übergang in Sperrrichtung überwunden werden muss. Die Deutung ist also analog zu Abschnitt 4.3 möglich.

Um den korrekten Einbau der Dotanden zu überprüfen, wurden an den Strukturen SIMS-Messungen durchgeführt. Die Ergebnisse für den schwach dotierten SCH-Bereich sind in Abbildung 8.6 aufgetragen. Deutlich ist zu erkennen, dass auf beiden Seiten des Quantenfilms ein Dotierstoffeinbau in der Größenordnung von 10^{18} cm^{-3} stattfindet. Wie bereits in Abschnitt 6.1.2 diskutiert wurde, lässt sich aufgrund dieser Messung nicht direkt auf die Ladungsträgerdichte im Material schließen, jedoch verhält sich der reine Einbau der Dotierstoffe wie erwartet. Es wird daher angenommen, dass eine ausreichende Anzahl von Ladungsträgern im Material vorhanden ist.

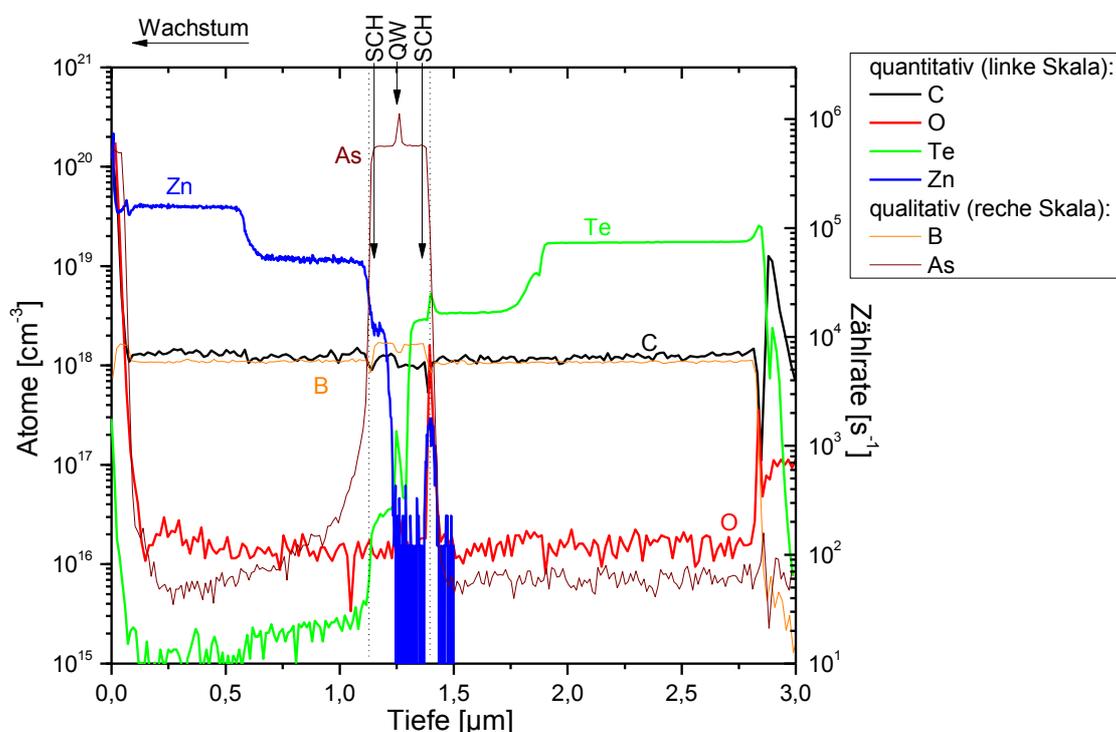


Abbildung 8.6: SIMS Analyse der Laserstruktur mit schwach dotierter SCH (durch Linien markiert), as grown.

Um mögliche Diffusionsprozesse von Dotierstoffen beurteilen zu können, wurde ebenfalls eine SIMS-Untersuchung an einer annealten Probe (in diesem Fall mit undotiertem SCH-Bereich) durchgeführt. Anhand von Abbildung 8.7 wird deutlich, dass eine deutlich erhöhte Zink-Konzentration bis etwa 100 nm von der Grenzfläche p-Kontakt zu SCH-Bereich vorliegt. Dies ist auf Diffusion von Zink während des Annealings zurückzuführen. Entsprechende Vergleichsstrukturen (hier nicht dargestellt) zeigen keine messbare

Zink-Konzentration im SCH-Bereich. Ebenso verschmiert das in Abbildung 8.6 dargestellte Zink Dotierprofil durch das Annealing (hier nicht dargestellt), jedoch bleiben auch hier die letzten 50 nm des SCH nahezu undotiert.

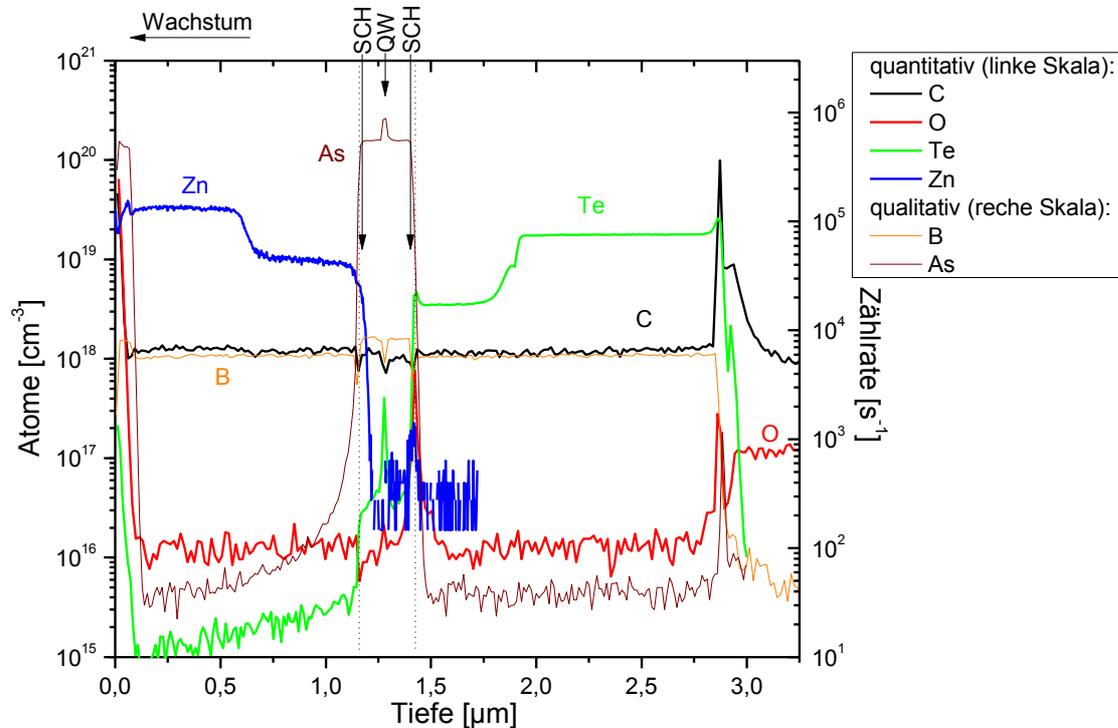


Abbildung 8.7: SIMS Analyse der Laserstruktur mit undotierter SCH (durch Linien markiert), Annealing 10 s / 925°C.

Zusammenfassend kann davon ausgegangen werden, dass die beobachteten Änderungen in der Leitfähigkeit bei Dotierung des SCH-Bereichs im Wesentlichen durch die Dotierung mit Tellur verursacht wurden. Die SCH-Strukturen in Nachbarschaft zu stark Zink-dotierten Kontaktschichten sind aufgrund von Diffusionseffekten beim Annealing stets zu einem gewissen Grad dotiert. Über den tatsächlichen Anteil der elektrisch aktiven Dotanden kann jedoch keine verlässliche Aussage gemacht werden.

Da keine signifikante Verkleinerung der Spannung U_0 oder des differentiellen Widerstandes R_{diff} durch Dotierung erzielt werden konnte, wurde für folgende Strukturen eine undotierte SCH-Struktur gewählt. Jedoch ist für alle Strukturen U_0 im Vergleich zu ähnlichen älteren Strukturen niedriger. Der Effekt könnte auf veränderte Wachstumsbedingungen (höheres V/III-Verhältnis, geringerer Kohlenstoff-Einbau, geänderter Bor-Gehalt) für die (BGa)(AsP)-Schichten zurückzuführen sein. Eine gezielte Variation entsprechender Parameter wird daher in Abschnitt 8.3.3 diskutiert.

8.2 Einfluss von thermischem Ausheizen mittels RTA

In Abschnitt 7.1 wurde bereits der Effekt verschiedener Annealing-Prozeduren auf die Photolumineszenz des verwendeten Materialsystems behandelt. Die dort gewonnenen Erkenntnisse sollen nun auf Laserstrukturen angewendet werden. Ausgangspunkt war hier zunächst ein Gleichgewichts-Annealing im MOVPE-Reaktor von 30 min bei 800°C mit TBP-Stabilisierung. Dieses Annealing zeigte in [81] gute Ergebnisse an MQW-Strukturen. Zum Vergleich wurde in [74] als optimal für MQW-Strukturen ermittelte Annealing von 10 s bei 925°C im RTA getestet. Beide Annealings wurden anhand der PL von MQW-Strukturen optimiert, bei denen auf den letzten QW maximal 230 nm Material aufgewachsen wurden (siehe Abbildung 5.1). Im Gegensatz dazu wird aus Abbildung 8.4 deutlich, dass im Falle eine Laserstruktur mehr als 1 μm Material über dem QW abgeschieden wurden. Sollten während des Annealings Teile des Materials abdampfen wäre eine MQW-Struktur zuerst von strukturellen Schäden betroffen. Es ist also nicht auszuschließen, dass ein 925°C-Annealing bei MQW-Strukturen bereits erste strukturelle Schäden verursacht, die durch eine bessere Auskopplung des Lichtes an der bereits rauen Oberfläche überkompensiert werden.

Des Weiteren wurden auch bei Laserstrukturen mit RTA-Annealing Kompositionsfluktuationen identisch zu Abbildung 7.7 in entsprechenden TEM-Aufnahmen beobachtet. Das Verhalten dieser Areale unter elektrischem Pumpen ist bislang nicht bekannt. Sie könnten als effiziente strahlende oder nichtstrahlende Rekombinationskanäle dienen und so die differentielle Effizienz positiv aber auch negativ beeinflussen. Der Einfluss auf den differentiellen Widerstand der Strukturen ist ebenfalls unbekannt.

Die U/I-Kennlinie sowie die optische Ausgangsleistung einer Laserstruktur mit beiden beschriebenen Annealings sind in Abbildung 8.8 dargestellt. Aus den durch Ausgleichsgeraden ermittelten Parametern (siehe Tabelle 8.2) geht hervor, dass die optische Effizienz η_λ durch das RTA-Annealing um den Faktor 2,6 gesteigert werden konnte. Bei der PL von MQWs war mit den gleichen beiden Prozeduren eine Steigerung um den Faktor zwei zu beobachten (siehe Abbildung 7.4). Die Messergebnisse stimmen also im Rahmen des zu erwartenden Fehlers überein.

Struktur	U_0 [V]	R_{diff} [Ω]	η_λ [W/A]
Reaktor Annealing (30 min/800°C)	8,9	4,9	1,2E-6
RTA Annealing (10 s/925°C)	5,9	3,1	3,1E-6

Tabelle 8.2: Elektrolumineszenz (Fit-Parameter) der Proben aus Abbildung 8.8

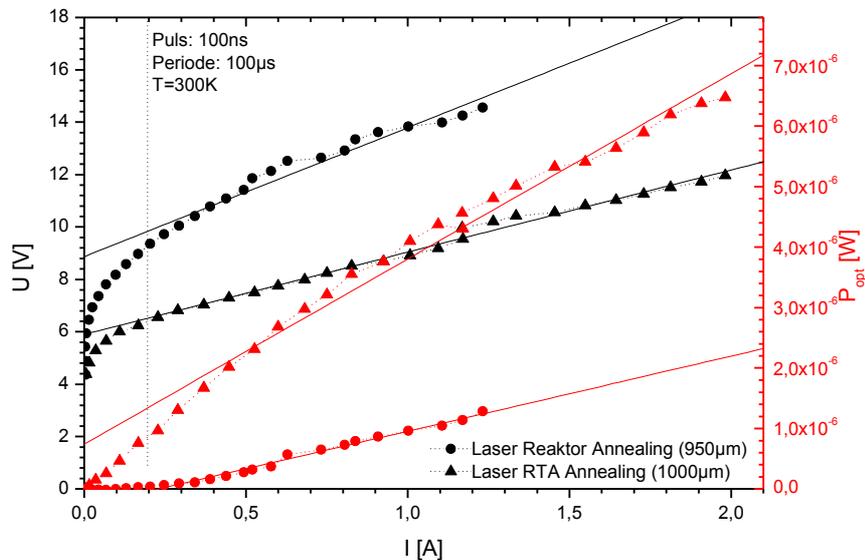


Abbildung 8.8: Elektrische und optische Kennlinie einer Laserstruktur auf Si mit unterschiedlichen Annealing-Prozeduren nach dem Wachstum. Barrenlänge jeweils ca. 1000 μm . Datenpunkte links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen.

Analog zu den Untersuchungen in Abschnitt 6.1.2 kann auch an den hier betrachteten Laserstrukturen festgestellt werden, dass das RTA-Annealing offensichtlich die Ladungsträgerkonzentration im Material steigert und den differentiellen Widerstand senkt. Es ist also anzunehmen, dass nach einem entsprechend gewählten Annealing mehr Dotanden elektrisch aktiv sind. Da Untersuchungen bisher nur für Te-dotierte Schichten durchgeführt wurden, kann noch nicht zweifelsfrei ausgeschlossen werden, dass der Effekt nicht auf die Zn-dotierten Schichten zurückzuführen ist. Darüber hinaus sinkt jedoch auch die Spannung U_0 mit dem RTA-Annealing signifikant, was die These eines p-n Übergangs in Sperrichtung innerhalb der Struktur unterstützt. In diesem Fall würde lediglich ein Annealing mit Temperaturen deutlich oberhalb von 800°C genügend Dotanden aktivieren oder durch Diffusion an entsprechende Stellen in die Struktur transportieren, um das ursprünglich gewünschte Dotierprofil herzustellen. Im Falle eines Annealings bei tieferer Temperatur blieben dann Bereiche innerhalb der Struktur übrig, deren Majoritätsladungsträgerspezies nicht dem erwarteten Verhalten entspricht.

Beispielsweise könnte p-Leitung in der unteren SCH-Struktur nahe zu den n-Kontaktschichten auftreten, denn innerhalb dieser Schicht ist durch den erhöhten Bor-Einbau auch ein entsprechend erhöhter Kohlenstoff-Einbau zu erwarten. Kohlenstoff wirkt dabei in GaP als Akzeptor und könnte auch in (BGa)(AsP) eine entsprechende Hintergrunddotierung

hervorrufen. Durch ein erhöhtes V/III-Verhältnis während des Wachstums nachfolgender Strukturen konnte bereits der Kohlenstoff-Einbau in (BGa)(AsP) auf etwa $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ reduziert werden (siehe Abbildung 8.7), was dem Einbau in den benachbarten (BGa)P Schichten entspricht. Trotzdem könnte dies ausreichend viele Ladungsträger freisetzen, um eine störende Raumladungszone hervorzubringen.

Die Spannung U_0 wird zwar vom Annealing beeinflusst, jedoch konnte bislang keine Prozedur ermittelt werden, mit der sie sich auf ein Niveau im Bereich um 2-3 V (angenommener Idealwert) senken ließe. Ausgehend von diesen Erkenntnissen wird in Abschnitt 8.3.3 eine Modifikation des Barrierenmaterials durchgeführt, bei dem sich ebenfalls der Kohlenstoff-Einbau ändern sollte und entsprechende Effekte auf U_0 erwartet werden.

Das oben beschriebene RTA-Annealing wurde auch auf Laserstrukturen auf GaP-Substrat angewendet, obwohl die Prozedur nicht für dieses Material optimiert wurde. Es konnte keine verbesserte optische Ausgangsleistung festgestellt werden (Ergebnisse hier nicht gezeigt). Daraus lässt sich schließen, dass eine Optimierung des Annealings anhand der Photolumineszenz von MQW-Strukturen generell sinnvoll ist.

Trotzdem können zusätzliche Effekte eines nicht optimierten Annealings beim Übergang von MQW- zu Laserstrukturen auf Si-Substrat nicht ausgeschlossen werden. Daher werden zukünftige Experimente die Untersuchung der Auswirkung unterschiedlicher RTA-Prozeduren auf die optische und elektrische Kennlinie von Laserstrukturen (statt auf die PL von MQW-Strukturen) beinhalten, analog zum Vorgehen in [74].

8.3 Variation von Hetero-Offsets im Materialsystem Ga(NAsP)/Si

Da durch die bisher diskutierten Maßnahmen die optische Ausgangsleistung der Laserstrukturen nicht in einem Maße gesteigert werden konnte, das Lasing bei Raumtemperatur ermöglicht, sollen im folgenden Abschnitt Teststrukturen mit ggf. verbessertem Ladungsträgereinschluss durch zusätzliche Barrierenschichten diskutiert werden. Weiterhin entspricht auch bei optimiertem Annealing die U/I-Kennlinie nicht für alle Strukturen den Erwartungen. Die genaue Zusammensetzung der ggf. dafür verantwortlichen SCH-Strukturen wird daher im Folgenden variiert und der Effekt auf elektrische und optische Kennlinien untersucht.

8.3.1 (AlGa)P-Barrieren zum Locheinschluss

Die bisher auf Si-Substrat realisierten Laserstrukturen zeigten generell eine geringere optische Ausgangsleistung als entsprechende Strukturen auf GaP-Substrat. Die Demonstration von Raumtemperatur-Lasing auf GaP-Substrat gegenüber einer maximalen Betriebstemperatur von 165 K auf Si-Substrat ist ein klares Indiz dafür. Beim Vergleich der EL unterhalb der Laserschwelle in Abbildung 8.3 (GaP) und Tabelle 8.2 (Si) fällt ebenfalls eine große Diskrepanz zwischen beiden Strukturtypen auf. Als mögliche Erklärung dafür könnte unter Anderem ein schlechter elektrischer Ladungsträgereinschluss im QW dienen. Beim Übergang von GaP- zu Si-Substrat wird einerseits die Komposition des aktiven Materials Ga(NAsP) verändert, andererseits kommen Bor-haltige Schichten in den Kontakten und der SCH zum Einsatz. Daraus ergibt sich nicht nur eine Änderung der Bandlücken der entsprechenden Materialien (diese kann teilweise sehr gut mittels PL überprüft werden), sondern ggf. auch eine andere relative Ausrichtung der Energieniveaus zueinander. Geänderte Hetero-Offsets zwischen den einzelnen Schichten sind die Folge.

In Abschnitt 2.2.3 wurde bereits ein Modell nach [35] diskutiert, das innerhalb gewisser Grenzen eine theoretische Vorhersage der Valenzband-Offsets erlaubt. Daraus resultiert, dass beispielsweise (AlGa)P ein besonders tiefes Valenzband-Niveau gegenüber den anderen verwendeten Materialien hat. Wird dieses Modell als korrekt angenommen und werden verspannungsinduzierte Effekte auf den Valenzband-Offset vernachlässigt, ergibt sich für die Hetero-Offsets einer Laserstruktur auf Si-Substrat eine Ausrichtung, wie sie in Abbildung 8.9 dargestellt ist.

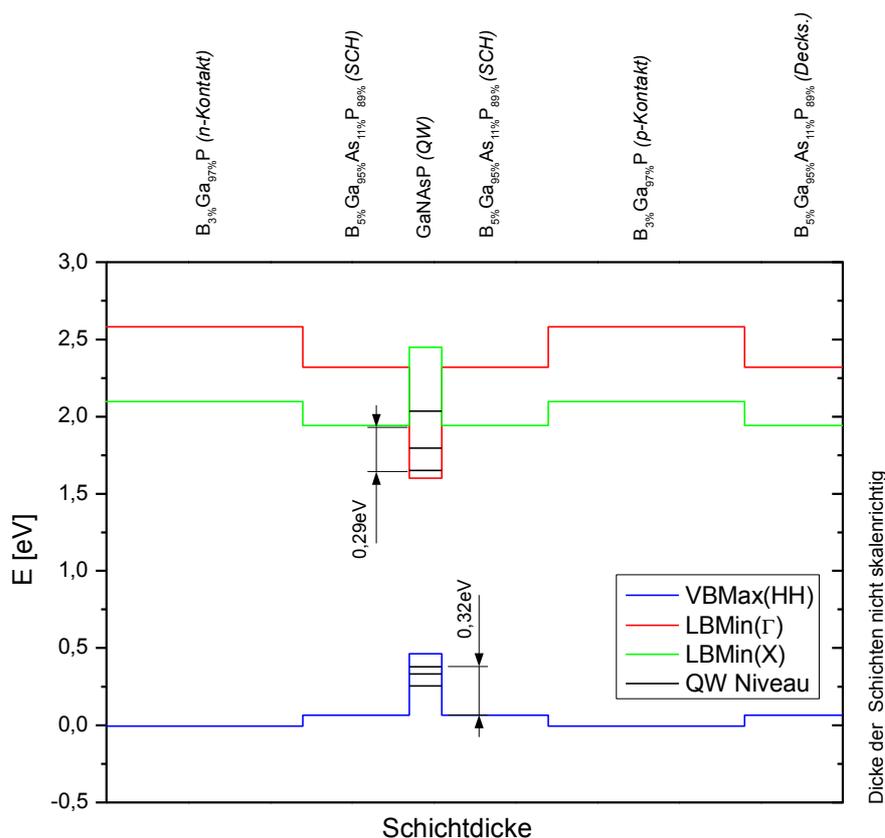


Abbildung 8.9: Simulation der Hetero-Offsets in einer Laserstruktur ohne gesonderte elektrische Barrieren. Zwischenschichten mit Dicke < 5 nm sind nicht dargestellt. Zusammensetzung der SCH: 5% B, 11% As.

Es wird deutlich, dass zwischen den Kontaktschichten und den SCH-Strukturen für Löcher (hier erfolgte die Rechnung für das Schwerloch) nur relativ kleine Barrieren existieren. Für Elektronen am X-Punkt (die diskutierten Materialien haben eine indirekte Bandlücke) gilt Ähnliches. Gelangen Elektronen in den QW müssten sie zum Γ -Punkt relaxieren wobei das unterste quantisierte Niveau im QW einen Offset von 0,19 eV zu den benachbarten Schichten hätte. Der Einschluss für Löcher ist mit 0,38 eV noch größer. Beide Werte reichen aus, um Ladungsträger bei Raumtemperatur effektiv im QW einzufangen.

Das der Rechnung zugrunde liegende Modell (siehe Abschnitt 2.2.3) liefert jedoch keine verlässlichen Aussagen über Bor-haltige Materialien sowie über das quaternäre und stark verspannte Ga(NAsP). Ein schlechter Einschluss für einen der Ladungsträgertypen in realen Laserstrukturen könnte die Folge sein. Um einen derartigen Effekt auszuschließen wurden Strukturen mit möglicherweise geeigneten Barrierenschichten hergestellt. Es bieten sich GaP mit einem besonders großen Offset im Leitungsband sowie (AlGa)P mit einem besonders großen Offset im Valenzband an. Für (AlGa)P wurde eine Zusammensetzung mit 35% Aluminium gewählt, weil diese einem vertretbaren Verspannungszustand auf

Si-Substrat mit einem kleinen Offset im Leitungsband vereint. Die Ergebnisse einer Simulation (analog zu Abbildung 8.9) sind in Abbildung 8.10 dargestellt.

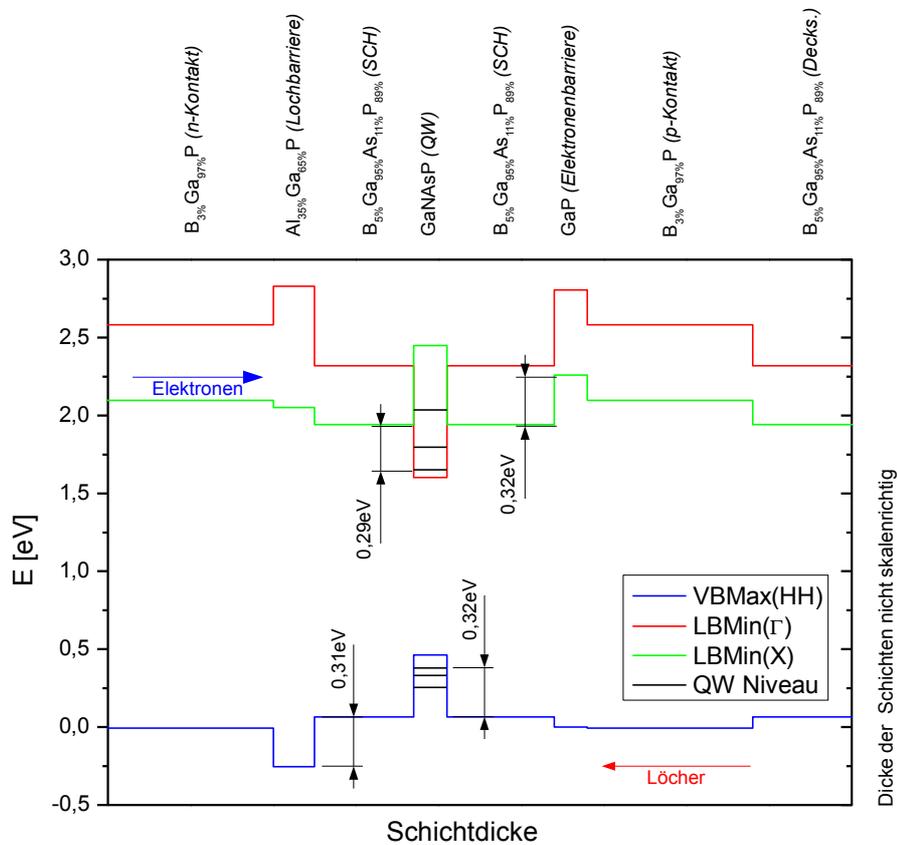


Abbildung 8.10: Simulation der Hetero-Offsets in einer Laserstruktur mit (AlGa)P-Lochbarriere und GaP-Elektronenbarriere. Zwischenschichten mit Dicke < 5 nm sind nicht dargestellt. Injektion der Löcher (p-Kontakt) von rechts, Injektion der Elektronen (n-Kontakt) von links.

Durch die Einführung von Barrierenschichten kann also die effektive Barrierenhöhe im Valenzband um 0,32 eV und im Leitungsband um 0,31 eV vergrößert werden. Da im Rahmen dieses Projektes erstmals (AlGa)P auf Si-Substrat abgeschieden wurde, kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Oberflächenmorphologie einer (AlGa)P-Schicht negative Auswirkungen auf die nachfolgenden Schichten und somit auf die aktive Region der Laserstruktur hat. Daher wurden AFM-Aufnahmen zweier n-Kontakte angefertigt (Abbildung B.16 im Anhang) aus denen zu schließen ist, dass die aufgewachsen Schichten unabhängig von dem darunter liegenden (AlGa)P eine ähnliche strukturelle Qualität aufweisen.

Bezüglich der GaP-Elektronenbarriere konnte im Rahmen dieser Untersuchung auf frühere Strukturen zurückgegriffen werden. Diese enthielten bereits eine entsprechende GaP-Zwischenschicht, die ursprünglich einer Diffusion von Zn-Atomen im p-Kontakt entgegenwirken sollte. Daher wurde lediglich eine weitere Struktur mit zusätzlich eingefügter (AlGa)P-Barriere untersucht. Da aufgrund von vorherigen SIMS-Messungen davon ausgegangen werden kann, dass die GaP-Barriere beim Annealing durch Diffusion p-dotiert wird, sollte keine verringerte Leitfähigkeit durch Einführung dieser Barriere auftreten. Um analog die Leitfähigkeit in der (AlGa)P-Barriere zu gewährleisten, wurde diese während des Wachstums mit dem gleichen DETe-Partialdruck wie die angrenzende (BGa)P-Kontaktschicht dotiert.

Die Ergebnisse der Elektrolumineszenz an den diskutierten Strukturen sind in Abbildung 8.12 und Tabelle 8.3 dargestellt, ein Schema zum Schichtaufbau findet sich in Abbildung 8.11 im Anhang.

Aus den elektrischen Kennlinien beider Proben lässt sich schließen, dass der zusätzlich durch die (AlGa)P-Barriere eingeführte Valenzband-Offset einen vernachlässigbar geringen Einfluss auf

den differentiellen Widerstand sowie U_0 hat. Beide Werte stimmen im Rahmen des zu erwartenden Fehlers überein. Die differentielle Effizienz sinkt hingegen leicht. Eine mögliche Ursache für dieses Verhalten ist ein geänderter optischer Einschluss durch die zusätzlich eingefügte Schicht. Eine verstärkte Streuung der emittierten Photonen in das Substrat könnte die Folge sein.

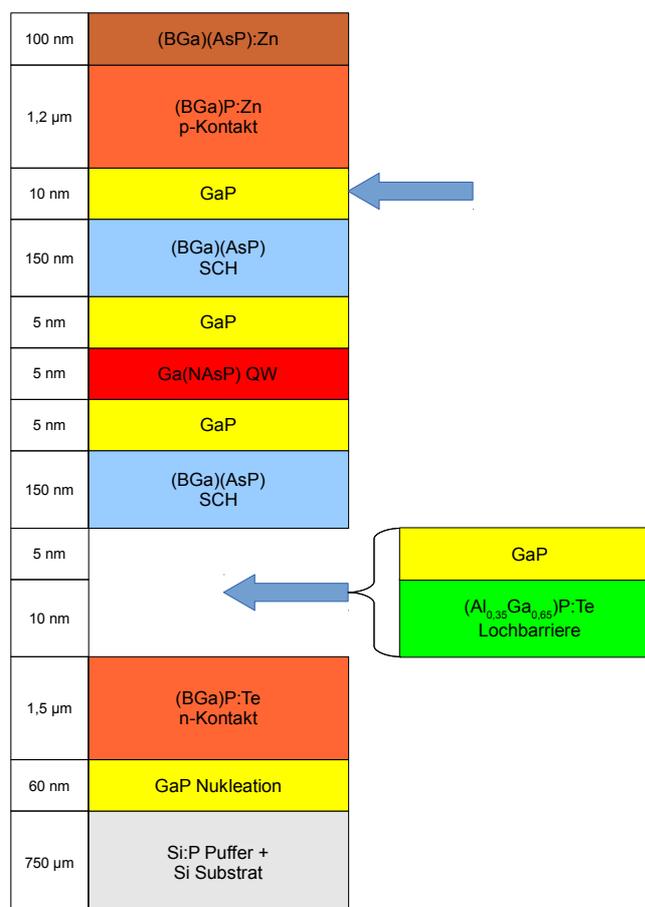


Abbildung 8.11: Schichtstruktur von Laserstrukturen mit zusätzlichen Barrierenschichten für Elektronen (GaP) und Löcher ((AlGa)P) auf Si-Substrat.

Struktur	U_0 [V]	R_{diff} [Ω]	η_λ [W/A]
SQW Laser ohne (AlGa)P-Barriere	7,2	3,4	4,5E-6
SQW Laser mit (AlGa)P-Barriere	6,6	3,0	3,1E-6

Tabelle 8.3: Elektrolumineszenz (Fit-Ergebnisse) der Proben aus Abbildung 8.12

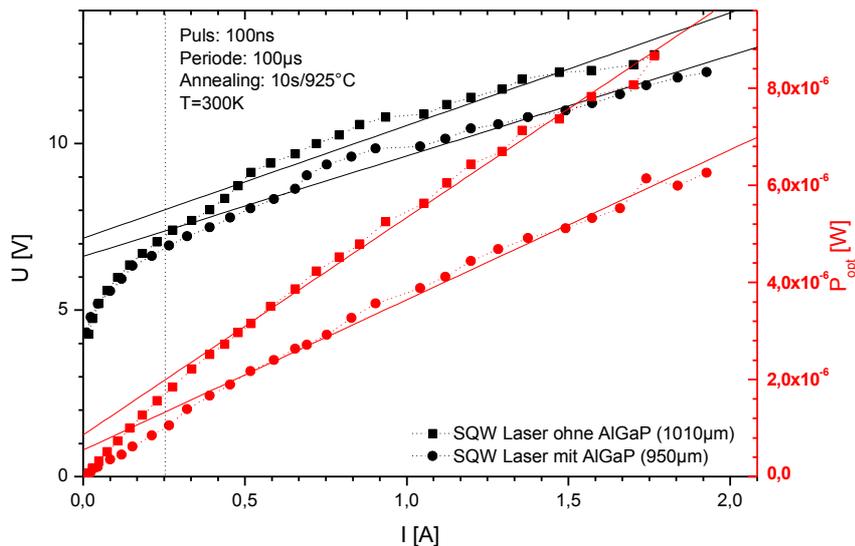


Abbildung 8.12: Differentieller Widerstand und Elektrolumineszenz von Laserstrukturen mit und ohne (AlGa)P-Barriere. Barrenlänge jeweils ca. 1000 μm . Datenpunkte der elektrischen Messung links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen.

Anhand dieser Ergebnisse lässt sich schließen, dass der gewünschte Effekt eines verbesserten Ladungsträgereinschlusses für Löcher durch eine (AlGa)P-Barriere entweder nicht eingetreten ist oder keinen signifikanten Effekt auf die Rekombination der Ladungsträger im QW hat. Da die zusätzlich eingeführte Schicht ebenfalls keinen deutlichen negativen Einfluss auf die elektrische Kennlinie hat, ist davon auszugehen, dass der Leitungsband-Offset von (AlGa)P keinen dominierenden Effekt innerhalb der gesamten Schichtstruktur ausübt. (AlGa)P wirkt auf der n-Seite also nicht als störende Elektronenbarriere.

Aufgrund des fehlenden positiven Effektes von (AlGa)P-Barrieren werden diese bei folgenden Strukturen nicht weiter betrachtet. Statt dessen soll im Abschnitt 8.3.3 auf mögliche Einfangprozesse für Ladungsträger in anderen beteiligten Schichten eingegangen werden.

8.3.2 W-Strukturen mit zweitem Quantenfilm

In Abschnitt 8.3.1 wurde festgestellt, dass eine zusätzliche (AlGa)P-Lochbarriere nicht zu einem besserem Ladungsträgeranschluss führt. Eine mögliche Erklärung dafür wäre der Einfang von Löchern bereits in der SCH-Struktur durch ein unerwartet hohes Valenzband-Niveau an dieser Stelle. Das verwendete Modell nach [35] kann zu diesem Material keine als verlässlich anzunehmenden Aussagen liefern. In diesem Fall könnte es bei der elektrischen Injektion zum Einschluss einer Ladungsträgerspezies in der SCH-Struktur ((BGa)(AsP)) kommen, die andere Spezies würde im Ga(NAsP)-QW lokalisiert werden. Ein Hetero-Offset vom Typ II und eine entsprechend ineffiziente strahlende Rekombination wären die Folge. Als Abhilfe kann versucht werden, beide Ladungsträgerspezies möglichst nah am Ga(NAsP)-QW zu lokalisieren, indem für jede Spezies ein eigener Quantenfilm gewachsen wird. Da aus den Beobachtungen nicht zweifelsfrei abgeleitet werden kann, welche Ladungsträgerspezies möglicherweise nicht in

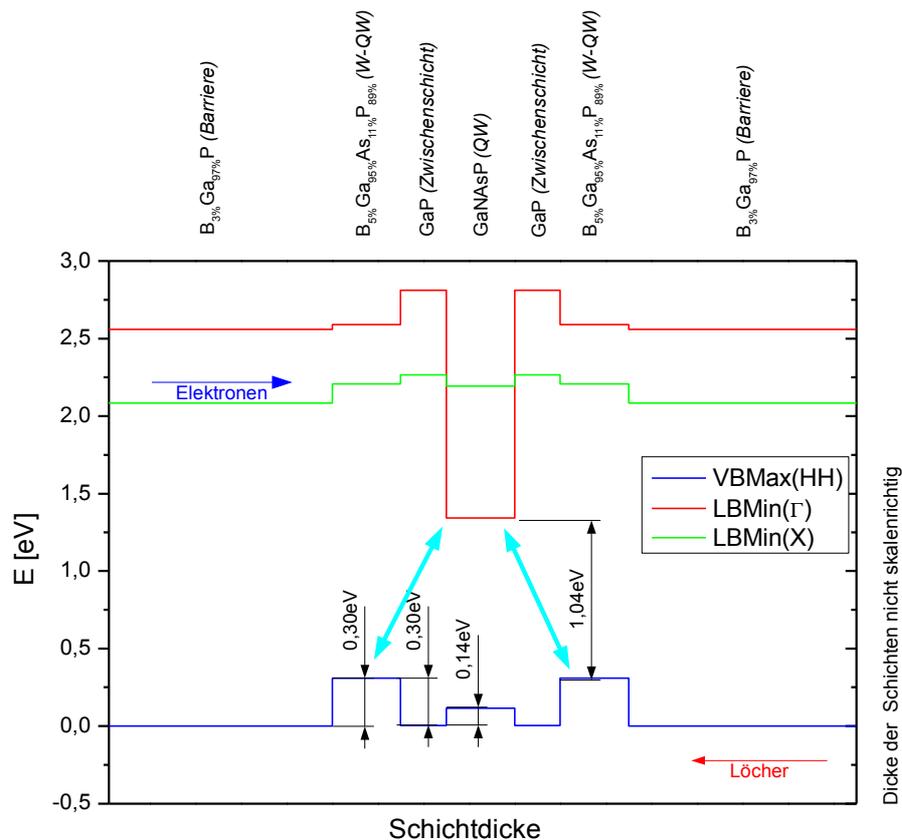


Abbildung 8.13: Angenommene Hetero-Offsets in einer W-SQW Laserstruktur mit (BGa)(AsP) W-QW zum Lochanschluss. Der Valenzband-Offset des Ga(NAsP)-QW wurde willkürlich nach unten verschoben, um einen schlechten Lochanschluss zu demonstrieren, es ergäbe sich Rekombination über vergleichsweise kleiner Bandlücke mit nahe gelegenen Loch-QWs (farbig markiert).

ausreichender Anzahl im Ga(NAsP)-QW eingeschlossen wird, wird eine symmetrische Schichtstruktur als Teststruktur gewachsen, um beide Spezies auf engem Raum zu lokalisieren.

Für die folgenden Betrachtungen wird von Hetero-Offsets ausgegangen, die einen Elektreneinschluss im Ga(NAsP)-QW und einen Locheinschluss in einem (BGa)(AsP)-QW ermöglichen. Die Benennung der entsprechenden Schichten zum Loch- oder Elektroneneinschluss ist daher lediglich als Nomenklatur zu betrachten. Die Gültigkeit des entsprechend umgekehrten Falls kann an dieser Stelle noch nicht ausgeschlossen werden.

Ein Schema der angenommenen Hetero-Offsets für eine entsprechende Struktur ist in Abbildung 8.13 dargestellt, eine schematische Zeichnung in Abbildung 8.14. In nächster Nachbarschaft zum Ga(NAsP)-QW werden hier (BGa)(AsP)-QWs mit etwa 11% As abgeschieden, um einen Locheinschluss zu erreichen. Diese Komposition wurde gewählt, um eine möglichst starke Abgrenzung zum Hetero-Offset von GaP zu erreichen, der durch das van-de-Walle Modell gut beschrieben wird. Außerhalb der QW-Schichten schließen sich (BGa)P und (BGa)(AsP)-SCH Schichtstrukturen an, die mit geringeren Bor- und Arsenkonzentrationen ebenfalls eine geringere Abweichung vom bekannten Hetero-Offset zeigen sollten.

Bei Betrachtung der VB-Niveaus fällt auf, dass sich eine W-artige Form ergibt. Entsprechende Strukturen werden daher im Folgenden auch als W-Strukturen bezeichnet.

Ob ein möglicher Effekt auf den Hetero-Offset primär durch den Bor- oder den Arsen-Einbau ausgelöst wird, ist unbekannt. Daher wurden zur Abgrenzung der (BGa)(AsP)-QW nach Außen zunächst (BGa)P-Barrieren gewachsen, bei denen sich sowohl der Bor- als auch der Arsen-Einbau stark unterscheiden. Danach schließt sich auf jeder Seite eine (BGa)(AsP)-SCH mit verringerter Arsenkonzentration (6%) an, um die Bandstruktur möglichst wenig zu beeinflussen.

Photolumineszenz an MQW-Strukturen

Da durch die Einführung der zusätzlich notwendigen Schichten zum Locheinschluss auch strukturelle Defekte entstehen können, die die Elektro- und Photolumineszenz in nicht erwarteter Weise beeinflussen, wurden zunächst MQW-Strukturen mit entsprechenden Loch-Quantenfilmen charakterisiert. Der aktive Bereich einer derartigen Teststruktur ist in Abbildung 8.14 dargestellt.

Die strukturelle Qualität der Proben wurde zunächst mittels XRD-Messung verifiziert. Entsprechende Profile einer W-MQW-Struktur sind in Abbildung B.17 im Anhang dargestellt. Die erwarteten Satellitenreflexe des Übergitters sind deutlich zu erkennen. Aufgrund der hohen Anzahl der Schichten im wiederholten Stapel lässt sich keine verlässliche Aussage über die Dicke der einzelnen Schichten fällen. Die Qualität der Grenzflächen und die Dicke der einzelnen Schichten wurden daher mittels TEM verifiziert.

Abbildung 8.15 zeigt die STEM-Aufnahme einer W-MQW-Struktur. Deutlich zu erkennen ist der Ga(NAsP)-QW mit einer ähnlichen Dicke und ähnlichen

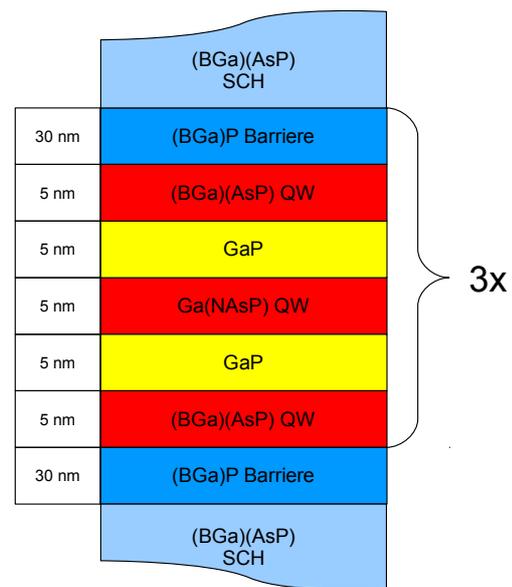


Abbildung 8.14: Schematische Darstellung der W-MQWs, wie für die Messung aus Abbildung 8.16 verwendet. Zusammensetzung von Loch-QW und SCH teilweise unterschiedlich.

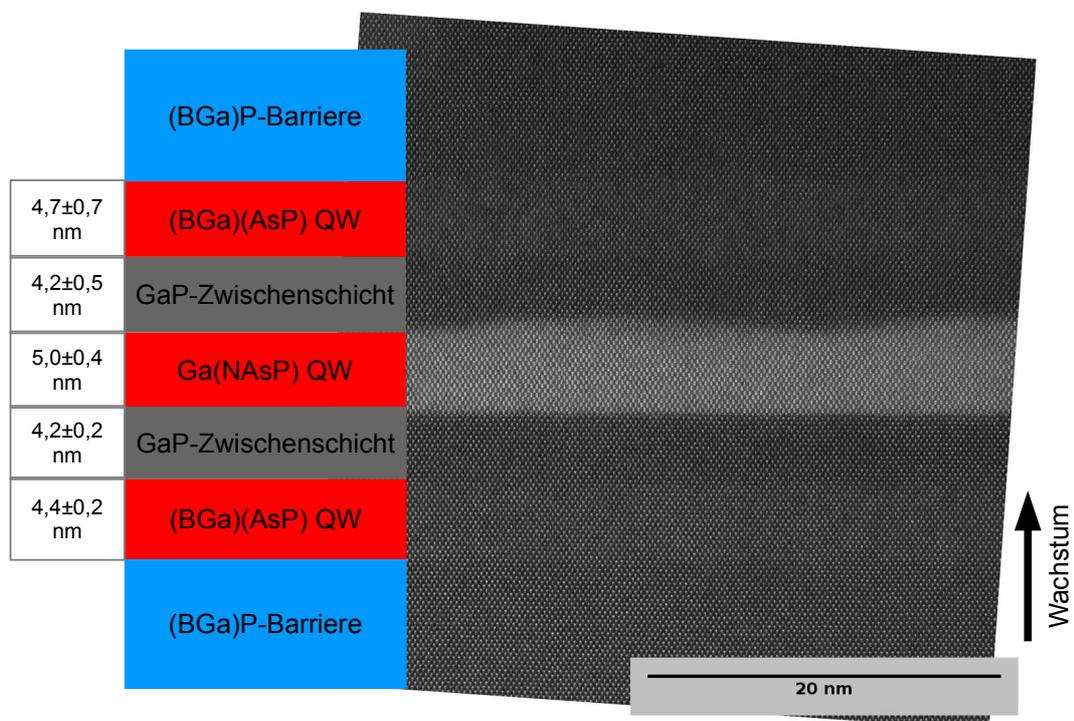


Abbildung 8.15: HAADF-STEM Aufnahme einer W-MQW-Struktur mit zwei (BGa)(AsP)-Schichten auf beiden Seiten des Ga(NAsP)-QW, getrennt durch GaP, in $\langle 110 \rangle$ -Richtung

Grenzflächenqualität wie bereits in Abschnitt 5.2 an einfachen Strukturen ermittelt. Die mittleren Schichtdicken entsprechen mit einer Abweichung von max. 0,8 nm den geplanten Schichtdicken. Die Modulation der Oberfläche wird in Wachstumsrichtung oberhalb der Ga(NAsP)-Schicht immer stärker. Es gibt keine Anzeichen für eine dramatische Verschlechterung der strukturellen Qualität gegenüber einer einfachen MQW-Struktur.

Aufgrund des schwachen Kontrastunterschiedes kann anhand dieser Aufnahme keine verlässliche Aussage über die Schärfe der Grenzflächen an den (BGa)(AsP)-Schichten gemacht werden. Eine detaillierte Betrachtung derselbigen ist Gegenstand aktueller Untersuchungen.

Der Vergleich der Photolumineszenz einer solchen W-MQW Struktur mit einem normalen MQW erlaubt ebenfalls Rückschlüsse auf das Rekombinationsverhalten der Ladungsträger. Bei entsprechend kurzer Anregungswellenlänge können Ladungsträger über die Bandlücke des Quantenfilms angeregt werden. Sind diese bei einer normalen Struktur dann beispielsweise im Leitungsband nicht eingeschlossen, können sie in die benachbarten Schichten relaxieren und nur vor dort aus über einen Typ-II Hetero-Offset rekombinieren. Die emittierte Energie wäre dann wesentlich geringer als die Bandlücke des aktiven Materials.

In Abbildung 8.16 ist die Photolumineszenz von normalen MQW-Strukturen und W-Strukturen aufgetragen. Es ergeben sich weder deutliche Unterschiede in der Intensität noch in der Peakposition. Auch die Variation der Bor-Konzentration in den Barrierenschichten hat offensichtlich keine deutlichen Auswirkungen auf die strukturelle Qualität der Proben, obwohl die Verspannungskompensation im Fall mit 3% Bor in den Barrieren ungünstig ist.

Die beobachteten Abweichungen in der Peakposition von ca. 30 meV können leicht durch Unterschiede in der QW-Dicke L_z sowie durch leichte Schwankungen bei Komposition oder Annealing-Temperatur erklärt werden. Eine schlechte strukturelle Qualität der Proben kann als Ursache für das Ausbleiben eines Effektes ausgeschlossen werden.

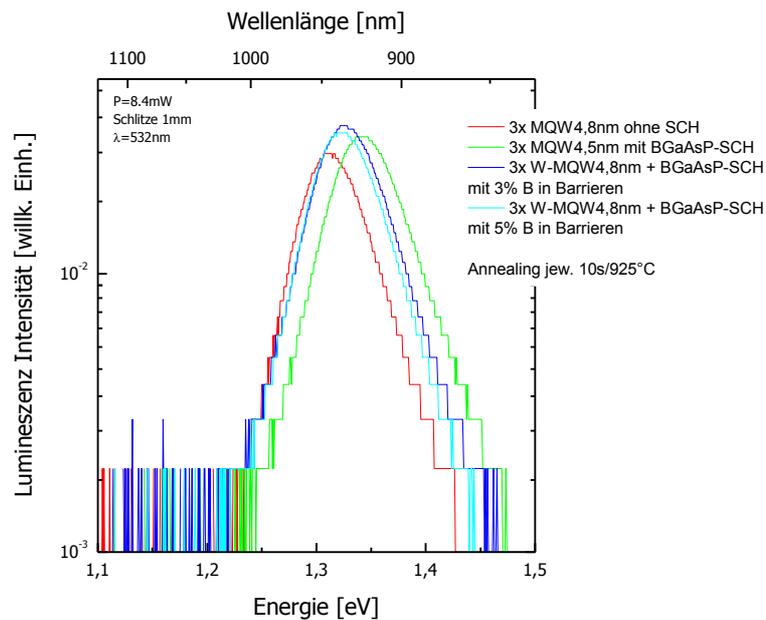


Abbildung 8.16: Photolumineszenz von normalen und W-MQW Strukturen, jeweils ähnliche Dicken und Kompositionen des aktiven Bereiches. In den W-MQW Strukturen 5 nm $BGaAs_{0,11}P_{0,89}$ als Loch-Quantenfilm.

Mittels Photolumineszenz unter nichtresonanter Anregung konnte daher keine Auswirkung der hergestellten W-MQW-Strukturen auf den Ladungsträgeranschluss festgestellt werden. Eine detailliertere Untersuchung mittels Anregungsspektroskopie (PLE) an ähnlichen Proben ist in Abschnitt A.1 im Anhang dargestellt.

Elektrolumineszenz an Laserstrukturen

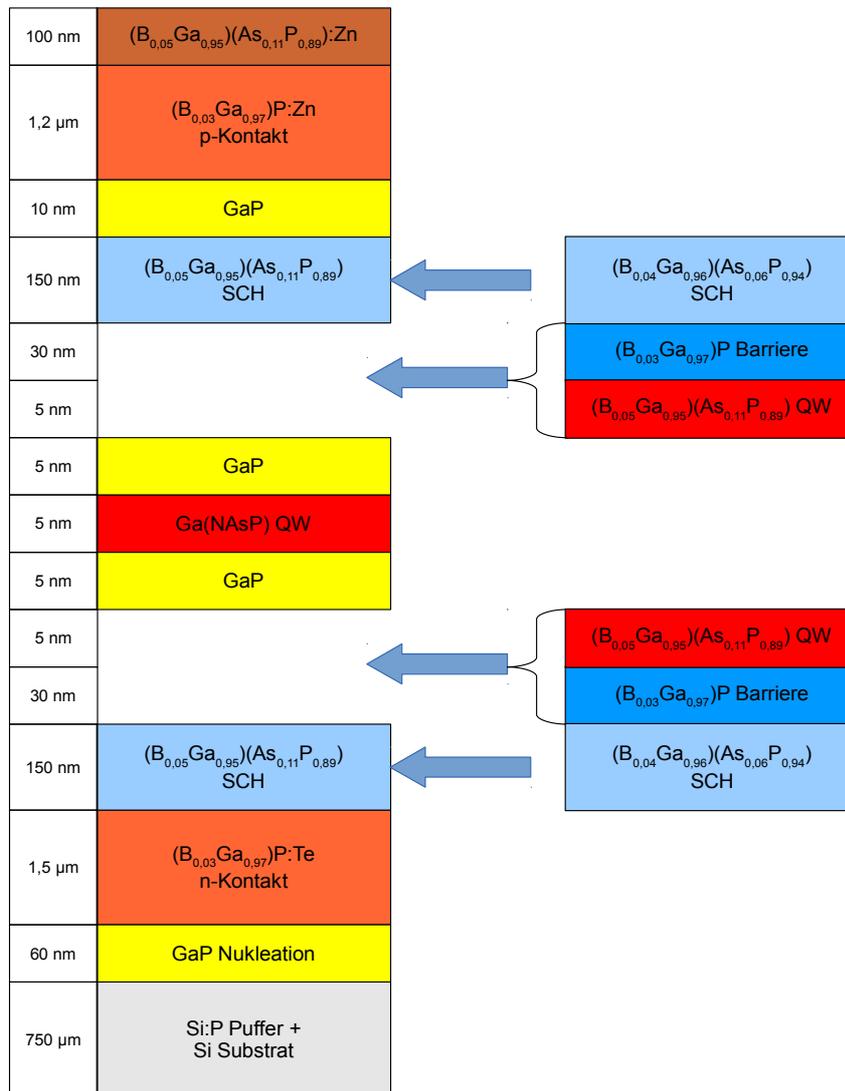


Abbildung 8.17: Schematische Darstellung Laserstrukturen mit W-SQW. Komposition der (BGa)(AsP)-SCH wurde variiert.

Um einen Einfluss von Hetero-Offsets auf die Elektrolumineszenz auszuschließen, wurden, wie in Abbildung 8.17 dargestellt, mehrere Laserstrukturen mit stark unterschiedlicher SCH gewachsen, wobei die Zusammensetzung der (BGa)(AsP)-Schicht in Nachbarschaft zum Ga(NAsP)-QW konstant gehalten wurde. In diesem könnte sich daher wieder eine W-Struktur bilden, denn es ist bei beiden Strukturen der gleiche Hetero-Offset an beiden Seiten des Ga(NAsP)-QW zu erwarten. Unterschiede ergeben sich lediglich in der Dicke der benachbarten (BGa)(AsP)-Schichten, sodass einmal ein Quantenfilm zum Locheinschluss vorliegt, im anderen Fall jedoch eine Bulk Schicht.

Struktur	U_0 [V]	R_{diff} [Ω]	η_λ [W/A]	EL-Peak [eV]
SQW-Laser (Referenz) ($B_{0,05}Ga_{0,95}$)($As_{0,11}P_{0,89}$)-SCH	6,5	3,1	$3,8 \cdot 10^{-6}$	1,28
W-SQW Laser ($B_{0,04}Ga_{0,96}$)($As_{0,06}P_{0,94}$)-SCH und ($B_{0,05}Ga_{0,95}$)($As_{0,11}P_{0,89}$)-W-QW	6,1	3,4	$6,1 \cdot 10^{-6}$	1,31

Table 8.4: Elektrolumineszenz (Fit-Parameter) der Proben aus Abbildung 8.18 und Ergebnisse von spektral aufgelöster Elektrolumineszenz (Spektren nicht dargestellt)

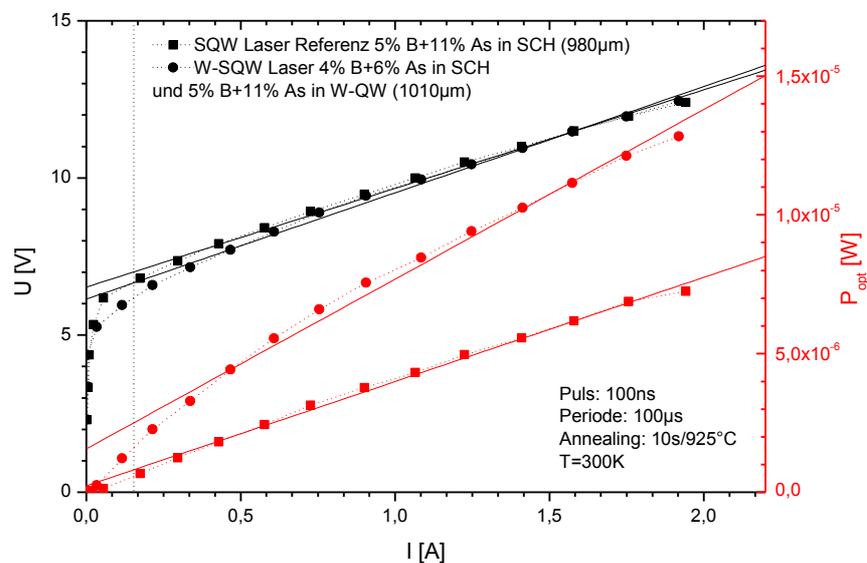


Abbildung 8.18: Differentieller Widerstand und Elektrolumineszenz von Laserstrukturen mit unterschiedlicher Zusammensetzung der SCH sowie zusätzlichen Quantenfilmen zum Loch-Einschluss. Barrenlänge jeweils ca. $1000 \mu\text{m}$. Datenpunkte der elektrischen Messung links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen.

Die Elektrolumineszenz der diskutierten Proben ist in Abbildung 8.18 aufgetragen. Es fällt auf, dass beide Proben eine fast identische elektrische Kennlinie zeigen. Dies bekräftigt die in Abschnitt 8.1.1 gezogenen Schlüsse auf GaP-Substrat, wonach die Einführung von Schichten mit besonders hoher Bor- oder Arsenkonzentration die Spannung U_0 vergrößert. Bei den hier untersuchten Proben war jeweils eine Schicht mit ($B_{0,05}Ga_{0,95}$)($As_{0,11}P_{0,89}$) mit unterschiedlicher Dicke beteiligt, die den maßgeblichen Einfluss ausüben könnte. Die detaillierte Untersuchung dieses Phänomens ist Gegenstand des Abschnitts 8.3.3.

Die optische Ausgangsleistung der untersuchten W-Strukturen verbessert sich signifikant um den Faktor 1,6. Weiterhin sind die Emissionsspektren beider Strukturen unter elektrischer Injektion in Abbildung 8.19 dargestellt. Es ergeben sich dicht beieinander

liegende Emissionsmaxima mit einer Differenz von 30 meV, was im Rahmen der Reproduzierbarkeit als identisch anzunehmen ist. Somit ist kein Unterschied in den Hetero-Offsets anzunehmen. Der gewünschte verbesserte Ladungsträgereinschluss könnte zwar stattgefunden haben, jedoch könnte auch die geänderte Zusammensetzung der SCH-Struktur die Elektrolumineszenz beeinflusst haben. Mögliche Mechanismen dafür sind eine Änderung der strukturellen Qualität abhängig von der Komposition der SCH oder eine durch die Variation des Brechungsindexsprung geänderte Wellenführung für das austretende Licht.

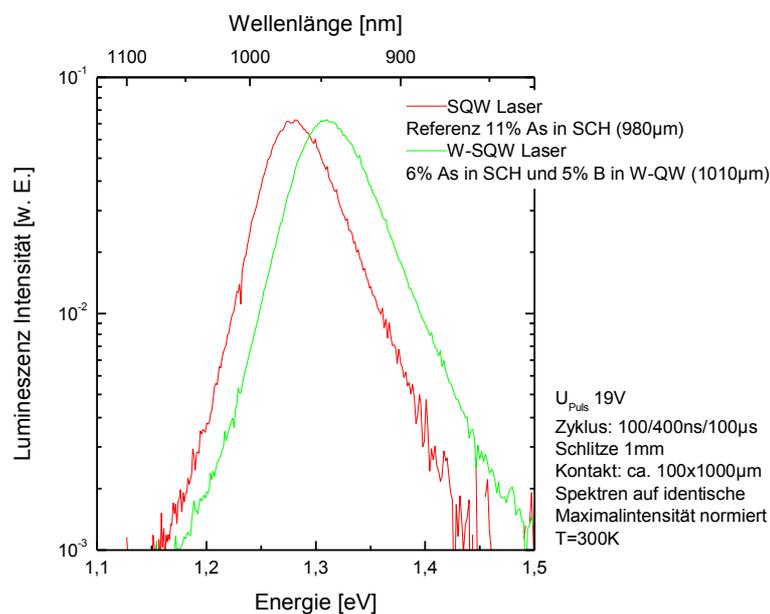


Abbildung 8.19: Spektral aufgelöste EL einer W-SQW Laserstruktur und einer Referenzstruktur bei Raumtemperatur.

Falls der Einschluss eines einzigen Ladungsträgertyps verantwortlich für die erzielte Verbesserung der EL ist, könnten asymmetrisch aufgebaute Strukturen einen Hinweis liefern, welcher Ladungsträgertyp verantwortlich ist.

Da bisher jedoch keine signifikante Änderung der Emissionswellenlänge beobachtet werden konnte, während umfangreiche Änderungen an der Materialkomposition in der Nähe des Ga(NAsP)-QW vorgenommen wurden, soll im folgenden Abschnitt eine Abschätzung der Wahrscheinlichkeit für eine Rekombination in einem Typ-II System gemacht werden.

Überlapp zwischen QW-Zuständen mit benachbarten Schichten

Alle bisher diskutierten W-MQW und W-SQW Laserstrukturen besitzen zwischen den Lochbarrieren aus (BGa)(AsP) und dem Ga(NAsP)-QW eine etwa 5 nm dicke

GaP-Zwischenschicht, um Bindungen zwischen Bor und Stickstoff effektiv zu verhindern. Eine Rekombination zwischen getrennten Ladungsträgern in beiden Quantenfilmen erfordert also einen Überlapp der Wellenfunktionen beider Ladungsträger. Eine exemplarische Rechnung für den etwa zu erwartenden Überlapp, durchgeführt von Kakhaber Jandieri (STRL, Philipps-Universität Marburg), ist in Abbildung 8.20 dargestellt.

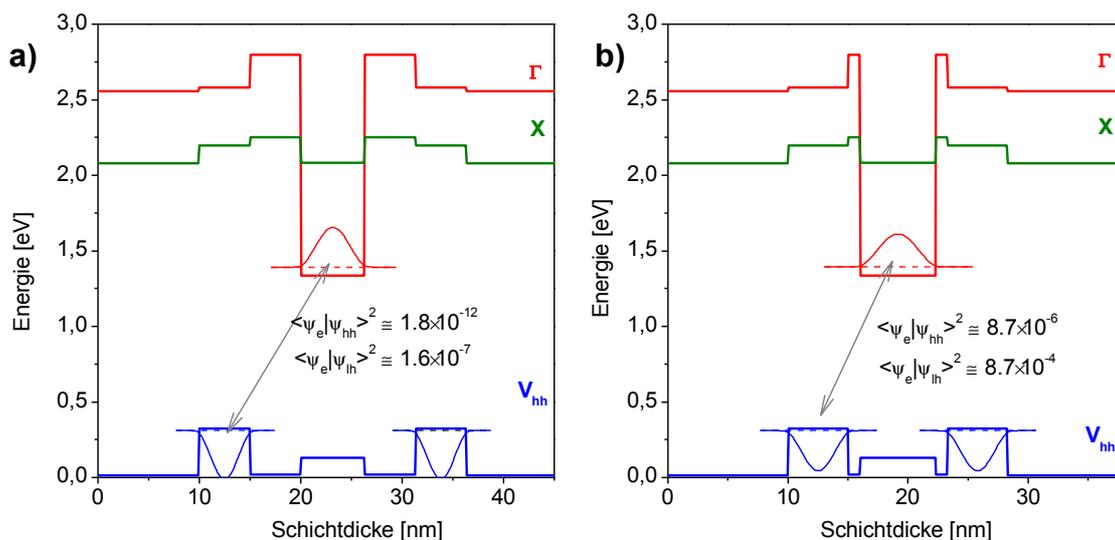


Abbildung 8.20: Berechnung des Überlapps der Wellenfunktionen für eine angenommene Typ-II Laserstruktur mit GaP-Zwischenschichten von 5 nm (a) und 1 nm (b).

Für eine GaP-Zwischenschicht von 5 nm ergibt sich ein Überlapp von lediglich $1,8 \cdot 10^{-12}$ für das Schwerloch bzw. $1,6 \cdot 10^{-7}$ für das Leichtloch mit dem benachbarten tiefsten lokalisierten Zustand für Elektronen. Eine Rekombination ist also sehr unwahrscheinlich und erklärt, warum die bisher betrachteten Strukturen nicht das erwartete Verhalten zeigen. Im Rahmen derselben Simulation ergibt sich für eine GaP-Zwischenschicht von nur 1 nm Dicke ein wesentlich verbesserter Überlapp von $8,7 \cdot 10^{-6}$ für das Schwerloch bzw. $8,7 \cdot 10^{-4}$ für das Leichtloch.

Aktuelle Bemühungen schließen also die Reduzierung der Schichtdicke der GaP-Zwischenschicht ein. Um dennoch Bindungen zwischen Bor und Stickstoff zu vermeiden, stehen dabei als mögliche Mittel unter Anderem die Verwendung von grenzflächenaktiven Substanzen (Surfactants) oder unterschiedlicher Wachstumsunterbrechungen während des Wachstums zur Verfügung. Untersuchungen an verbesserten Strukturen zum optimierten Ladungsträgereinschluss werden daher Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein.

Auch wenn sich durch die diskutierten Maßnahmen kein verbesserter Ladungsträgeranschluss herbeiführen lässt, ist durch eine Optimierung der GaP-Zwischenschicht ggf. eine Verbesserung der Injektionseffizienz zu erwarten, da Tunnelprozesse durch eine entsprechend dünne Barriere effizienter ablaufen.

8.3.3 Modifikation der Zusammensetzung von Barrieren und SCH

In Abschnitt 8.1.1 wurde bereits ein deutlicher Einfluss des Barrierenmaterials auf die U/I-Kennlinie beobachtet. Ebenfalls konnte in Abschnitt 8.3.2 nicht ausgeschlossen werden, dass eine verbesserte optische Emission nicht durch eine geänderte Zusammensetzung der SCH hervorgerufen wird. Daher soll an dieser Stelle eine gezielte Variation der entsprechenden Materialien auf Si-Substrat erfolgen.

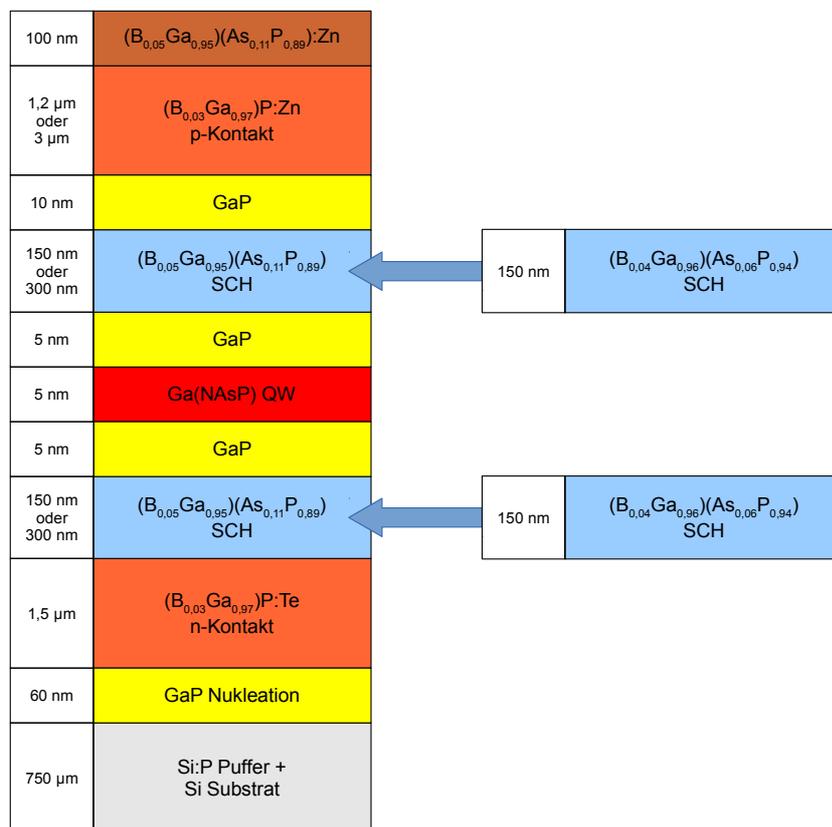


Abbildung 8.21: Schematische Darstellung von Laserstrukturen auf Si-Substrat mit Variation der SCH-Zusammensetzung.

Ausgehend von einer Laserstruktur mit etwa 11% Arsen (und 5% Bor) in der (BGa)(AsP)-SCH wurde eine Laserstruktur mit reduziertem Arsen-Gehalt von 6% (und 4% Bor) in der SCH hergestellt. Die Materialkompositionen wurden so gewählt, dass sich in beiden Fällen eine ähnliche Verspannung ergibt, um keine zusätzlichen verspannungsinduzierten Effekte zu provozieren. Die Unterscheidung zwischen beiden Kompositionen soll im

Folgenden anhand der As-Konzentration erfolgen, da die Komposition ternärer Ga(AsP)-Schichten per XRD mit hoher Genauigkeit ermittelt wurde, nicht jedoch die von (BGa)P. Darauf aufbauend wurden die Komposition der entsprechenden quaternären (BGa)(AsP)-Schichten festgelegt. Diese Nomenklatur soll ausdrücklich nicht dazu motivieren, etwaige Effekte allein dem Einbau von Arsen zuzuschreiben. Vielmehr wären hier Arsen- und Bor-induzierte Effekte zunächst nicht voneinander zu unterscheiden.

Eine Berechnung der Hetero-Offsets in einer Struktur mit reduzierter As-Konzentration in der SCH findet sich in Abbildung 8.22 (zum Vergleich kann die Struktur aus Abbildung 8.9 dienen). Laut dem verwendeten Modell ist keine erhebliche Änderung des elektrischen Einschlusses zu erwarten (Änderung der Offsets um weniger als 40 meV). Eine schematische Darstellung der verwendeten Strukturen findet sich in Abbildung 8.17.

Als zweiter Parameter wird ausgehend von einer Referenzstruktur mit 11% Arsen in der SCH die Dicke der SCH verdoppelt. Dies geht einher mit einer Erhöhung der Dicke der p-Kontaktschichten, um den optischen Einschluss weiter zu verbessern. Entsprechende

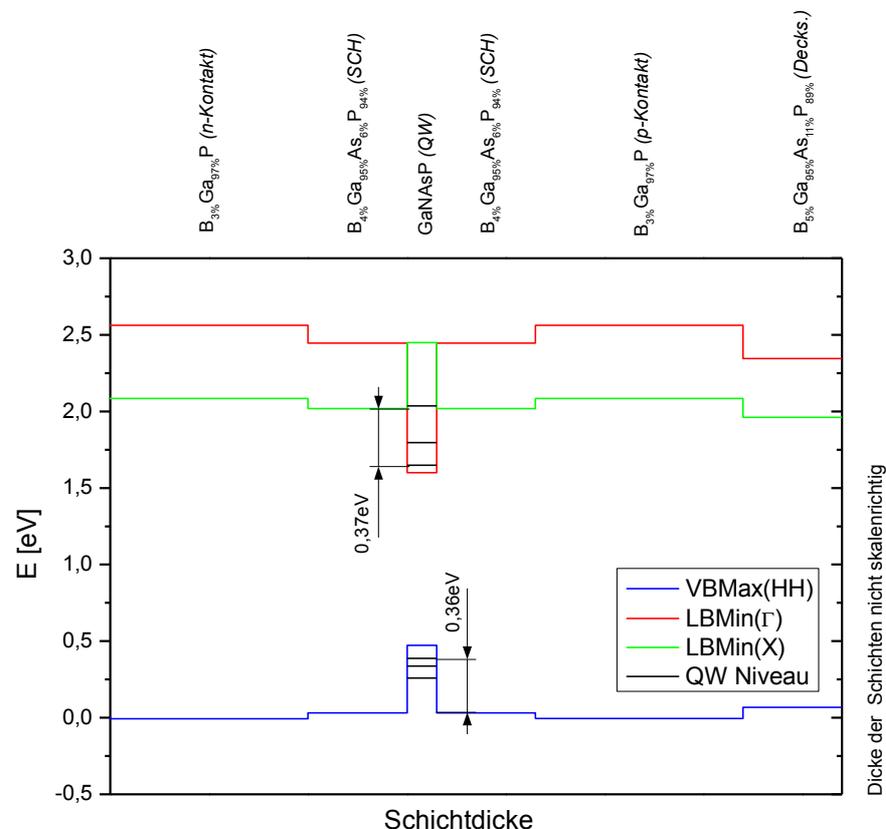


Abbildung 8.22: Simulation der Hetero-Offsets in einer Laserstruktur mit geänderter SCH-Zusammensetzung (nur 6% statt 11% Arsen, nur 4% statt 5% Bor, vgl. Abbildung 8.9). Zwischenschichten mit Dicke ≤ 5 nm sind nicht dargestellt.

Berechnungen wurden von G. Read, Universität Guildford/Surrey, UK durchgeführt. Die Änderungen an der Struktur sind ebenfalls in Abbildung 8.21 schematisch dargestellt.

Die Ergebnisse der Elektrolumineszenz an den diskutierten Strukturen sind in Abbildung 8.23 und Tabelle 8.5 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Spannung U_0 für die Struktur mit reduziertem As-Gehalt am niedrigsten ist. Weiterhin steigt U_0 bei gleichbleibender Komposition auch mit der Dicke der SCH-Struktur deutlich an. Für den differentiellen Widerstand gilt das gleiche Verhalten. Die differentielle Effizienz wird nicht von der Dicke der SCH-Struktur beeinflusst, jedoch wirkt sich ein reduzierter As-Gehalt deutlich positiv aus. Es kann eine ähnlich gute Emission wie bei einer W-Struktur erzielt werden, wobei die elektrische Kennlinie der W-Struktur überlegen ist. Es ist also mit großer Wahrscheinlichkeit davon auszugehen, dass die in Abschnitt 8.3.2 erzielten Verbesserungen durch Verwendung einer W-Struktur tatsächlich auf die geänderte Zusammensetzung der SCH zurückzuführen sind.

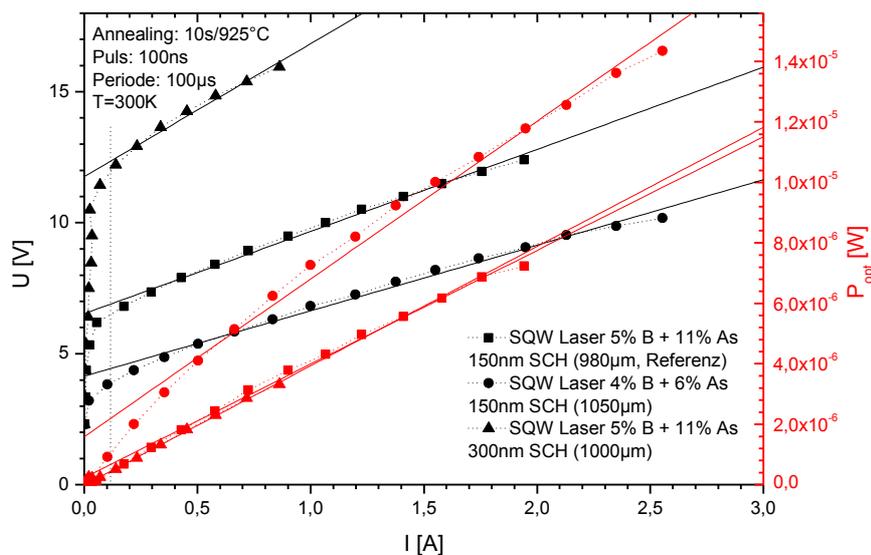


Abbildung 8.23: Differentieller Widerstand und Elektrolumineszenz von Laserstrukturen mit unterschiedlicher Dicke und Zusammensetzung der SCH. Barrenlänge jeweils ca. $1000 \mu\text{m}$. Datenpunkte der elektrischen Messung links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen.

Struktur	U_0 [V]	R_{diff} [Ω]	η_λ [W/A]	EL-Peak [eV]
SQW Laser 11% As in 150 nm SCH, Ref.	6,5	3,1	$3,8 \cdot 10^{-6}$	1,28
SQW Laser 6% As in 150 nm SCH	4,1	2,5	$5,2 \cdot 10^{-6}$	1,29
SQW Laser 11% As in 300 nm SCH	11,8	5,1	$3,9 \cdot 10^{-6}$	-
<i>W-SQW Laser</i> 6% As in SCH und 5%B / 11% As in W-QW (siehe Tabelle 8.4)	6,1	3,4	$6,1 \cdot 10^{-6}$	1,31

Table 8.5: Elektrolumineszenz (Fit-Ergebnisse) der Proben aus Abbildung 8.23 und Ergebnisse von spektral aufgelöster Elektrolumineszenz (Spektren nicht dargestellt). Eine weitere Struktur aus Abschnitt 8.3.2 ist zum Vergleich eingetragen.

Aus diesen Beobachtungen lässt sich ableiten, dass sowohl Dicke als auch Komposition der (BGa)(AsP)-Schichten die elektrische Kennlinie einer Laserstruktur deutlich beeinflussen. Strukturen mit geringer Bor- und / oder geringer As-Konzentration erweisen sich als vorteilhaft. Da die betrachteten Schichten nominell undotiert abgeschieden wurden, ist von einer geringen Ladungsträgerdichte und somit von einer relativ geringen Leitfähigkeit auszugehen. Ein entsprechender Anstieg des differentiellen Widerstandes mit der Schichtdicke ist also nicht überraschend. Der gleichzeitige Anstieg der Spannung U_0 aber bei gleichbleibender Komposition der beteiligten Schichten stützt die These, dass sich ein p-n Übergang in Sperrrichtung an mindestens einer der SCH-Strukturen bildet. Durch eine fehlerhafte effektive Dotierung kann sich eine Verarmungszone ausbilden, deren Größe bis zu einem gewissen Grad mit der Schichtdicke der betreffenden Schicht skaliert. Eine entsprechende Änderung der Durchbruchspannung für diesen p-n Übergang ist die Folge.

Ursache für diese ungewollte Dotierung könnte u. A. der Kohlenstoff-Einbau in (BGa)(AsP)-Schichten sein. Dieser liegt bei etwa $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und skaliert deutlich mit dem Bor-Einbau. Es ist also anzunehmen, dass die bessere elektrische Kennlinie der Struktur mit 6% As (und 4% B) auf eine schwächere Fehldotierung und somit auf eine kleinere Durchbruchspannung zurückzuführen ist.

Für die verbesserte optische Ausgangsleistung bei verringertem As-Gehalt (in Strukturen mit und ohne W-QW) kommen mehrere Effekte in Frage. Einerseits kann das reduzierte elektrische Feld durch kleinere angelegte Spannung eine effizientere Rekombination im QW erlauben. Andererseits muss aber ein geänderter optischer Einschluss durch die geänderte Materialkomposition berücksichtigt werden. Eine bessere Auskopplung der

erzeugten Photonen ist denkbar und so würde sich bei gleicher interner Effizienz und geringeren internen Verlusten eine größere gemessene Ausgangsleistung einstellen.

Ebenso ist der Einfluss der Komposition auf die Morphologie des Systems noch nicht geklärt. TEM-Untersuchungen der Grenzflächenrauigkeit an (BGa)(AsP)-Schichten unterschiedlicher Komposition sowie Untersuchungen bezüglich der Homogenität der Zusammensetzung sollten daher durchgeführt werden.

Einige der zuvor diskutierten Effekte lassen sich durch das Wachstum asymmetrischer Strukturen detaillierter untersuchen. So ist es Gegenstand aktueller Forschung, die Zusammensetzung der SCH auf beiden Seiten unterschiedlich zu gestalten. Aus den gewonnenen Kennlinien ließe sich ableiten, welche Schicht durch eine mögliche Fehldotierung für eine Raumladungszone sorgt. Anderenfalls müsste sich die optische Ausgangsleistung auf einen Mittelwert zwischen den oben gemessenen Extrema einstellen, wenn die höhere differentielle Effizienz durch bloße bessere Auskopplung der optischen Mode erklärt werden muss.

Kapitel 9: Zusammenfassung

Zielsetzung der vorliegenden Arbeit war es, Ga(NAsP)-basierte Laserstrukturen auf Si-Substrat und die dafür erforderlichen Materialien zu optimieren, sodass die Effizienz der optischen Emission gesteigert werden kann. Die maximale Betriebstemperatur solcher Strukturen lag bisher bei 160 K, jedoch wird durch Steigerung der Effizienz ein Betrieb bei Raumtemperatur angestrebt. Mehrere Ansätze zur Verbesserung der optischen und elektrischen Eigenschaften wurden verfolgt und lieferten neue Erkenntnisse über das betrachtete Materialsystem:

Zunächst zeigte die Betrachtung der Prozessierung in Kapitel 4 ein Optimierungspotenzial auf, das eine größere Homogenität der elektrischen und optischen Kennlinien entlang eines Laserbarrens ermöglicht. Durch eine verbesserte Spaltprozedur mit Spalten über einer Glasfaser konnte die Qualität der Laserfacetten gesteigert werden. Im Gegensatz zu älteren Proben zeigen die nach optimierter Prozedur gespaltenen Barren über ihre ganze Länge eine nahezu gleich starke optische Emission. Die zuverlässige Charakterisierung der Proben konnte damit wesentlich vereinfacht werden.

Die Homogenität der elektrischen Kennlinien für unterschiedliche Kontakte entlang eines Laserbarrens erwies sich zunächst ebenfalls als nicht zufriedenstellend. Aus Untersuchungen des Kontaktwiderstandes konnte geschlossen werden, dass die Kontaktierung einer (BGa)P-Schicht mit dem n-Kontakt schlechte reproduzierbare Ergebnisse liefert und die Dicke der (BGa)P-Schicht starken lateralen Schwankungen unterliegt. Durch Einführung einer Ätzprozedur, die das Aufbringen des n-Kontaktes direkt auf das Si-Substrat erlaubt, konnte die Homogenität der elektrischen Kennlinie entlang eines Laserbarrens erheblich verbessert werden. Der Stromtransport erfolgt dann durch eine obligatorisch in die Schichtstruktur einzubringende hoch dotierte Si-Pufferschicht. Dieses Vorgehen ermöglicht eine erheblich zuverlässigere elektrische Charakterisierung.

Da die Bestimmung von Komposition und Wachstumsrate der verwendeten Mischkristalle nicht trivial möglich ist, jedoch eine genaue Kenntnis beider Größen wichtig für die Realisierung einer Laserstruktur ist, wurde eine Abschätzung der Genauigkeit unterschied-

licher Charakterisierungsmethoden angestrebt. In Kapitel 5 lag dabei der Schwerpunkt bei der Charakterisierung des aktiven Materials Ga(NAsP) mittels hochauflösender Röntgenbeugung (XRD) sowie Transmissionselektronenmikroskopie (TEM). Da Materialkomposition und Schichtdicke einen Einfluss auf die Photolumineszenz (PL) ausüben, wurde mithilfe eines theoretischen Modells die zu erwartende Wellenlänge der PL errechnet. Eine Reihe von Proben unterschiedlicher Komposition wurde mit den diskutierten Methoden charakterisiert.

Der bei der Ermittlung der Materialkomposition zu erwartende Fehler konnte durch Vergleich einzelner Messungen abgeschätzt werden. Die experimentell mittels PL-Messung ermittelten Ergebnisse stimmten innerhalb des relevanten Kompositionsbereiches mit den theoretisch vorhergesagten Werten überein. Die Bestimmung der Schichtdicke und somit der Wachstumsrate erfolgte erstmals sowohl mittels TEM als auch mittels XRD, sodass entsprechende Abweichungen quantifiziert werden konnten. Die Untersuchung mittels TEM erlaubte ebenfalls eine Aussage über Dickenfluktuationen, sodass eine weitere Optimierung in Hinblick auf eine homogene QW-Dicke angestrebt werden kann.

Zur Optimierung der elektrischen Injektion ist die Kenntnis der Leitfähigkeit und der Dotierung aller in einer Laserstruktur beteiligten Schichten von Bedeutung. Daher wurde im Rahmen des Kapitels 6 eine umfangreiche Charakterisierung aller stromführenden Schichten vorgenommen. Insbesondere für (BGa)(AsP):Te-Schichten konnte bei einer Messung nach der van-der-Pauw Methode eine unerwartet niedrige Leitfähigkeit gemessen werden. Als mögliche Ursachen wurden ein erhöhter Kohlenstoffeinbau beim Wachstum sowie Bor-induzierte lokalisierte Zustände diskutiert, jedoch konnte die Gültigkeit dieser Hypothese nicht abschließend geklärt werden. Es konnte ein deutlicher positiver Effekt von thermischem Ausheizen (Annealing) auf Leitfähigkeit und Ladungsträgerdichte an diesen Schichten nachgewiesen werden. Für Ga(NAsP)-Laserstrukturen hat daher eine Annealing-Prozedur nicht nur einen Effekt auf die optische, sondern auch auf die elektrische Kennlinie, was in folgenden Messungen berücksichtigt werden konnte.

Als alternative Methode zur Bestimmung des Schichtwiderstandes kam die Transferlängen-Methode (TLM) zum Einsatz, die zusätzlich die Bestimmung des Kontaktwiderstandes ermöglichte. Der jeweilige Beitrag der einzelnen Schichten und Kontakte zum Widerstand einer Laserstruktur konnte ermittelt werden, sodass der Gesamtwiderstand einer kompletten Laserstruktur erfolgreich abgeschätzt werden konnte.

Es konnte ebenfalls festgestellt werden, dass die bisher verwendete Kontaktierung kein elektrisches Pumpen mit homogener Stromdichte über dem gesamten aktiven Bereich einer Laserstruktur erlaubt. Da ein homogenes Pumpen jedoch Voraussetzung für die Auswertung längenabhängiger Messungen von Laserstrukturen ist, wurden Möglichkeiten zur weiteren Optimierung aufgezeigt.

Aus vorherigen Untersuchungen war bereits bekannt, dass eine optimierte Annealing-Prozedur die Intensität des PL Signals deutlich vergrößern und dessen Linienbreite verringern kann. In Kapitel 7 konnte durch Vergleich mehrerer Annealing-Prozeduren in einem eigens dafür konzipierten schnellen Ausheizofen (RTA) ein optimiertes Annealing gefunden werden. Durch Vergleiche mit alternativen Prozeduren im MOVPE-Reaktor konnte ein deutlicher positiver Effekt der RTA-Prozedur belegt werden. Mit Hilfe von TEM-Aufnahmen wurden erstmals durch die Annealing-Prozedur induzierte Defekte im aktiven Material beobachtet. Eine erste Auswertung legt die Ausdiffusion von Arsen in benachbarte Schichten als mögliche Ursache für diese Defekte nahe. Diese These bedarf zu ihrer Untermauerung aber noch zusätzlicher Untersuchungen.

Mittels temperaturabhängiger Vermessung der PL konnte auf die Unordnung im aktiven Material Ga(NAsP) geschlossen werden. Obwohl durch die Verwendung einer RTA-Prozedur zusätzliche Defekte in das aktive Materialsystem eingebracht werden, konnte keine deutliche Änderung der Unordnung gegenüber einer Annealing-Prozedur im MOVPE-Reaktor beobachtet werden.

Die zuvor entwickelten Ansätze zur Optimierung von Laserstrukturen wurden abschließend durch Messung der EL an kompletten Laserstrukturen geprüft. Durch temperaturabhängige Analyse der Emission bei elektrischer (EL) und optischer (PL) Anregung konnten keine Verlustprozesse gefunden werden, die speziell im Falle elektrischer Injektion die Leistungsfähigkeit einer Laserstruktur begrenzen. In Kapitel 8 konnte weiterhin gezeigt werden, dass durch verbesserte Annealing-Prozeduren eine Steigerung der Elektrolumineszenz um den Faktor 2,6 möglich ist. Es konnte ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Spannung U_0 , ab der ein signifikanter Pumpstrom durch eine Laserstruktur fließt, und der Dicke sowie der Zusammensetzung von Bor-haltigen Schichten in der Struktur hergestellt werden. Durch Variation von Dicke und Zusammensetzung von (BGa)(AsP) konnte die elektrische Kennlinie der Strukturen wesentlich verbessert werden, sodass die Spannung U_0 um bis zu 7 V und der differentielle Widerstand R_{diff} um bis zu $2,6 \Omega$ gesenkt werden konnten. Gegenüber nicht optimierten

Vergleichsstrukturen konnte die optische Effizienz um einen Faktor 1,6 gesteigert werden. Dieses Verhalten kann als Beleg dafür gewertet werden, dass der Einbau einer (BGa)(AsP)-Schicht in eine Laserstruktur zur Ausbildung einer Raumladungszone in Sperrrichtung führt.

Um einen mangelhaften elektrischen Ladungsträgereinschluss als Ursache für eine geringe strahlende Effizienz unter elektrischer Injektion auszuschließen, wurden Strukturen mit modifizierten Hetero-Offsets konzipiert und untersucht. Die Interpretation von PL- bzw. EL-Spektren lieferte keine Hinweise auf einen schlechten elektrischen Einschluss für eine Ladungsträgerspezies. Als Grund dafür konnte jedoch ein geringer Überlapp zwischen den Wellenfunktionen von Ladungsträgern, die durch eine zu dicke GaP-Zwischenschicht getrennt sind, nicht ausgeschlossen werden.

Insgesamt konnten die Elektrolumineszenz der betrachteten Laserstrukturen deutlich verbessert und Verlustprozesse minimiert werden. Darüber hinaus erlaubt die erhebliche Verbesserung der notwendigen Charakterisierungsmethoden nunmehr verlässlichere Aussagen über die Beschaffenheit der betrachteten Strukturen. Es konnten Vorschläge zur weiteren Verbesserung der elektrischen Kennlinie erarbeitet werden, insbesondere durch eine optimierte n-Dotierung von (BGa)(AsP).

Ausblick

Einige der dargestellten Ergebnisse erlauben noch keine zweifelsfreien Schlüsse auf die physikalischen Prozesse, die die Leistungsfähigkeit von Ga(NAsP)-Strukturen auf Si-Substrat momentan begrenzen. So wird die Untersuchung dotierter (BGa)(AsP)-Schichten Gegenstand zukünftiger Experimente sein, um die Effekte von Kohlenstoffeinbau und Bor-induzierten lokalisierten Zuständen auf den Stromtransport besser zu quantifizieren. Das würde belastbare Aussagen über die Existenz einer weiteren Raumladungszone innerhalb der hier betrachteten Laserstrukturen ermöglichen.

Weiterhin sollten die Auswirkungen unterschiedlicher Annealing-Prozeduren auf eine Laserstruktur anhand der EL untersucht werden, damit sowohl Effekte auf die elektrische als auch auf die optische Kennlinie quantifiziert werden können. Um den Einfluss von Annealing-Prozeduren auf die strukturelle Qualität zu quantifizieren, ist es erstrebenswert, weitere Analysemethoden wie energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX), Elektronenenergieverlustspektroskopie (EELS) oder die High-Angle-Annular-Dark-Field Technik (HAADF) in der TEM anzuwenden. Bei Verwendung eines Heizhalters ist ebenfalls die in

situ Betrachtung von Ga(NAsP)-Proben bei hohen Temperaturen denkbar. Ziel ist die Quantifizierung von Diffusionsprozessen für unterschiedliche Elemente während der Annealing-Prozedur sowie die exakte, orts aufgelöste Bestimmung der Materialkomposition im QW.

Die Optimierung der Grenzflächenschärfe und Grenzflächenrauigkeit stellt einen vielversprechenden Ansatz dar, um die die Eigenschaften von Ga(NAsP)-Lasern weiter zu verbessern. Insbesondere kann durch eine Optimierung der Schichtdicke von Zwischenschichten der Überlapp zwischen Wellenfunktionen benachbarter Schichten vergrößert werden. Dadurch wäre die effiziente Ausnutzung eines ggf. verbesserten Ladungsträgereinschlusses möglich. Ebenso könnten die Effizienz der elektrischen Ladungsträgerinjektion verbessert werden.

Durch konsequente Umsetzung der oben genannten Maßnahmen könnte die maximale Betriebstemperatur von Ga(NAsP)-Lasern auf Si-Substrat, die derzeit bei 160 K liegt, weiter angehoben werden. Dies ist notwendige Voraussetzung für eine industrielle Anwendung der entsprechenden Strukturen. Die Herstellung unterschiedlicher Lasergeometrien wie Ridges oder durch selektives Wachstum im Si-Substrat vergrabene Laserstrukturen wäre dann ebenfalls möglich.

Kapitel 10: Summary

It was the objective of this work, to optimize Ga(NAsP)-Laser structures on Si-substrate and the materials required for their growth. As a consequence, an improvement of optical efficiency as well as laser operation at higher temperatures were expected. Up to now, laser operation for Ga(NAsP)/Si has been limited to temperatures below 160 K, but operation at room-temperature is desired. Different approaches have been made and yielded new perceptions of the material system discussed:

The inspection of laser processing showed a potential for optimization. In chapter 4 it has been demonstrated that an improved procedure for processing yields structures with an enhanced homogeneity of electrical and optical characteristic lines across an entire laser bar. The quality of laser facets was improved by application of an advanced cleaving procedure. In contrast to traditionally cleaved samples, laser bars cleaved with the improved procedure show a uniform optical characteristic line across the entire laser bar. As a consequence, the reliability of the characterization using electrical injection has been significantly improved.

The homogeneity of the electrical characteristic lines across a laser bar processed by using a conventional procedure turned out to be not satisfactory. By examination of the contact resistivity it has been shown that deposition of the n-contact on a (BGa)P layer is responsible for this effect. The contact resistivity suffered from poor reproducibility due to heavy lateral fluctuations in thickness of the (BGa)P layer. As a consequence, an improved etching procedure has been introduced, so that the n-contacts are deposited directly onto silicon. The lateral current transport then takes place in an obligatory doped silicon buffer layer, that had to be included into the structures. Due to these improvements, the homogeneity of electrical characteristic lines across a laser bar has been increased, so that electrical characterization of the structures under investigation has become much more reliable.

A precise knowledge of composition and thickness of the layers within a laser structure is a central prerequisite for any attempt of optimization. As the determination of composition

and growth rate of the active material is not a trivial task, an estimation of the accuracy of the characterization methods available has been attempted. It was the central topic of chapter 5 to characterize Ga(NAsP) by means of high resolution x-ray diffraction (XRD) and transmission electron microscopy (TEM). As it is known that material composition and quantum well (QW) thickness both have an influence on the photoluminescence (PL)-signal, a theoretical approach for the prediction of PL for various material composition has been discussed. By comparison of a set of different samples, the error in determination of the material compositions has been estimated. Within the relevant composition range, it has been shown that the experimental PL-data is in good agreement with the theoretically predicted data.

The identification of layer thickness and growth rate was feasible using two different methods for the first time. It was possible to quantify the resulting deviations between thickness determination using TEM and XRD. The TEM analysis yielded valuable findings about thickness fluctuations so that a further optimization regarding an improved homogeneity of QW layer thickness can be attempted.

In order to optimize the current injection into a laser device, a detailed knowledge of the resistivity of all conducting layers is desirable. As a consequence, chapter 6 dealt with an extensive characterization of all the conducting layers. Especially for (BGa)(AsP):Te layers the van-der-Pauw method yielded a surprisingly low conductivity. This behavior can be explained by an increased carbon incorporation during growth as well as by boron-induced localized states in the material system. These hypotheses both need additional measurement results for their definite confirmation. Furthermore, a significantly positive effect of thermal annealing on conductivity and carrier concentration has been observed on tellurium doped boron containing layers. So in the following experiments it was possible to take into account the positive effect of annealing on both the electrical and optical characteristic line.

As an alternative method for determination of layer resistivity, the transfer length method was used. This method also provides access to the contact resistivity of both the n- and p-contact. It was possible to deduce the contribution of every single conducting layer to the overall electric resistivity of a laser structure and to compare these findings with the actual measured resistivity of a laser structure.

In addition to that, it has been found that the contacts applied for electrical current injection do not yield a homogeneous current distribution across the entire laser cavity length. As a homogeneous current density is essential for the interpretation of length dependent measurements on laser structures, recommendations for an improved current injection were given.

From preceding experiments it was already known that an optimized annealing procedure leads to an improved PL intensity and a reduced PL linewidth. In chapter 7, an optimized annealing procedure using a rapid thermal annealer (RTA) has been defined by comparison of a set of different procedures. A clearly positive effect of the RTA procedure in comparison to a procedure using the MOVPE reactor has been observed. Using TEM analysis, it was possible to directly observe annealing induced defects in the active material for the first time. A basic analysis of the TEM images make it plausible that a diffusion process of arsenic out of the QW is the reason for these defects, although further investigation is necessary to directly measure the composition of the resulting defect structures.

By analysis of temperature dependent PL, the disorder in the active material Ga(NAsP) has been derived. Although the RTA procedure introduced additional defects into the material system, no significant changes in disorder compared to traditional procedures using the MOVPE reactor have been observed.

The previously developed approaches for optimization of laser structures were tested using electroluminescence (EL) measurements on appropriate laser structures. To reveal possible loss mechanisms accountable for a limitation of performance under electrical injection, temperature dependent measurement of luminescence under electrical (EL) and optical (PL) excitation has been performed. The result showed no evidence for additional radiative loss mechanisms that have a negative influence on current laser structures. Furthermore, in chapter 8 it has been demonstrated that an improved annealing procedure boosts the electroluminescence by a factor of 2.6. The voltage U_0 , which is the minimum voltage required for a current flow through a laser structure, was also subject of investigation. It has been proven that both the thickness as well as the composition of boron containing layers in the structure have a significant influence on U_0 . By variation of thickness and composition of the (BGa)(AsP) layers, the electrical characteristic curve has been substantially improved. U_0 has been decreased by up to 7 V and R_{diff} has been decreased by up to 2.6 Ω . Compared to non-optimized structures, an enhancement of the optical

efficiency by a factor of 1.6 has been demonstrated. This finding gives another evidence for the existence of an additional depletion region within the laser structures, introduced by unexpected doping of a (BGa)(AsP) layer.

To eliminate poor carrier confinement as a source of poor optical efficiency under electrical injection, structures with modified hetero-offsets have been developed and characterized. The interpretation of PL and EL spectra provided no evidence for the presence of a poor electrical confinement. Due to a small overlap of wave functions between layers separated by a GaP interlayer, experiments using improved layer structures with thinner interlayers may yield more reliable results.

Altogether, the electroluminescence of the laser structures under examination has been improved significantly and loss processes have been minimized. The enhancement of the according characterization methods yields reliable statements about the quality of the structures observed. In addition to that, it was possible to give proposals for a further improvement of the electrical characteristic line. Especially the proper n-doping of (BGa)(AsP) could lead to a major improvement of this predicate.

Outlook

Some of the results under discussion do not yet allow profound conclusions about the underlying physical processes that may limit the performance of Ga(NAsP) structures on Si-substrate. In order to quantify the effects of carbon incorporation and boron induced localized states in (BGa)(AsP), the further examination of these layers will be part of upcoming experiments. The existence of a depletion region in the laser structures grown up to now could be proved that way.

The impact of different annealing procedures on the electroluminescence of laser structures will be investigated in more detail in order to quantify effects on the electrical as well as on the optical characteristic line. In order to quantify the influence of annealing on the structural quality, it is desirable to apply enhanced TEM analysis. This includes energy dispersive x-ray (EDX), electron energy loss spectroscopy (EELS) or high-angle-annular-dark-field (HAADF) technique, which yield a spatially resolved composition measurement of the material in the QW. For a deeper understanding of the formation of thermally induced defects, an in situ TEM analysis could be feasible by use of a heated sample holder.

A promising approach for enhancement of the optical characteristics of Ga(NAsP) is the improvement of interface roughness and interface abruptness of GaP interlayers. That may lead to an increased overlap of wavefunctions in adjacent layers so that utilization of an improved carrier confinement would become possible. An improved carrier injection efficiency may be another positive effect of this approach.

By consequent adaption of the measures discussed, the maximum operation temperature of Ga(NAsP) laser structures on Si-substrate, which is currently limited to 160 K, may be increased up to room temperature. This is a crucial premise for a possible industrial application of such structures. Furthermore, processing of different laser geometries, such as ridge waveguides or selective area growth of Ga(NAsP) buried in Si-substrate, would become possible.

Anhang A: Vertiefungen

A.1 Anregungsspektroskopie an MQW-Strukturen

Zum Zeitpunkt dieser Arbeit standen noch keine Messdaten für Anregungsspektroskopie (PLE) an sog. W-Strukturen für optimierten Ladungsträgereinschluss zur Verfügung. Nichtsdestotrotz soll an dieser Stelle eine entsprechende Messung an herkömmlichen Strukturen vorgestellt werden, um die Gültigkeit des bisher für den Ladungsträgereinschluss gemachten Annahmen nachzuweisen.

Mittels PLE wurden von Sebastian Gies (AG Heimbrod, Philipps-Universität Marburg) Absorptionskanten von MQW-Strukturen vermessen. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [63]. Die Strukturen hatten das gleiche aktive Material, wie später konzipierte W-Strukturen. Die Messung der Absorptionskanten soll einen Rückschluss auf die quantisierten Niveaus innerhalb des QW erlauben und somit zum Nachweis des Ladungsträgereinschlusses dienen.

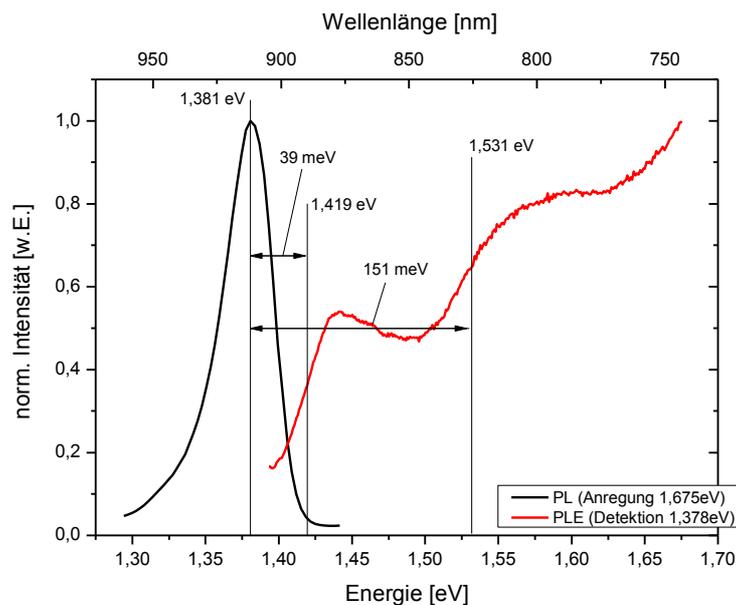


Abbildung A.1: Photolumineszenz und PLE an einer MQW-Struktur mit GaP-Zwischenschichten, (BGa)P-Barrieren und (BGa)(AsP)-SCH (Messung bei 10 K, Annealing 10s/925°C) aus [63]. Exzitonische Effekte nicht berücksichtigt.

In Abbildung A.1 sind sowohl PL als auch PLE für eine Probe, wie in Abbildung 5.1, bei Tieftemperatur aufgetragen. Eine Messung bei Raumtemperatur war aufgrund des schlechten Signal-Rauschverhältnisses nicht möglich.

Es ist deutlich zu erkennen, dass sich etwa 39 meV und 151 meV oberhalb des PL-Emissionsmaximums Absorptionskanten befinden. Diese sind durch die einzelnen quantisierten Niveaus im Quantenfilm bedingt. Als charakteristisches Merkmal für eine Absorptionskante wird in diesem Zusammenhang etwa die Mitte der sich ergebenden Flanken diskutiert. Das entspricht einer Überlagerung der stufenförmigen 2D-Zustandsdichte mit der im Materialsystem zu erwartenden Unordnung. Exzitonische Effekte werden in diesem Bild nicht berücksichtigt, werden in [63] jedoch in diesem Zusammenhang diskutiert.

Eine theoretische Berechnung quantisierter Niveaus ergibt einen Abstand von 146 meV zwischen dem erstem quantisierten Niveau für Elektronen und dem ersten Niveau für Schwerlöcher bzw. dem erstem quantisierten Niveau für Elektronen und dem ersten Niveau für Leichtlöcher bei Raumtemperatur. Die Rechnung wurde für eine ähnliche Probe durchgeführt und kann als Abschätzung für die Größenordnung des zu erwartenden Effektes gelten. Die beobachteten Flanken könnten also diesen quantisierten Niveaus zuzuordnen sein. Es liegt daher wie erwartet ein Ladungsträgereinschluss im Quantenfilm vor und sowohl Absorption als auch Rekombination scheinen im Ga(NAsP)-Quantenfilm stattzufinden. Eine eingehende Betrachtung der quantisierten Niveaus und der in Frage kommenden Übergänge sowie eine Rechnung für die hier diskutierte Struktur findet sich in [63].

Einschränkend muss erwähnt werden, dass die Barrieren der vermessenen MQW-Probe eine Bor-Konzentration von etwa 5,6% hatten, was einen deutlichen Unterschied zu den in den Laserstrukturen an entsprechender Stelle verwendeten SCH-Strukturen darstellt. Sollte also die Zusammensetzung dieser Schichten maßgeblich für eine Verschiebung des Hetero-Offsets verantwortlich sein, ist das anhand der oben diskutierten Messung nicht zweifelsfrei festzustellen. Daher wird ergänzend zu diesen Messungen im Abschnitt 8.3.2 die Elektrolumineszenz an Laserstrukturen mit modifizierter SCH untersucht. PLE-Messungen an W-MQW-Strukturen sind ebenfalls Gegenstand zukünftiger Untersuchungen.

Anhang B: Grafiken und Tabellen

B.1 Experimentelle Methoden

B.1.1 Metallorganische Gasphasenepitaxie

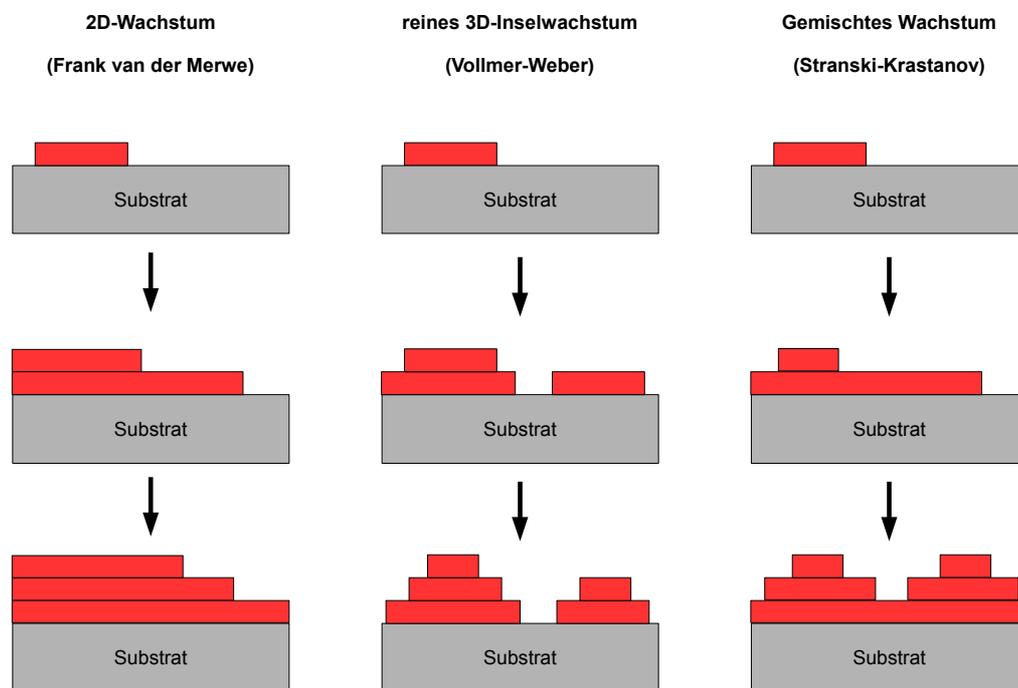


Abbildung B.1: Mögliche Wachstumsmodi bei der metallorganischen Gasphasenepitaxie.

Name	Abkürzung	Element
Triethylbor	TEB	Bor
Triethylgallium	TEGa	Gallium
Tertiärbutylarsin	TBA _s	Arsen
Tertiärbutylphosphin	TBP	Phosphor
unsymmetrisches Dimethylhydrazin	UDMH _y	Stickstoff
Diethyltellur	DETe	Tellur
Diethylzink	DEZn	Zink

Tabelle B.1: Vollständige Auflistung der benutzten Präkursormoleküle.

B.1.2 Hochauflösende Röntgenbeugung

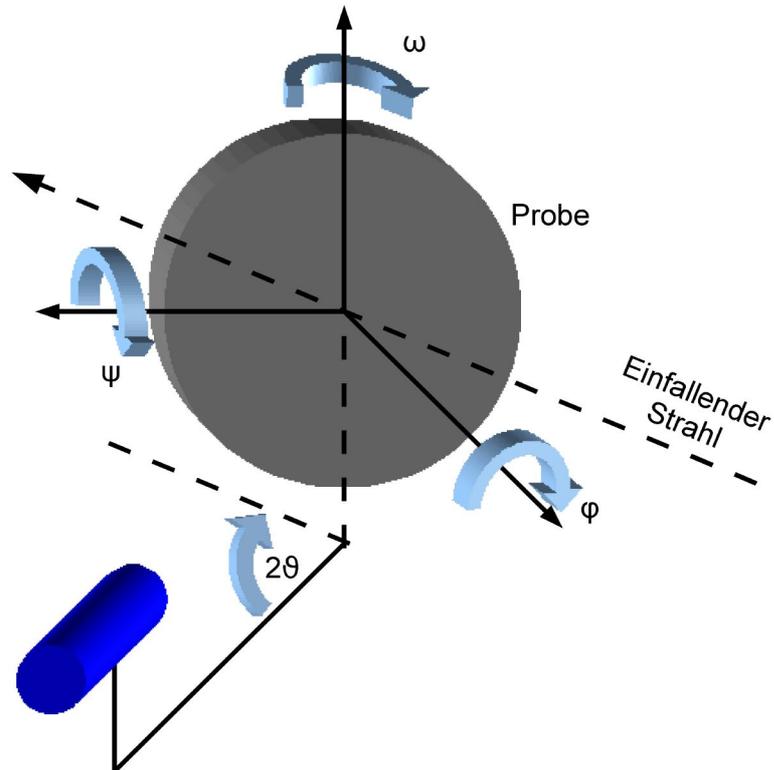


Abbildung B 2: Achsen und Winkel bei Aufnahme eines $\omega/2\theta$ XRD-Profiles frei nach [57].

B.1.3 Transportmessungen an Hallproben

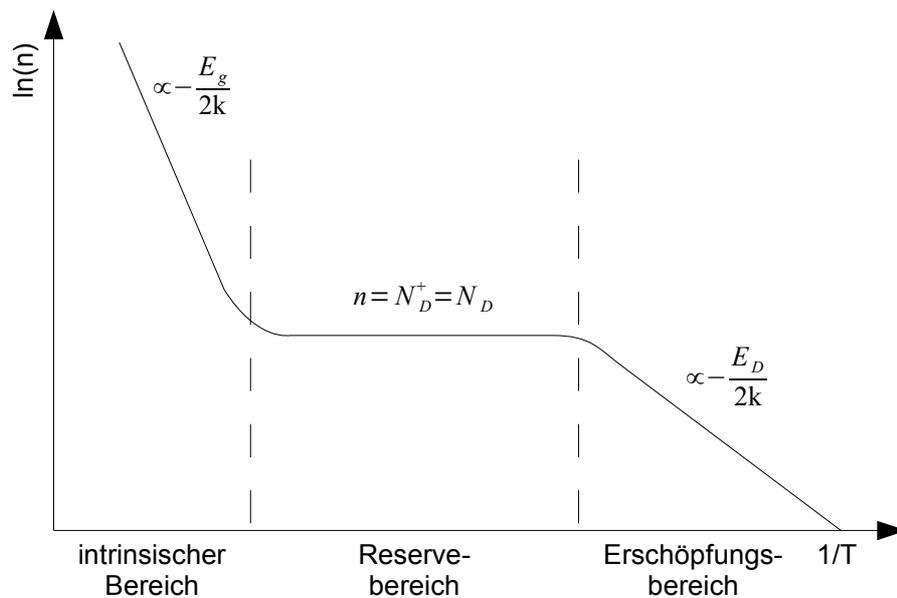


Abbildung B.3: Elektronenkonzentration eines n -dotierten Halbleiters bei temperaturabhängiger Hallmessung nach [18]. Ebenfalls dargestellt: Aus dem Graphen zu ermittelnde Messgrößen N_D , E_g , E_D .

B.1.4 Prozessierung von Breitstreifenlasern

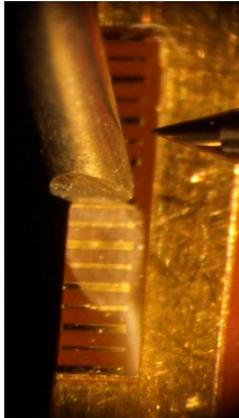


Abbildung B.4: Rückseitenkontaktierter Laser auf GaP-Substrat im Messaufbau

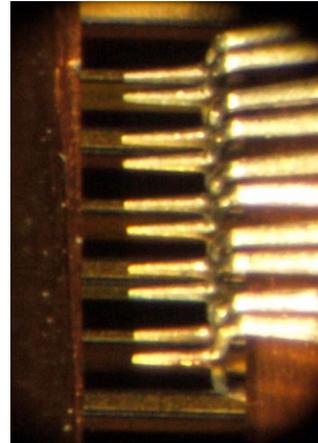


Abbildung B.5: Vorderseitenkontaktierter Laser im Messaufbau.

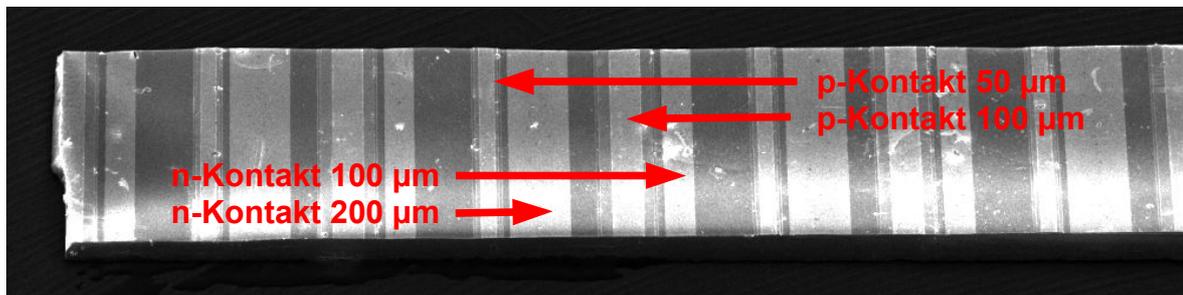


Abbildung B.6: REM Aufnahme eines Laserbarrens mit Kontakten für laterale Strominjektion auf Si-Substrat.

B.1.5 Elektrolumineszenz

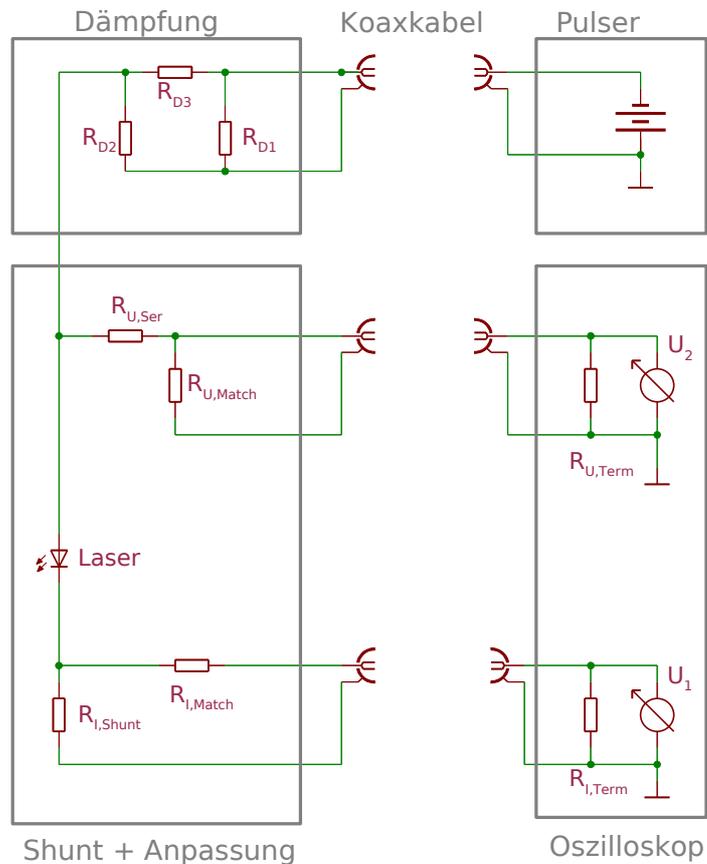


Abbildung B.7: Schaltplan für Strom- und Spannungsmessung am Lasermessplatz für gepulstes elektrisches Pumpen.

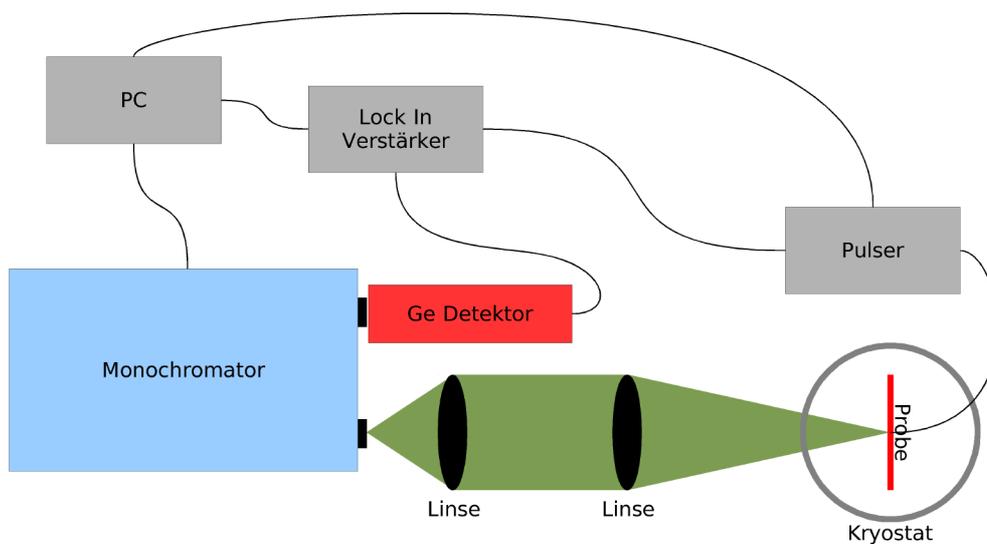


Abbildung B 8: Schematische Darstellung des Aufbaus zur spektral aufgelösten Messung Elektrolumineszenz (temperaturabhängig).

B.2 Heterostrukturen für Halbleiterlaser und Photolumineszenz

B.2.1 Simulation von optischem Einschluss

a)

100 nm	(BGa)(AsP):Zn
1,2 μm	(BGa)P:Zn p-Kontakt
150 nm	(BGa)(AsP) SCH
5 nm	Ga(NAsP) QW
150 nm	(BGa)(AsP) SCH
900 nm	(BGa)P:Te n-Kontakt
500 μm	Si:P Puffer + Si Substrat

b)

100 nm	(BGa)(AsP):Zn
1,2 μm	(BGa)P:Zn p-Kontakt
10 nm	GaP
150 nm	(BGa)(AsP) SCH
5 nm	GaP
5 nm	Ga(NAsP) QW
5 nm	GaP
150 nm	(BGa)(AsP) SCH
1,5 μm	(BGa)P:Te n-Kontakt
60 nm	GaP Nukleation
750 μm	Si:P Puffer + Si Substrat

Abbildung B.9: Vereinfachte Darstellung einer Ga(NAsP)-Laserstruktur auf Si-Substrat wie zur Simulation des optischen Einschlusses in [50] verwendet wurde (a) und daraus resultierende optimierte Struktur (b).

B.2.2 Teststrukturen für Photolumineszenz

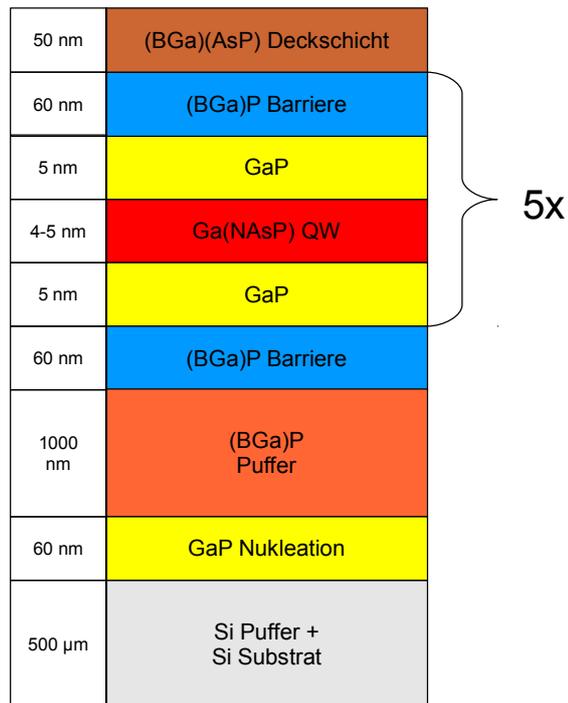


Abbildung B.10: Schichtstruktur eines 5xMQW ohne SCH-Struktur als Vergleichsstruktur aus [81].

B.3 Lasermessplatz

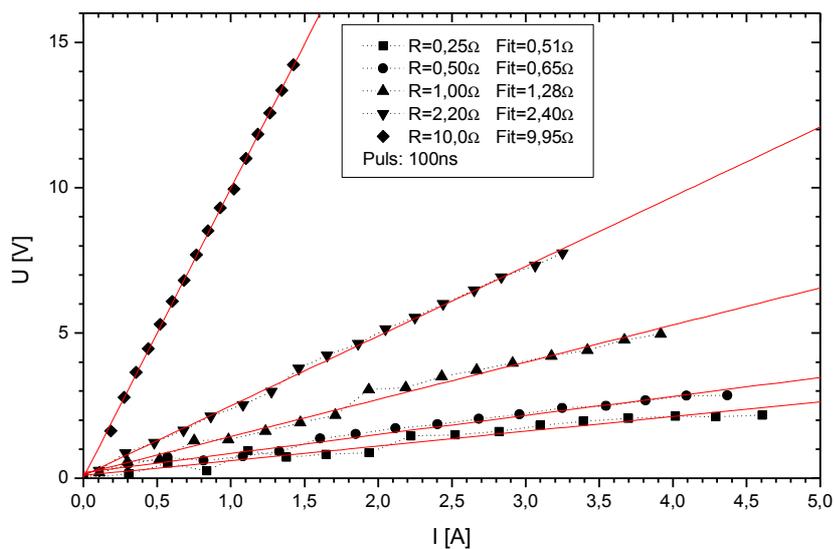
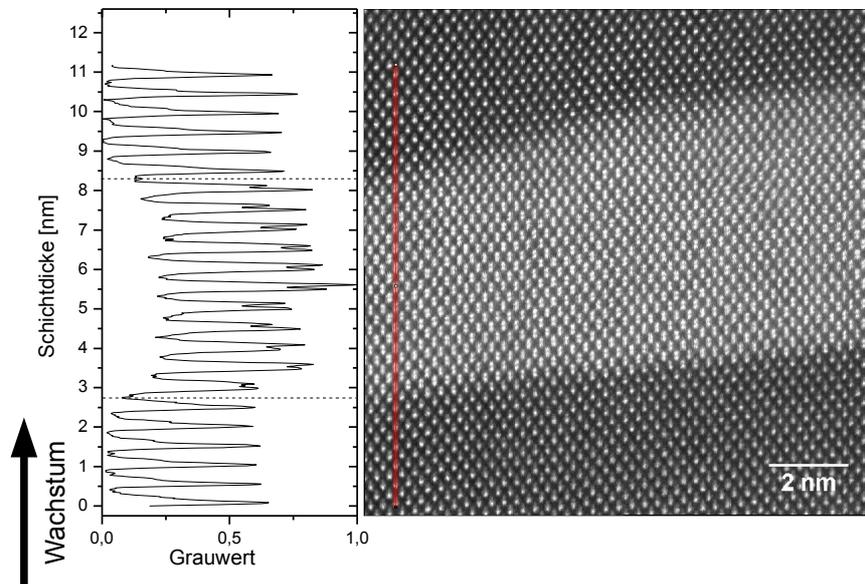


Abbildung B.11: Messung von Widerständen unter gepulster Stromzufuhr zur Kalibrierung des Lasermessplatzes

B.4 Bestimmung der Wachstumsrate mittels TEM

a)



b)

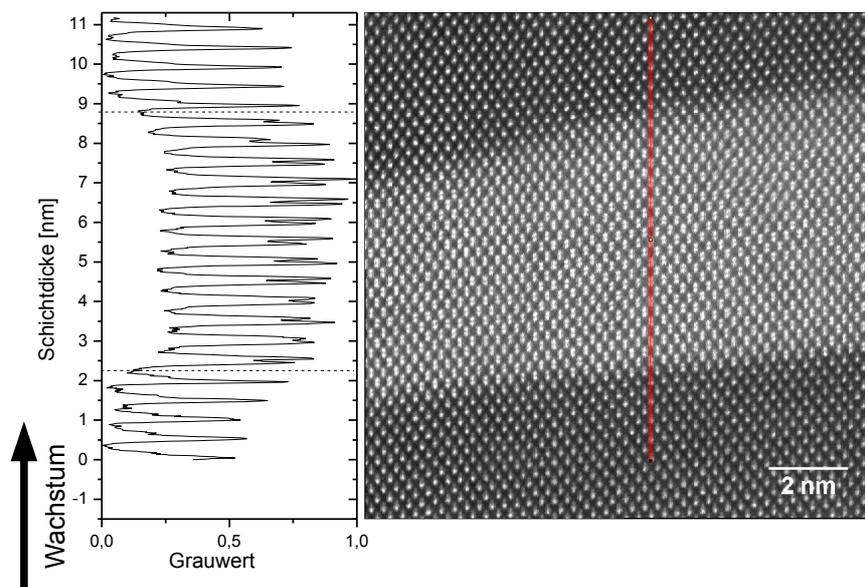


Abbildung B.12: HAADF-STEM Aufnahme des Quantenfilms aus einem SQW-Laser mit Profil nach Annealing 10s/925°C. Ermittlung der Dicke des QWs an zwei Stellen (a, b) entlang je einer Linie. Wachstumszeit 21 s, in $\langle 110 \rangle$ -Richtung.

B.5 Temperaturabhängige Photolumineszenz

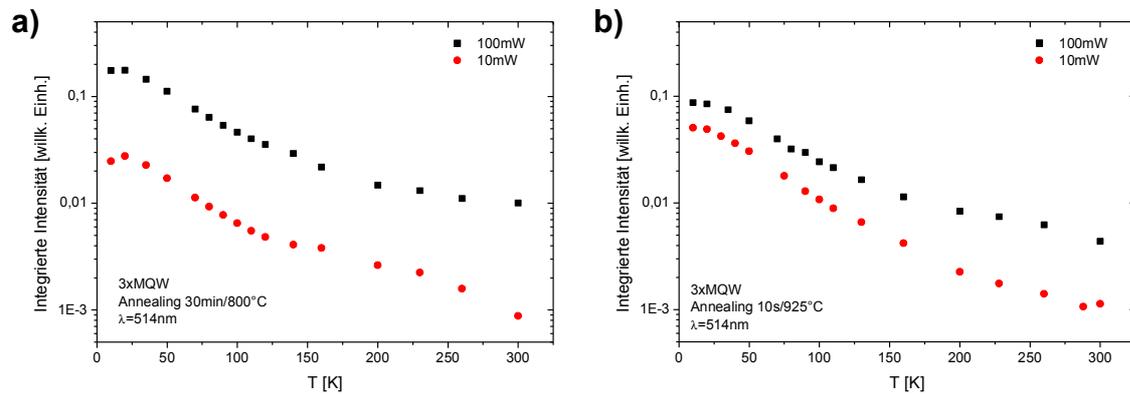


Abbildung B.13: Temperaturabhängigkeit der PL-Intensität an einer MQW-Struktur mit Reaktor-Annealing (a) und RTA-Annealing (b) für Anregungsleistung 10 bzw. 100 mW aus [74]

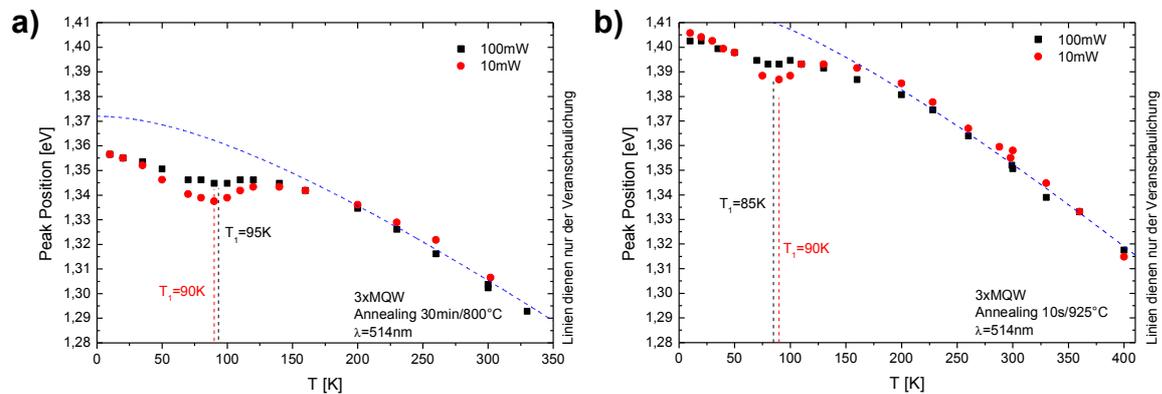


Abbildung B.14: Temperaturabhängigkeit der Peakposition an einer MQW-Struktur mit Reaktor-Annealing (a) und RTA-Annealing (b) für Anregungsleistung 10 bzw. 100 mW aus [74]

B.6 Temperaturabhängige Elektrolumineszenz

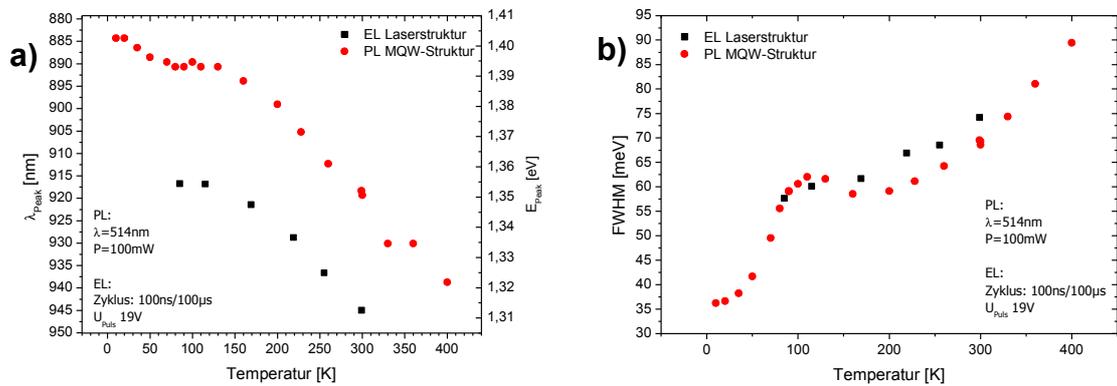


Abbildung B.15: Elektrolumineszenz der Laserstruktur aus Abbildung 7.10 sowie Photolumineszenz einer MQW-Struktur aus Abbildung 7.9 (b).
 Typisches temperaturabhängiges Verhalten der Peakposition (a) und Halbwertsbreite (b) bei hohen Anregungsdichten.

B.7 Variation von Hetero-Offsets

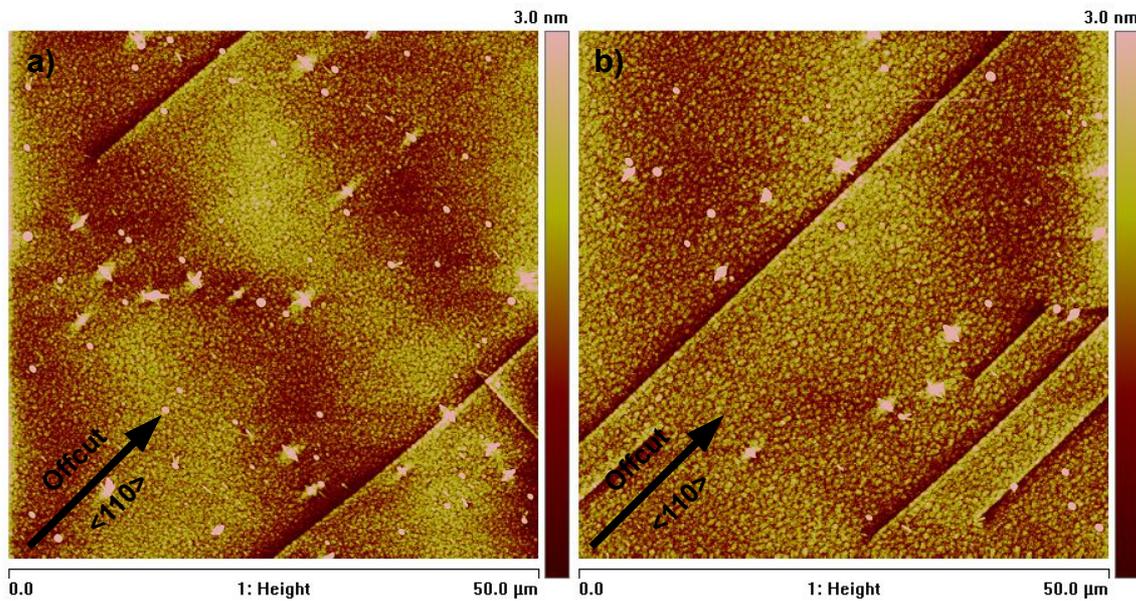


Abbildung B.16: AFM-Aufnahmen zweier n -Kontakte auf Si-Substrat vor dem Wachstum des aktiven Bereiches mit (a) und ohne (b) darunter liegender (AlGa)P-Barriere. Eine ähnliche Oberflächenqualität lässt auf eine ähnliche Morphologie nachfolgender Schichten schließen.

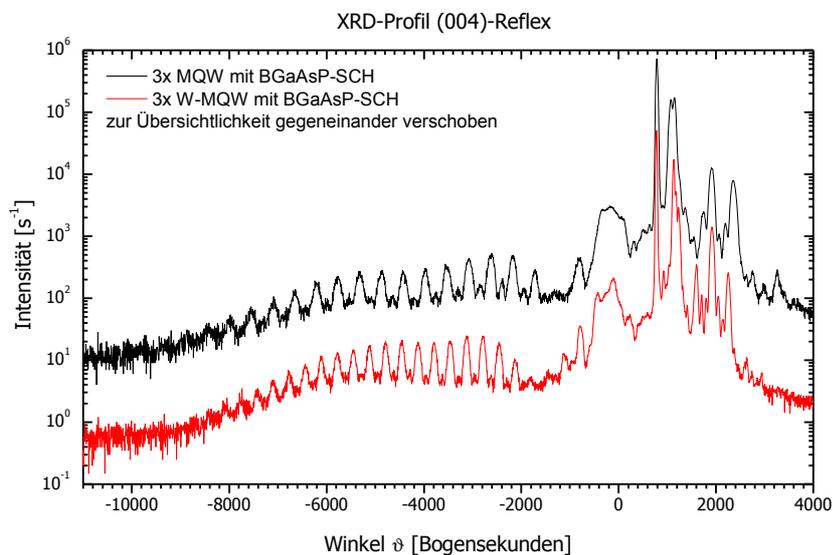


Abbildung B.17: XRD Profil einer normalen MQW-Probe und eines vergleichbaren W-MQWs mit gleicher Barrierenzusammensetzung.

Literaturverzeichnis

- [1] Noyce, R. N., *Semiconductor device-and-lead structure* (1961).
- [2] Moore, G. E., Proc IEEE **86**, 82-85 (1998), DOI:-.
- [3] WWW-Quelle:
<http://www.intel.com/content/www/us/en/silicon-innovations/moores-law-technology.html> (Abgerufen: 22.09.2013).
- [4] Reed, G. T., Mashanovich, G., Gardes, F. Y. et al., Nature Photonics **4**, 518-526 (2010), DOI:10.1038/nphoton.2010.179.
- [5] Marris-Morini, D., Vivien, L., Rasigade, G. et al., Proc IEEE **97**, 1199-1215 (2009), DOI:10.1109/JPROC.2009.2015337.
- [6] Michel, J., Liu, J. F. und Kimerling, L.C., Nature Photonics **4**, 527-534 (2010), DOI:10.1038/nphoton.2010.157.
- [7] Miller, D. A. B., Proc IEEE **97**, 1166-1185 (2009), DOI:10.1109/JPROC.2009.2014298.
- [8] Soref, R., Silicon **2**, 1-6 (2010), DOI:10.1007/s12633-010-9034-y.
- [9] Kataria, H., Junesand, C., Wang, Z. et al., Semiconductor Science and Technology **28**, 094008 (2013), DOI:10.1088/0268-1242/28/9/094008.
- [10] Wang, Z., Junesand, C., Metaferia, W. et al., Materials Science and Engineering: B **177**, 1551-1557 (2012), DOI:10.1016/j.mseb.2011.12.006.
- [11] Camacho-Aguilera, R. E., Cai, Y., Patel, N. et al., Opt. Express **20**, 11316-11320 (2012), DOI:10.1364/OE.20.011316.
- [12] Liang, D. und Bowers, J.E., Nature Photonics **4**, 511-517 (2010), DOI:10.1038/nphoton.2010.167.
- [13] Roelkens, G., Liu, L., Liang, D. et al., Laser & Photonics Reviews **4**, 751-779 (2010), DOI:10.1002/lpor.200900033.
- [14] Kunert, B., Reinhard, S., Koch, J. et al., physica status solidi (c) **3**, 614-618 (2006), DOI:10.1002/pssc.200564124.
- [15] Kunert, B., Klehr, A., Reinhard, S. et al., Electronics Letters **42**, 601-603 (2006), DOI:10.1049/el:20060295.
- [16] Liebich, S., Zimprich, M., Beyer, A. et al., Appl Phys Lett **99**, 071109 (2011), DOI:10.1063/1.3624927.
- [17] Sze, S. M., Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons (1981).
- [18] Ibach, H. und Lüth, H., Festkörperphysik - Einführung in die Grundlagen, Springer (2002).
- [19] WWW-Quelle: <http://www.dawgsdk.org/crystal/en/library/zinc-blende#0000> (Abgerufen: 02.09.2013).

-
- [20] WWW-Quelle: http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Brillouin_Zone_%281st,_FCC%29.svg (Abgerufen: 03.09.2013).
- [21] Chelikowsky, J. R. und Cohen, M.L., *Phys Rev B* **14**, 556-582 (1976), DOI:10.1103/PhysRevB.14.556.
- [22] Vegard, L., *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* **5**, 17-26 (1921), DOI:10.1007%2F01349680.
- [23] Nordheim, L., *Annalen der Physik* **401**, 607-640 (1931), DOI:10.1002/andp.19314010507.
- [24] Németh, I., *Transmission electron microscopic investigations of heteroepitaxial III/V semiconductor thin layer and quantum well structure*, Dissertation, Philipps-Universität Marburg (2008).
- [25] Beyer, A., *Hochaufgelöste transmissionselektronenmikroskopische Untersuchungen an Galliumphosphid auf Silizium*, Dissertation, Philipps-Universität Marburg (2012).
- [26] Volz, K., Beyer, A., Witte, W. et al., *J Cryst Growth* **315**, 37-47 (2011), DOI:10.1016/j.jcrysgro.2010.10.036.
- [27] Hossain, N., Hosea, T. J. C., Sweeney, S. J. et al., *J Appl Phys* **110**, (2011), DOI:10.1063/1.3630018.
- [28] Madelung, O., *Landolt-Börnstein*, Springer-Verlag (1987).
- [29] Kunert, B., Zinnkann, S., Volz, K. et al., *Journal of Crystal Growth* **310**, 4776-4779 (2008), DOI:10.1016/j.jcrysgro.2008.07.097.
- [30] Asai, H. und Oe, K., *Journal of Applied Physics* **54**, 2052-2056 (1983), DOI:10.1063/1.332252.
- [31] Vurgaftman, I., Meyer, J. R. und Ram-Mohan, L.R., *Journal of Applied Physics* **89**, 5815-5875 (2001), DOI:10.1063/1.1368156.
- [32] Goni, A., Strössner, K., Syassen, K. et al., *Phys. Rev. B* **36**, 1581 (1987), DOI:10.1103/PhysRevB.36.1581.
- [33] Kroemer, H., *Proceedings of the IEEE* **51**, 1782-1783 (1963), DOI:10.1109/PROC.1963.2706.
- [34] Kroemer, H., *Rev Mod Phys* **73**, 783-793 (2001), DOI:10.1103/RevModPhys.73.783.
- [35] Van de Walle, C. G. und Neugebauer, J., *Nature* **423**, 626-628 (2003), DOI:10.1038/nature01665 .
- [36] Kunert, B., Volz, K., Koch, J. et al., *Appl Phys Lett* **88**, 182108 (2006), DOI:10.1063/1.2200758.
- [37] Shan, W., Walukiewicz, W., Ager, J. W. et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1221-1224 (1999), DOI:10.1103/PhysRevLett.82.1221.
- [38] Shan, W., Walukiewicz, W., Yu, K. M. et al., *physica status solidi (b)* **223**, 75-85 (2001), DOI:10.1002/1521-3951(200101)223:1<75::AID-PSSB75>3.0.CO;2-1.
- [39] Liebich, S., Dissertation, Philipps-Universität Marburg (*unpublished*)
- [40] Rubel, O., Baranovskii, S. D., Hantke, K. et al., *Phys. Rev. B* **73**, 233201 (2006), DOI:10.1103/PhysRevB.73.233201.
- [41] Rubel, O., Galluppi, M., Baranovskii, S. D. et al., *Journal of Applied Physics* **98**, 063518 (2005), DOI:10.1063/1.2058192.

-
- [42] Baranovskii, S. D., Eichmann, R. und Thomas, P., Phys. Rev. B **58**, 13081 (1998), DOI:10.1103/PhysRevB.58.13081.
- [43] Varshni, Y. P., Physica **34**, 149-154 (1967), DOI:-.
- [44] Karcher, C., Jandieri, K., Kunert, B. et al., Phys Rev B **82**, 245309 (2010), DOI:10.1103/PhysRevB.82.245309.
- [45] Jandieri, K., Jurecka, C., Ohlmann, J. et al., physica status solidi (c) **8**, 163-168 (2011), DOI:10.1002/pssc.201000637.
- [46] Jandieri, K., Phys Rev B **86**, 125318 (2012), DOI:10.1103/PhysRevB.86.125318.
- [47] Coldren, L. A. und Corzine, S.W., Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, John Wiley & Sons, Inc. (1995).
- [48] Hossain, N., Sweeney, S. J., Rogowsky, S. et al., Electronics Letters **47**, 931-933 (2011), DOI:10.1049/el.2011.1927.
- [49] Rogowsky, S., Baeumler, M., Wolfer, M. et al., J Appl Phys **109**, (2011), DOI:10.1063/1.3549806.
- [50] Rogowsky, S., *Konzeption und Charakterisierung von Rippenwellenleiterlasern auf Si-Substrat basierend auf dem gitterangepassten Ga(NAsP)/(B)GaP-Materialsystem*, Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau (2012).
- [51] Stringfellow, G. B., Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice, Academic Press (1999).
- [52] Kunert, B., Németh, I., Reinhard, S. et al., Thin Solid Films **517**, 140-143 (2008), DOI:10.1016/j.tsf.2008.08.077.
- [53] Ishizaka, A. und Shiraki, Y., Journal of The Electrochemical Society **133**, 666-671 (1986), DOI:10.1149/1.2108651.
- [54] Klar, P. J., Grüning, H., Koch, J. et al., Phys. Rev. B **64**, 121203 (2001), DOI:10.1103/PhysRevB.64.121203.
- [55] Kunert, B., Trusheim, D. F., Voßbürger, V. et al., Phys Status Solidi A-Appl Mat **205**, 114-119 (2008), DOI:10.1002/pssa.200777476.
- [56] Ohlmann, J., *Herstellung und Charakterisierung von metamorphen Pufferschichten für Ga(AsP)-Tandem-Solarzellen auf Si*, Dissertation, Philipps-Universität Marburg (2012).
- [57] Fewster, P. F., X-ray Scattering from Semiconductors, Imperial College Press (2003).
- [58] Binnig, G., Quate, C. F. und Gerber, C., Phys. Rev. Lett. **56**, 930-933 (1986), DOI:10.1103/PhysRevLett.56.930.
- [59] Binnig, G., Rohrer, H., Gerber, C. et al., Phys. Rev. Lett. **49**, 57-61 (1982), DOI:10.1103/PhysRevLett.49.57.
- [60] König, A. M., *Struktur innerer Grenzflächen von III/V Halbleiter-Heterostrukturen*, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (2009).
- [61] van der Pauw, L. J., Philips Research Reports **13**, 1-9 (1958), DOI:-.
- [62] Lück, C., *Elektrische Transportuntersuchungen an (BGa)(AsP)-Epitaxieschichten*, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (2013).
- [63] Gies, S., *Optische Spektroskopie an Ga(NAsP)-MQWs auf Silizium*, Masterarbeit, Philipps-Universität Marburg (2013).

-
- [64] Nau, S., *Struktur innerer Grenzflächen von (GaIn)(NAs)-Heterostrukturen und Eigenschaften von (GaIn)(NAs)-Laserdioden*, Dissertation, Philipps-Universität Marburg (2004).
- [65] Zinnkann, S., *Herstellung und Untersuchung von Ga(NAsP) Heterostrukturen für einen monolithisch integrierten Laser auf Silizium Substrat*, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (2008).
- [66] Copel, M., Reuter, M. C., Kaxiras, E. et al., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 632-635 (1989), DOI:10.1103/PhysRevLett.63.632.
- [67] Ludewig, P., *Einfluss von Sb-Surfactant beim epitaktischem Wachstum auf die optoelektronischen Eigenschaften von Ga(NAsP) Potentialfilmen*, Masterarbeit, Philipps-Universität Marburg (2010).
- [68] Arndt, A., *Einfluss von Antimon auf das epitaktische Wachstum von (GaNAsP)-Quantenfilmen auf Silizium*, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (2011).
- [69] Kunert, B., Koch, J., Torunski, T. et al., *Journal of Crystal Growth* **272**, 753-759 (2004), DOI:.
- [70] Volz, K., Koch, J., Höhnsdorf, F. et al., *Journal of Crystal Growth* **311**, 2418 - 2426 (2009), DOI:DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2008.09.210.
- [71] Teubert, J., *Phys Rev B* **83**, 035203 (2011), DOI:10.1103/PhysRevB.83.035203.
- [72] Kopylov, A. und Pikhtin, A., *Solid State Communications* **26**, 735-740 (1978), DOI:10.1016/0038-1098(78)90731-7.
- [73] Klar, P. J., *Prog. Solid State Chem.* **31**, 301 (2003), DOI:10.1016/j.progsolidstchem.2004.02.001.
- [74] Klein, C., *Einfluss von Rapid Thermal Annealing auf die optischen Eigenschaften von Ga(NAsP) Heterostrukturen*, Bachelorarbeit, Philipps-Universität Marburg (2012).
- [75] Teubert, J., Klar, P. J., Heimbrod, W. et al., *physica status solidi (b)* **244**, 431-436 (2007), DOI:10.1002/pssb.200672540.
- [76] Volz, K., Koch, J., Kunert, B. et al., *Journal of Crystal Growth* **298**, 126-130 (2007), DOI:10.1016/j.jcrysgro.2006.10.014 .
- [77] Fuchs, C., *Optical spectroscopy of Ga(NAsP)/Si*, Bachelorarbeit, Philipps-Universität Marburg (2013).
- [78] Kunert, B., *Herstellung von (GaIn)(NAsP)/GaP Mischkristallen und deren Charakterisierung zur Realisierung eines direkten Halbleiters*, Dissertation, Philipps-Universität Marburg (2005).
- [79] Gerhard, M., *Optische Spektroskopie an Ga(NAsP)/GaP Heterostrukturen*, Bachelorarbeit, Philipps-Universität Marburg (2009).
- [80] Trusheim, D. F., *Photolumineszenzuntersuchungen an verdünnt N-haltigen Ga(NAsP)/GaP-Heterostrukturen*, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (2007).
- [81] Zimprich, M., *Optische Eigenschaften von Ga(NAsP)/GaP-basierenden Heterostrukturen*, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg (2009).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Diamant- (a) und Zinkblendestruktur(b) nach [19].....	6
2.2	Erste Brillouin-Zone eines Kristalls in Zinkblendestruktur nach [20].....	7
2.3	Parabelförmige Näherung für die Bandstruktur. Bereiche außerhalb der 1. Brillouin-Zone können aus Gründen der Periodizität innerhalb der Zone dargestellt werden.....	9
2.4	Bandstruktur des indirekten Halbleiters GaP (a) und des direkten Halbleiters GaAs (b) berechnet nach Pseudopotentialmethode aus [21].....	10
2.5	Schema einer direkten und indirekten Bandlücke mit möglichen Rekombinationsprozessen aus dem absoluten Bandminimum heraus. Im indirekten Halbleiter ist dies nicht ohne Impulsübertrag möglich.....	11
2.6	Bandlücke verschiedener Halbleitermaterialien gegenüber der Gitterkonstante. Bandbiegung für ternäre Mischkristalle unterschiedlicher Zusammensetzung unter Berücksichtigung der Bandbiegung eingetragen.....	13
2.7	Kompressive (links) und tensile (rechts) Verspannung durch Gitterfehlanspassung mit tetragonaler Verzerrung bei epitaktischem Wachstum.....	15
2.8	Relative Verschiebung der Bänder für Elektronen und Löcher unter Verspannung nach [30], ausgerichtet am Niveau des Schwerloch-Bandes (absolute Verschiebung dieses Bandes, Effekte der Massenumkehrung und Band-Abstoßung wurden nicht berücksichtigt).....	16
2.9	Schematische Darstellung einer Doppelheterostruktur für einen Halbleiterlaser nach [33], später ähnlich realisiert mittels des GaAs/(AlGa)As Materialsystems.....	17
2.10	Unterschiedliche Typen von Banddiskontinuitäten.....	18
2.11	Hetero-Offsets zwischen zugrunde liegenden binären Materialsystemen berechnet über Potential des H-Atoms nach [35].....	19
2.12	Niveaus in p- und n-dotierten Halbleitern ohne Kontakt (links) und in Kontakt (rechts) mit Ladungsträgerströmen im Gleichgewicht.....	21
2.13	Raumladungszone an einem p-n-Übergang.....	22
2.14	Kopplung des Stickstoff-Niveaus an das Leitungsband laut BAC-Modell sowie Einfluss von Verspannung (relative Verschiebung der Niveaus) und Arsengehalt im Ga(NAsP)-Materialsystem.....	23
2.15	Theoretische Berechnung der Bandminima an Γ und X (blau / schwarz) von Ga(N _{0,04} As _x P _{1-x-0,04}) auf GaP-Substrat unter Berücksichtigung der Verspannung aus [36]. Experimentelle Daten aus PL-Messungen (schwarze Datenpunkte) und Berechnung unter Zuhilfenahme des BAC-Modells sind deutlich nach unten verschoben.....	25

2.16	Schematische Darstellung von Einfang- und Rekombinationsprozessen an lokalisierten Zuständen im Rahmen des Hopping Modells für Exzitonen nach [40].	26
2.17	Verhalten der temperaturabhängigen Photolumineszenz laut dem Hopping-Modell aus [41]: S-Shape (links) des PL-Peaks und Verhalten der Halbwertsbreite (rechts).	27
2.18	Absorptions- und Emissionsprozesse und deren Übergangswahrscheinlichkeiten mit Einstein-Koeffizienten im aktiven Medium (Zwei-Niveau-System) eines Lasers nach [17].	31
2.19	Schematische Darstellung eines Breitstreifenlasers (Ausschnitt) mit Rückseitenkontaktierung und gespaltenen Facetten.	33
2.21	Geometrie für eine laterale Kontaktierung von Breitstreifenlasern.	35
2.22	Beispiel für die Messung einer Laserkennlinie an einem (GaIn)As Breitstreifenlaser. Schwellstromdichte, differentielle Effizienz, Schwellenspannung und differentieller Widerstand wurden durch Fits oberhalb der Laserschwelle ermittelt.	36
3.1	Vereinfachte schematische Darstellung einer MOVPE-Anlage.	40
3.2	Schematische Darstellung des MOVPE-Wachstumsprozesses.	41
3.3	Einige ausgewählte Präkursormoleküle für das Wachstum von Ga(NAsP).	44
3.4	Schematische Darstellung unterschiedlicher Kristalldefekte, die teilweise mittels Annealing behoben werden können.	46
3.5	Schematischer Aufbau des RTA-Reaktors.	47
3.6	Strahlengang des verwendeten Röntgendiffraktometers für eine Rocking-Curve Messung aus [56].	49
3.7	Beispielhafte dynamische Simulation eines XRD-Profiles aufgenommen an einer MQW-Struktur auf Si-Substrat. Schema der zugehörigen Struktur in Abbildung 5.1 im Anhang.	50
3.8	Schematische Darstellung eines Rasterkraftmikroskops (AFM).	51
3.9	Strahlengang (vereinfachte Darstellung) im TEM (links) und STEM (rechts). Korrektoren sowie Aufnahmemodi im reziproken Raum sind nicht dargestellt.	53
3.10	Schematische Darstellung einer TLM-Struktur mit Deckschicht, fertig prozessiert.	58
3.11	Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der Photolumineszenz.	60
3.12	Möglichkeiten für laterale Kontaktierung links: n-Kontakt direkt auf Si-Substrat (mit dotiertem Si-Puffer) rechts: n-Kontakt auf n-dotierter (BGa)P-Schicht (ggf. mit dotiertem Si-Puffer).	63
3.13	Breite und Abstände der Kontakte bei lateraler Kontaktierung sowie zu erwartende Widerstandsbeiträge durch n-Kontaktschicht (R_n), p-Kontaktschicht (R_p), lateralen Stromtransport (R_{lat}) und aktivem Bereich (RL).	65
4.1	Spaltprozeduren für Laserstrukturen im Vergleich, Kraftausübung durch Pfeile angedeutet. Links: herkömmliche Spaltprozedur, rechts: optimierte Prozedur durch Brechen über Glasfaser.	67

4.2	REM-Aufnahmen von Laserfacetten auf Silizium unterschiedlicher Güte (45°-Ansicht). Makroskopisch ebene aber mikroskopisch unebene Facette nach herkömmlicher Spaltprozedur (a), mikroskopisch und makroskopisch ebene Facette nach optimierter Spaltprozedur (b) und makroskopisch unebene Facette (c). Maßstabsangaben gelten nur in horizontaler Richtung, da die Probe um 45° in vertikaler Richtung verkippt ist.	68
4.3	Elektrische und optische Kennlinien zweier Laserstrukturen mit unebenen Facetten (a) und mit ebenen Facetten (b) bei verbesserter Spaltprozedur. Punkte der optischen Messung im Rauschbereich sind nicht dargestellt. In (b) wurde ein exemplarischer Fit zur Ermittlung von U_0 durchgeführt. Punkte links der gestrichelten Linie gingen nicht in den Fit ein.	69
4.4	Pulsfitting an Spannungs- (a) und Strompulsen (b) für verschiedene Pulserspannungen (U_{Puls}) an einer Laserstruktur mit nicht zu vernachlässigender Schwellspannung U_0 .	71
4.5	Schematische Darstellung einer p-n Struktur zur Vermessung der elektrischen Kennlinie. Das Wachstum wurde zwischen den beiden (BGa)(AsP)-SCH unterbrochen.	73
4.6	Elektrische Kennlinien zweier pn-Strukturen mit und ohne undotiertem SCH-Bereich. Datenpunkte links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen. Laterale Kontaktierung identisch zu Laserstrukturen auf Si-Substrat.	74
4.7	Elektrische Kennlinien zwischen n-Kontakten mit unterschiedlichen Abständen bei Ätzung bis in (BGa)P (a) und tiefer Ätzung bis auf Silizium (b). Barrenlänge jeweils 2000 μm . Datenpunkte links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen.	75
4.8	Ätztiefenbestimmung für n-Kontakte auf (BGa)P.	76
5.1	Schematische Darstellung einer typischen MQW-Struktur für PL-Messungen und Annealing-Experimente. Der Einbau einer SCH ist optional.	79
5.2	Beispielhafte dynamische Simulation eines XRD-Profiles aufgenommen an einer MQW-Struktur.	81
5.3	Einhüllende nach XRD-Simulation für unterschiedliche 3-fach MQW-Strukturen auf Silizium (a). Wachstumsrate aus XRD-Simulation derselben Strukturen mit jeweils angenommenem Fehler von 15% (b). Wachstums-Sessions 21-25 fanden innerhalb von 1,5 Jahren statt. Der Stickstoff-Partialdruck ist farbcodiert aufgetragen. Die gestrichelte Linie dient nur der Veranschaulichung. Die durch das Oval markierten Proben sind mit identischen Partialdruck-Einstellungen in engem zeitlichen Rahmen gewachsen worden.	83
5.4	HAADF-STEM Übersichtsaufnahme einer 3x-MQW-Struktur mit Reaktor-Annealing (30 min/800°C) in $\langle 110 \rangle$ -Richtung.	85
5.5	HAADF-STEM Aufnahme des Quantenfilms aus einer MQW-Struktur mit Profil nach Annealing 10s/925°C. Ermittlung der Dicke des QWs an zwei Stellen (a, b) entlang der eingetragenen Linien. Wachstumszeit: 17 s, in $\langle 110 \rangle$ -Richtung.	87
5.6	Dicke der Quantenfilme aus TEM-Analyse einzelner MQW- und SQW-Strukturen über Wachstumszeit (aus Abbildung 5.5 und Abbildung B.12 im Anhang).	88

5.7	Berechnung der PL-Emission für unterschiedliche QW-Dicken Lz von Ga(NAsP)/Si.	91
5.8	Berechnung der Bandlücke von Ga(NAsP)/Si (Bulk) in Abhängigkeit der Materialkomposition (a) und Berechnung der zu erwartenden PL-Emission eines 5 nm dicken QW (b).....	93
5.9	Experimentell ermittelte PL-Peakmaxima verschiedener 3xMQW-Strukturen mit nahezu konstanter Komposition gegenüber Dicke laut XRD-Simulation (angenommener Fehler 15%) sowie theoretisch erwarteter Werte.....	94
5.10	Experimentell ermittelte PL-Peakmaxima verschiedener 3xMQW-Strukturen mit variierender Stickstoffkonzentration gegenüber Dicke laut XRD-Simulation (angenommener Fehler 15%) sowie theoretisch erwarteter Werte.....	95
5.11	Einhüllende der QWs laut XRD und Photolumineszenz-Peak von MQW-Strukturen bei unterschiedlichen Wachstumstemperaturen für das aktive Material. Angenommener Fehler für die XRD-Simulation: 200 [°] . Angenommener Fehler für die Bestimmung der PL: 5 nm.....	97
6.1	Dotierstoff-Einbau ermittelt aus SIMS-Profilen sowie Ladungsträgerkonzentration mittels Hall für Te in ((B)Ga)P als n-Dotand (a) und Zn in ((B)Ga)P als p-Dotand (b). Präkursoren: DETe bzw. DEZn.....	100
6.2	Ladungsträgerkonzentration ermittelt aus Hall-Messungen in (BGa)((As)P) für Te als n-Dotand (a) und Zn als p-Dotand (b). 11% As in (BGa)(AsP) und V/III = 20 soweit nicht anders angegeben. Bei Variation der Arsen-Konzentration wurde die Bor-Konzentration angepasst, um einen ähnlichen Verspannungszustand zu erhalten.	101
6.3	Beweglichkeit in Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration für Te in ((B)Ga) ((As)P) als n-Dotand (a) und Zn in ((B)Ga)((As)P) als p-Dotand (b). Literaturwerte nach [28].....	103
6.4	Ladungsträgerkonzentration aus Hall-Messungen und Kohlenstoffeinbau aus SIMS-Profilen in Abhängigkeit vom Bor-Gehalt in (BGa)P auf GaP-Substrat.	104
6.5	Hall-Ladungsträgerkonzentration für Bor-haltige Schichten (Te-dotiert) auf GaP-Substrat vor und nach einer Annealingprozedur (10 s / 925 °C). Jeweils 11% Arsen in (BGa)(AsP). Daten z. T. aus [62].....	106
6.6	Ladungsträgerdichte aus Hall-Messungen an (BGa)(AsP):Te/GaP as grown (a) und nach Annealing (b) mit variierendem Bor-Gehalt (Daten aus [62]). Fehlerbalken beziehen sich allein auf den Fehler der elektrischen Messung durch Rauschen. Schichtdicke: 500-1000 μm.....	107
6.7	Ladungsträgerbeweglichkeit aus Hall-Messungen an (BGa)(AsP):Te/GaP as grown (a) und nach Annealing (b) mit variierendem Bor-Gehalt (Daten aus [62]). Fehlerbalken beziehen sich allein auf den Fehler der elektrischen Messung durch Rauschen.....	109
6.8	TLM-Messung an dotierten Si:P-Puffer auf Si-Substrat (Daten aus [62]). Messung an zwei unterschiedlichen Stellen auf dem Substrat vor und nach Einlegierung der Kontakte (5 min/475°C).....	112
6.9	TLM-Messung an (BGa)P:Te/Si für unterschiedliche TLM-Strukturen aus [62].....	113

6.10	TLM-Messungen an gitterangepasstem (BGa)(AsP):Zn auf Si-Substrat aus [62]. Fit für den Kontaktwiderstand der annealten Probe mit allen Datenpunkten (durchgehende Linie) und Fit durch die ersten drei Datenpunkte (gestrichelt).....	114
6.11	TLM-Messungen an gitterangepasstem (BGa)P:Zn/Si (Annealing 10s/925°C) mit guter Homogenität über die Probe (a, Daten aus [62]). Ausgesuchte TLM-Messungen an gitterangepasstem (BGa)P:Zn/Si mit und ohne Annealing (b, Daten aus [62]). Partialdruck der Dotierung wie beim Wachstum von Laserstrukturen, hoch dotierte Deckschicht zur Kontaktierung verwendet.....	115
6.12	Messung der U/I-Kennlinie einer Laserstruktur mit Aufbau nach Rechenbeispiel in Tabelle 6.2.....	118
6.13	Differentieller Widerstand (a) und U_0 (b) für Kontaktpaare mit unterschiedlicher Entfernung auf einem Laserbarren.....	119
6.14	Differentieller Widerstand von Breitstreifenlasern mit unterschiedlicher Kontaktlänge L und -breite (schwarz) sowie Produkt von differentielltem Widerstand und gepumpter Fläche unter dem p-Kontakt an den gleichen Strukturen (rot). Eingezeichnet sind das erwartete längenabhängige Verhalten und Ausgleichsgraphen für das tatsächliche Verhalten.....	121
7.1	Schematische Darstellung einer typischen MQW-Struktur für PL-Messungen und Annealing-Experimente. Der Einbau einer SCH ist optional.....	126
7.2	Photolumineszenz einer 3xMQW-Struktur auf Silizium mit unterschiedlichen Annealing-Prozeduren aus [74; 77].....	127
7.3	XRD-Profil für unterschiedliche Annealings der Struktur aus Abbildung 7.2 aus [74].	128
7.4	Integrierte Photolumineszenz-Intensität (a) und Peakposition (b) für unterschiedliche Annealings der Probe aus Abbildung 7.2. Daten aus [74; 77] sowie Vergleichsstruktur aus [81]. Datenpunkte mit schlechtem Signal-Rauschverhältnis sind durch Ellipse markiert.....	129
7.5	Halbwertsbreite der Photolumineszenz für unterschiedliche Annealings der Struktur aus Abbildung 7.2. Daten aus [74; 77] sowie Vergleichsstruktur aus [81]. Datenpunkte mit schlechtem Signal-Rauschverhältnis sind durch Ellipse markiert.	130
7.6	HAADF-STEM Aufnahme einer 3x-MQW-Struktur (aktiver Bereich) as grown (a) und mit Reaktor-Annealing (30 min/800°C, b). Markierung: Einzelne Kompositionsfuktuation wie in Proben mit RTA-Annealing, in $\langle 110 \rangle$ -Richtung.....	131
7.7	HAADF-STEM Aufnahme einer 3x-MQW-Struktur mit RTA-Annealing (10s/925°C) Übersicht des aktiven Bereichs (a) und Detail einer Kompositionsfuktuation (b), in $\langle 110 \rangle$ -Richtung.....	132
7.8	Temperaturabhängigkeit der Photolumineszenz an einer 3xMQW-Struktur mit SCH aus [74]. Die niederenergetische Flanke des Spektrums mit der tiefsten Temperatur wurde zur Ermittlung des Unordnungsparameters angefüttet. Probenstruktur wie in Abbildung 5.1 im Anhang.....	135
7.9	Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite an einer MQW-Struktur mit Reaktor-Annealing (a) und RTA-Annealing (b) für Anregungsleistung 10 bzw. 100 mW aus [74].....	135

7.10	Temperaturabhängige Elektrolumineszenz-Spektren einer Laserstruktur. Anregung jeweils mit gleicher Spannung am Pulser, daraus resultierend variierende Stromdichte mit der Temperatur. Zum Vergleich: PL-Spektrum einer MQW-Struktur bei Raumtemperatur.....	139
7.11	Elektrolumineszenz der Laserstruktur aus Abbildung 7.10 bei hoher Temperatur über breiten Spektralbereich. Die Messung erfolgte mit zwei unterschiedlichen Detektoren. Daten aus [77].....	140
7.12	Vergleich von temperaturabhängiger Photo- und Elektrolumineszenz an einer MQW-Struktur mit SCH (siehe Abbildung 7.1) und zwei Laserstrukturen (siehe Abbildung 8.21) mit unterschiedlicher Zusammensetzung einer 150 nm dicken SCH. Daten aus [77].....	141
8.1	Schematische Darstellung von Laserstrukturen mit unterschiedlicher SCH und Barrierenschichten auf GaP-Substrat.....	144
8.2	Differentieller Widerstand von Laserstrukturen auf GaP mit unterschiedlichen Barrierenschichten und SCH-Bereich. Barrenlänge jeweils ca. 1000 μm , Rückseitenkontakt, Datenpunkte mit schlechter Pulsform sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt.....	145
8.3	Optische Ausgangsleistung von Laserstrukturen auf GaP mit unterschiedlichen Barrierenschichten und SCH-Bereich. Barrenlänge jeweils ca. 1000 μm , Rückseitenkontakt, Datenpunkte mit schlechter Pulsform sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt. Die Ausgleichsgerade an der Probe mit (BGa) (AsP)-SCH ist nur exemplarisch dargestellt, der Pumpstrom ist für eine zuverlässige Messung zu gering.....	146
8.4	Schematische Darstellung einer für EL-Untersuchungen verwendeten Laserstruktur. Die Dotierung der SCH-Schichten wurde variiert.....	147
8.5	Differentieller Widerstand von Laserstrukturen mit unterschiedlich dotiertem SCH-Bereich. Barrenlänge jeweils ca. 1000 μm . Die optische Ausgangsleistung konnte aufgrund schlechter Facetten nicht zuverlässig bestimmt werden.....	148
8.6	SIMS Analyse der Laserstruktur mit schwach dotierter SCH (durch Linien markiert), as grown.....	149
8.7	SIMS Analyse der Laserstruktur mit undotierter SCH (durch Linien markiert), Annealing 10 s / 925°C.....	150
8.8	Elektrische und optische Kennlinie einer Laserstruktur auf Si mit unterschiedlichen Annealing-Prozeduren nach dem Wachstum. Barrenlänge jeweils ca. 1000 μm . Datenpunkte links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen.	152
8.9	Simulation der Hetero-Offsets in einer Laserstruktur ohne gesonderte elektrische Barrieren. Zwischenschichten mit Dicke <5 nm sind nicht dargestellt. Zusammensetzung der SCH: 5% B, 11% As.....	155
8.10	Simulation der Hetero-Offsets in einer Laserstruktur mit (AlGa)P-Lochbarriere und GaP-Elektronenbarriere. Zwischenschichten mit Dicke <5 nm sind nicht dargestellt. Injektion der Löcher (p-Kontakt) von rechts, Injektion der Elektronen (n-Kontakt) von links.....	156
8.11	Schichtstruktur von Laserstrukturen mit zusätzlichen Barrierenschichten für Elektronen (GaP) und Löcher ((AlGa)P) auf Si-Substrat.....	157

8.12	Differentieller Widerstand und Elektrolumineszenz von Laserstrukturen mit und ohne (AlGa)P-Barriere. Barrenlänge jeweils ca. 1000 μm . Datenpunkte der elektrischen Messung links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen.....	158
8.13	Angenommene Hetero-Offsets in einer W-SQW Laserstruktur mit (BGa)(AsP) W-QW zum Lochanschluss. Der Valenzband-Offset des Ga(NAsP)-QW wurde willkürlich nach unten verschoben, um einen schlechten Lochanschluss zu demonstrieren, es ergäbe sich Rekombination über vergleichsweise kleiner Bandlücke mit nahe gelegenen Loch-QWs (farbig markiert).....	159
8.14	Schematische Darstellung der W-MQWs, wie für die Messung aus Abbildung 8.16 verwendet. Zusammensetzung von Loch-QW und SCH teilweise unterschiedlich.	161
8.15	HAADF-STEM Aufnahme einer W-MQW-Struktur mit zwei (BGa)(AsP)-Schichten auf beiden Seiten des Ga(NAsP)-QW, getrennt durch GaP, in $\langle 110 \rangle$ -Richtung.....	161
8.16	Photolumineszenz von normalen und W-MQW Strukturen, jeweils ähnliche Dicken und Kompositionen des aktiven Bereiches. In den W-MQW Strukturen 5 nm BGaAs _{0,11} P _{0,89} als Loch-Quantenfilm.....	163
8.17	Schematische Darstellung Laserstrukturen mit W-SQW. Komposition der (BGa) (AsP)-SCH wurde variiert.....	164
8.18	Differentieller Widerstand und Elektrolumineszenz von Laserstrukturen mit unterschiedlicher Zusammensetzung der SCH sowie zusätzlichen Quantenfilmen zum Loch-Einschluss. Barrenlänge jeweils ca. 1000 μm . Datenpunkte der elektrischen Messung links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen.....	165
8.19	Spektral aufgelöste EL einer W-SQW Laserstruktur und einer Referenzstruktur bei Raumtemperatur.....	166
8.20	Berechnung des Überlapps der Wellenfunktionen für eine angenommene Typ-II Laserstruktur mit GaP-Zwischenschichten von 5 nm (a) und 1 nm (b).....	167
8.21	Schematische Darstellung von Laserstrukturen auf Si-Substrat mit Variation der SCH-Zusammensetzung.....	168
8.22	Simulation der Hetero-Offsets in einer Laserstruktur mit geänderter SCH-Zusammensetzung (nur 6% statt 11% Arsen, nur 4% statt 5% Bor, vgl. Abbildung 8.9). Zwischenschichten mit Dicke ≤ 5 nm sind nicht dargestellt.....	169
8.23	Differentieller Widerstand und Elektrolumineszenz von Laserstrukturen mit unterschiedlicher Dicke und Zusammensetzung der SCH. Barrenlänge jeweils ca. 1000 μm . Datenpunkte der elektrischen Messung links der gestrichelten Linie wurden nicht für den Fit herangezogen.....	170
A.1	Photolumineszenz und PLE an einer MQW-Struktur mit GaP-Zwischenschichten, (BGa)P-Barrieren und (BGa)(AsP)-SCH (Messung bei 10 K, Annealing 10s/925°C) aus [63]. Exzitonische Effekte nicht berücksichtigt.....	185
B.1	Mögliche Wachstumsmodi bei der metallorganischen Gasphasenepitaxie.....	187
B.4	Rückseitenkontaktierter Laser auf GaP-Substrat im Messaufbau.....	189
B.5	Vorderseitenkontaktierter Laser im Messaufbau.....	189
B.6	REM Aufnahme eines Laserbarrens mit Kontakten für laterale Strominjektion auf Si-Substrat.....	189

- B.15 Elektrolumineszenz der Laserstruktur aus Abbildung 7.10 sowie Photolumineszenz einer MQW-Struktur aus Abbildung 7.9 (b).
Typisches temperaturabhängiges Verhalten der Peakposition (a) und Halbwertsbreite (b) bei hohen Anregungsdichten..... 195
- B.16 AFM-Aufnahmen zweier n-Kontakte auf Si-Substrat vor dem Wachstum des aktiven Bereiches mit (a) und ohne (b) darunter liegender (AlGa)P-Barriere. Eine ähnliche Oberflächenqualität lässt auf eine ähnliche Morphologie nachfolgender Schichten schließen..... 196
- B.17 XRD Profil einer normalen MQW-Probe und eines vergleichbaren W-MQWs mit gleicher Barrierenzusammensetzung..... 196

Abkürzungsverzeichnis

(HR-)XRD.....	(<u>H</u> igh <u>R</u> esolution) <u>X</u> - <u>R</u> ay <u>D</u> iffraction (hochauflösende) Röntgenbeugung)
(OE)IC.....	(<u>O</u> ptoelectronic) <u>I</u> ntegrated <u>C</u> ircuit (optoelektronischer) Integrierter Schaltkreis)
(S)TEM.....	(<u>S</u> canning) <u>T</u> ransmission <u>E</u> lectron <u>M</u> icroscopy (Raster)-Transmissionselektronenmikroskopie)
AFM.....	<u>A</u> tomie <u>F</u> orce <u>M</u> icroscopy (Rasterkraftmikroskopie)
APD.....	<u>A</u> nti <u>p</u> hasen <u>d</u> omäne
BAC.....	<u>B</u> and- <u>A</u> nticrossing <u>M</u> odel (Bandabstoßungsmodell)
BZ.....	<u>B</u> rillouin- <u>Z</u> one
CMOS.....	<u>C</u> omplementary <u>M</u> etal <u>O</u> xide <u>S</u> emiconductor (komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter)
CW.....	<u>C</u> ontinuous <u>W</u> ave (Dauerstrichbetrieb)
DFT.....	<u>D</u> ichtefunktionaltheorie
EDX.....	<u>E</u> nery <u>D</u> ispersive <u>X</u> -ray spectroscopy (Energiedispersive Röntgenspektroskopie)
EELS.....	<u>E</u> lectron <u>E</u> nery <u>L</u> oss <u>S</u> pectroscopy (Elektronenenergieverlustspektroskopie)
EL.....	<u>E</u> lektro <u>l</u> umineszenz
FWHM.....	<u>F</u> ull <u>W</u> idth at <u>H</u> alf <u>M</u> aximum ((volle) Halbwertsbreite)
HAADF.....	<u>H</u> igh <u>A</u> n timer <u>A</u> nnular <u>D</u> ark <u>F</u> ield-Technik / Detektor
HH.....	<u>H</u> eavy <u>H</u> ole (Schwerloch)
LAN.....	<u>L</u> ocal <u>A</u> rea <u>N</u> etwork (lokales Netzwerk)
Laser.....	<u>L</u> ight <u>A</u> mplification by <u>S</u> timulated <u>E</u> mission of <u>R</u> adiation (Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung)
LB(M).....	<u>L</u> eitungs <u>b</u> and (- <u>m</u> inimum)
LED.....	<u>L</u> ichtemittierende <u>D</u> iode
LH.....	<u>L</u> ight <u>H</u> ole (Leichtloch)
MBE.....	<u>M</u> olecular <u>B</u> eam <u>E</u> pitaxy (Molekularstrahlepitaxie)
MOVPE.....	Metallorganische Gasphasenepitaxie (<u>M</u> etal <u>O</u> rganic <u>V</u> apor <u>P</u> hase <u>E</u> pitaxy)
MQW.....	<u>M</u> ulti- <u>Q</u> uantum- <u>W</u> ell (Mehrfach-Quantenfilm)

OEIC.....	<u>O</u> ptoelectronic <u>I</u> ntegrated <u>C</u> ircuit (Optoelektronische integrierte Schaltung)
PL.....	<u>P</u> hoto <u>l</u> umineszenz
PLE.....	<u>P</u> hoto <u>l</u> uminescence <u>E</u> xcitation (Photolumineszenzanregungsspektroskopie)
QW.....	<u>Q</u> uantum- <u>W</u> ell (Quantenfilm)
REM.....	<u>R</u> astere <u>l</u> ektronen <u>m</u> ikroskop
RTA.....	<u>R</u> apid <u>T</u> hermal <u>A</u> nnealer / <u>R</u> apid <u>T</u> hermal <u>A</u> nnealing (schneller Ausheizofen / schnelles thermisches Ausheizen)
SCH.....	<u>S</u> eparate <u>C</u> onfinement <u>H</u> eterostructure (separate Heterostruktur zum optischen Einschluss)
SIMS.....	<u>S</u> ekundärionen <u>M</u> assenspektrometrie
SQW.....	<u>S</u> ingle- <u>Q</u> uantum- <u>W</u> ell (Einfach-Quantenfilm)
STM.....	<u>S</u> canning <u>T</u> unneling <u>M</u> icroscopy (Rastertunnelmikroskopie)
TLM.....	<u>T</u> ransmission <u>L</u> ine <u>M</u> easurement / <u>T</u> ransfer <u>L</u> ength <u>M</u> easurement (Transferlängen-Messung)
VB(M).....	<u>V</u> alenzband (- <u>m</u> aximum)
VCA.....	<u>V</u> irtual <u>C</u> rystal <u>A</u> pproximation