Vertikal emittierende Sendedioden auf GaAs-Basis für den nahen Infrarotbereich

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

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Carsten Möller

aus Hannover

Würzburg 2005

Eingereicht am: 07. Juni 2005

bei der Fakultät für Physik und Astronomie.

1. Gutachter: Prof. Dr. A. Forchel
2. Gutachter: Prof. Dr. J. Geurts
3. Gutachter: Dr. H. Künzel

der Dissertation.

1. Prüfer: Prof. Dr. A. Forchel
2. Prüfer: Prof. Dr. J. Geurts
3. Prüfer: Prof. Dr. W. Kinzel

im Promotionskolloquium.

Tag der mündlichen Prüfung: 21.12.05

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **1**

2. Grundlagen für die Prozessführung der Molekularstrahlepitaxie (MBE) von AlGaAs **4**

2.1 Übersicht über die Eigenschaften von $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristallen 4

2.2 Hohe n-Dotierung von MBE-gewachsenem $Al_xGa_{1-x}As$ mit Silizium 9

2.3 Hohe p-Dotierung von MBE-gewachsenem $Al_xGa_{1-x}As$ mit Beryllium 13

3. Spiegel für vertikal emittierende Sendedioden **16**

3.1 Goldspiegel für Vertikalemitter 17

3.2 Bragg-Spiegel für Vertikalemitter 21

3.2.1 Dielektrische Spiegel 24

3.2.2 Halbleiterspiegel 25

3.3 Dotierte Halbleiterspiegel 28

3.3.1 p-dotierte Bragg-Spiegel 29

3.3.2 n-dotierte Bragg-Spiegel 37

3.4 Neuartige Methode der Wachstumsratenkalibrierung mittels Halbleiterspiegeln 41

4. Vertikalemitter mit integriertem Bragg-Spiegel auf GaAs-Basis für den nahen Infrarotbereich **45**

4.1 Oberflächenemittierende Hochleistungs-Punktstrahler 46

4.1.1 Design der lateralen Stromverteilung 49

4.1.2 Punktstrahler für die Wellenlänge 870 nm 60

4.2 Superlumineszenzdioden für die Telekommunikation 78

4.2.1 Langwellig emittierende InAs/InGaAs-Quantenpunkte auf GaAs-Substrat 79

4.2.2 Mikrokavitätsstrukturen mit InAs/InGaAs-Quantenpunkten 83

4.2.3 Oberflächenemittierende Superlumineszenzdioden auf Quantenpunktbasis für den Wellenlängenbereich um 1,3 µm 91

5. Einsatz der selektiven Oxidation für AlGaAs-basierende Strukturen 96

5.1 Thermischen Naßoxidation von $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristallen 97

5.1.1 Oxidationsratenkalibrierung 102

5.2 Design von Oxidspiegeln und Oxidaperturen 104

5.2.1 Thermische Belastungs- und Alterungsuntersuchungen 107

5.2.2 Mikro-Raman-Untersuchungen an oxidierten Strukturen 115

5.3 Selektiv oxidierte VCSEL 120

6. GaAs-basierende Tunneldioden für vertikal emittierende Sendedioden 126

6.1 Theoretische Betrachtung von auf GaAs-basierenden Tunneldioden 128

6.2 Herstellung hochwertiger GaAs-Tunneldioden mittels MBE 133

6.3 Alterungsuntersuchungen zu GaAs-basierenden Tunneldioden 139

6.4 Vertikalemitter mit integrierter Tunneldiode 140

7. Zusammenfassung 144

8. Summary 147

Verzeichnis der Formelzeichen 150

Quellcode des Simulationsprogrammes *Kwiksim* 154

Literaturverzeichnis 160

Danksagung 164

Lebenslauf 165

1. Einleitung

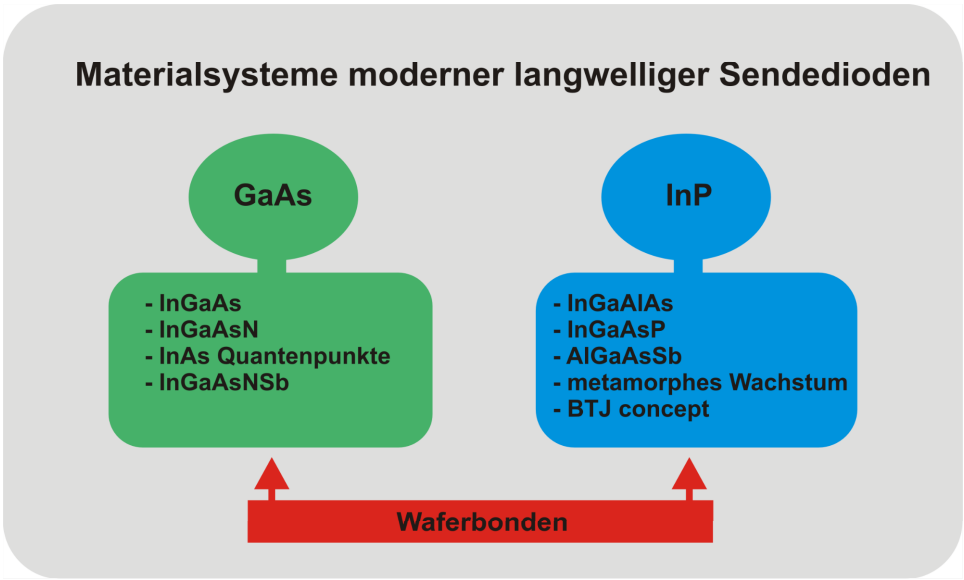
Der steigende Bedarf unserer Informationsgesellschaft an Datenübertragungskapazitäten erfordert einen stetigen Ausbau der Infrastruktur für die optische Übertragung. Diese Infrastruktur kann mit den heute verfügbaren Sendeelementen praktisch nicht realisiert werden, da diese Sendeelemente in der Regel sowohl in der Herstellung als auch im Betrieb zu teuer sind oder den Anforderungen nicht voll genügen. Neben der Optimierung der Glasfasertechnik selbst gilt die Entwicklung von neuartigen Laser-Technologien und leistungsfähigen Leuchtdioden im Niedrigpreis-Segment als Voraussetzung für die Bewältigung der anfallenden Datenströme. Langwellige oberflächenemittierende Sendedioden mit vertikalem Resonator wie RCLED (*resonant-cavity light-emitting diode*) und VCSEL (*vertical-cavity surface-emitting laser*) erscheinen in diesem Zusammenhang vielversprechend. Für zukünftige faseroptische Netzwerke im langwelligen optischen Nachrichtenfenster um 1,3 µm stellen sie preiswerte und leistungsfähige Schlüsselkomponenten dar.

Zu den herausragenden Eigenschaften von RCLEDs und VCSELs zählen die symmetrische Abstrahlcharakteristik zur effizienten Einkopplung in Wellenleiter, die geringe Leistungsaufnahme bei gleichzeitig hohem Wirkungsgrad, die guten Modulationseigenschaften für hochbitratige Übertragung, die Möglichkeit zur Integration in ein- oder zweidimensionale Arrays sowie die im Vergleich zu Kantenemittern stark vereinfachten Herstellungs- und Prüfverfahren. Bereits seit mehreren Jahren finden VCSEL mit einer Emissionswellenlänge um 850 nm innerhalb von lokalen Netzwerken (LAN, local area network) eine breite Verwendung. In diesem Wellenlängenbereich stellen RCLEDs mit einer Bandbreite von bis zu einigen hundert Mbit/s eine preiswerte Alternative dar, da sie wesentlich einfacher als VCSEL herzustellen und somit preiswerter sind. Anwendungstechnisch ergeben sich bei der Verwendung von Sendedioden dieser Wellenlänge jedoch Nachteile hinsichtlich der höheren Betriebsspannungen, der Augensicherheit und der Begrenzung der Übertragungsdistanzen auf einige hundert Meter durch die Dämpfung im Lichtwellenleiter.

Die Technologie der auf GaAs-Substrat basierenden Sendedioden bietet eine ganze Reihe material- und herstellungsspezifischer Vorteile. Die bei Vertikalleuchtdioden und Vertikallasern notwendigen Braggspiegel mit Reflektivitäten von über 99 % können beispielsweise hervorragend während des Kristallwachstums monolithisch integriert werden, weisen eine gute Wärmeleitfähigkeit auf und können durch Dotierung für die Stromzuführung eingesetzt werden. Darüber hinaus bietet das GaAs/AlAs Materialsystem die Möglichkeit der hydrolythischen Oxidation von AlAs zur Strom- und Wellenführung sowie zur Erhöhung der Reflektivität von Braggspiegeln, wodurch sich eine deutliche Steigerung der Effizienz bei der Umsetzung von elektrischer Anregungsleistung in optische Ausgangsleistung ergibt.

Klassische Materialsysteme zur Realisierung der Telekommunikations-wellenlängen 1,3 µm und 1,55 µm basieren auf InP. Diese Materialsysteme besitzen jedoch zur Realisierung von Vertikallasern einige gravierende Nachteile. Hierzu zählen insbesondere eine erhöhte Temperaturabhängigkeit der Verstärkung sowie schlechte thermische Leitfähigkeiten in ternären und quaternären Verbindungshalbleitern. Oxidationsmethoden sind aufgrund der niedrigen Aluminiumanteile ebenfalls schwierig zu realisieren.

Die Wellenlänge von 1,3 µm bildet gegenwärtig die langwellige Grenze, bis zu der durch Verwendung von Verstärkungssegmenten aus neuartigen Materialsystemen wie GaInNAs, InAs-basierende Quantenpunkte oder GaAsSb auch auf GaAs-



Substrat geeignete Bauelemente realisiert werden können, und so die genannten physikalischen und technologischen Vorteile genutzt werden können. In dieser Arbeit wurden InAs-basierende Quantenpunkte für die Emission um 1,3 µm eingesetzt.

Zunächst werden in Kap. 2 die Grundlagen der Prozessführung für mit der Molekularstrahlepitaxie gewachsene AlGaAs-Mischkristalle erarbeitet. Es wird insbesondere darauf eingegangen, wie sich höchste n- und p-Dotierungen von AlGaAs mittels Silizium und Beryllium erzielen lassen. In Kap. 3 wird ein Überblick über die Spiegelkonfigurationen, die bei vertikal emittierenden Sendedioden typischerweise zum Einsatz kommen, gegeben. Die Optimierung von dotierten Bragg-Spiegeln wird mittels Simulation durchgeführt und anschließend unter Berücksichtigung der Grundlagen zum Wachstum aus Kap. 2 praktisch umgesetzt. Des Weiteren wird eine neuartige Methode zur Wachstumsraten-kalibrierung durch Halbleiterspiegel vorgestellt. Auf der Basis dieser Kapitel werden in Kap. 4 langwellige Vertikalemitter auf GaAs-Basis mit integrierten Bragg-Spiegeln vorgestellt: 1) oberflächenemittierende Hochleistungspunktstrahler mit innovativem Konzept der Stromzuführung und 2) Superlumineszenzdioden auf Quantenpunktbasis, die aufgrund ihrer langwelligen Emission für die Telekommunikation interessant sind. Kap. 5 befasst sich mit der selektiven Oxidation von auf AlGaAs basierenden Strukturen. Die reproduzierbare Herstellung von belastungsfähigen und alterungsstabilen Oxidaperturen und Oxidspiegeln durch thermische Naßoxidation ist dabei ein wichtiger Aspekt. Hierzu wurde eine genauere Analyse des Oxidationsvorgangs der selektiv oxidierten Strukturen mittels Mikro-Raman-Spektroskopie durchgeführt. Auf diesen Ergebnissen basierend wird ein selektiv oxidierter VCSEL mit Doppel-Intrakavitätskontakten, zwei Oxidaperturen und oberem Oxidspiegel vorgestellt. In Kap. 6 wird auf die Herstellung qualitativ hochwertiger GaAs-Tunneldioden mittels MBE eingegangen. Die Vor- und Nachteile des Einsatzes von Tunneldioden in vertikalen Bauelementen werden diskutiert. Um sicherzustellen, dass sie den Anforderungen optoelektronischer Bauelemente langzeitstabil genügen, wurden sie elektrischen und thermischen Belastungstests unterzogen. Durch die Implementierung in LED-Strukturen wird das Potential hochwertiger Tunneldioden auch für VCSELs veranschaulicht.

2. Grundlagen für die Prozessführung der Molekularstrahlepitaxie von AlGaAs

Bei AlGaAs-Mischkristallen handelt es sich um das am weitesten entwickelte ternäre III-V Materialsystem. Als Substrat wird GaAs eingesetzt. Auf GaAs lassen sich AlGaAs-Schichten nahezu gitterangepasst wachsen. Bei Aluminiumkonzentrationen der III-Komponente von weniger als 40% handelt es sich um einen Halbleiter direkter Bandlücke, so dass dieser Verbindungshalbleiter für optoelektronische Bauelemente prädestiniert ist. Die häufigsten Epitaxieverfahren zur Herstellung von GaAs/AlGaAs-Materialien sind die Molekularstrahlepitaxie (*molecular beam epitaxy*, MBE) und die Metallorganische Gasphasenepitaxie (*metal organic vapour phase epitaxy*, MOVPE). Eine Mischungslücke bezüglich der Materialzusammensetzung ist nicht vorhanden. Bei der Epitaxie kann deshalb praktisch jeder $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristall mit Aluminiumgehalten $x = 0...1$ gewachsen werden. In diesem Kapitel werden zunächst die wesentlichen Eigenschaften des AlGaAs-Materialsystems diskutiert, die für das Design von auf GaAs basierenden Vertikalemittern relevant sind. Anschliessend wird die Herstellung elektrisch hochleitfähiger Schichten unter Verwendung der Dotanden Silizium und Beryllium mittels MBE behandelt.

2.1 Übersicht über die Eigenschaften von $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristallen

Die Gitterkonstante von $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristallen

Es ist für die Epitaxie wichtig, möglichst gitterangepasste bis ggf. verspannungsarme Schichten zu wachsen, da dadurch die Defektdichte sinkt und die kritische Schichtdicke (das ist die Dicke, oberhalb der die gewachsene Schicht in Form von Gitterfehlanpassungsversetzungen zu relaxieren beginnt) steigt. Das bedeutet, das die Gitterkonstanten der zu wachsenden Schichten möglichst nahe beieinander liegen sollten. Für das AlGaAs-Materialsystem ist dies über den gesamten Mischungsbereich der Fall.

Die Gitterparameter von $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristallen wurden bis heute immer durch rein epitaktisch hergestelltes Material bestimmt. Perfekt gitterangepasstes Material lässt sich nur bei Wachstumstemperaturen um 900 °C herstellen. Um die Parameter verspannungsfreien Materials bei 300 K bestimmen zu können, ist die anisotrope Elastizität zu berücksichtigen. Da die Elastizitätskonstanten experimentell lediglich für GaAs und AlAs bekannt sind, werden die Werte für $Al_xGa_{1-x}As$ (entsprechend der Vegard'schen Regel) linear interpoliert.

Die am besten angepasste lineare Beziehung zu $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristallen erhält man durch die Verwendung der Methode kleinster Fehlerquadrate. Damit ergibt sich nach [Ettenberg 70, Brice 90] die Gitterkonstante zu

$$a(x) = 0{,}565330 + 0{,}000809x \text{ nm} \quad \text{bei} \quad T = 300 \text{ K} \qquad (01)$$

mit einer Standardabweichung von 23 fm. Diese bei Raumtemperatur existierende Gitterfehlanpassung ist nicht sehr gross (AlAs zu GaAs lediglich + 0,14 %), sie kann jedoch zu Verspannungen an Heterogrenzflächen und zur Bildung von Gitterfehlanpassungsversetzungen während der Epitaxie führen.

Einfluss der Dotierung auf die Gitterkonstante

Es wird erwartet, dass der Einbau hoher Konzentrationen von Fremdatomen im $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristall zur Kontraktion oder Aufweitung des Gitters führt. Die Effekte durch Dotierung auf die Gitterparameter wurden in [Brice 90] untersucht. Die Ergebnisse bezüglich typischer Dotierhöhen optischer Bauelemente werden in Tabelle 1 gezeigt, mit der Gitterkonstanten a (in fm) und der Dotandenkonzentration c (in ppm). Ein Atom-ppm entspricht $4{,}4 \cdot 10^{16}$ Atome pro cm^3. So wird z.B. die Gitterfehlanpassung von $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ zu GaAs durch Dotierung des $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ mit Kohlenstoff reduziert und existiert bei einer Dotierung von $5{,}0 \cdot 10^{19}\,cm^{-3}$ praktisch nicht mehr. Die zusätzliche Gitterfehlanpassung bei Schichten mit Dicken von nur einigen µm ist praktisch vernachlässigbar.

Dotand	x in $Al_xGa_{1-x}As$	Dotierhöhe (Atome cm^{-3})	da/dc (fm/Dotand in ppm)
Si	0,39	$3{,}6 \cdot 10^{19}$	**-0,03**
C	0,30	$8{,}0 \cdot 10^{18}$	**-0,93**
C	0,30	$4{,}0 \cdot 10^{18}$	**-0,44**
C	0,30	$1{,}5 \cdot 10^{20}$	**-0,19**

Tab. 1: Dotanden und ihre von der Dotierhöhe abhängige Verkleinerung der Gitterkonstanten.

Die spezifische Wärmekapazität und thermische Leitfähigkeit von $Al_xGa_{1-x}As$

Es wird kurz auf die thermischen Eigenschaften von $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristallen eingegangen. Diese sind besonders für das fertige Bauelement interessant, da entstehende Wärme optimal abgeführt werden muss. Ein optimaler Wärmefluss bedeutet allerdings nicht gleichzeitig auch optimaler elektrischer Widerstand, so dass beim Design eines jeden Bauelements ein gewisser Kompromiss eingegangen werden muss. Nach [Hillel 77] ergeben sich für einen Temperaturbereich von $300 - 1500\,\mathrm{K}$ folgende spezifische Wärmekapazitäten:

$$\text{GaAs: } c_p(T) = 0{,}343 + 4{,}7 \cdot 10^{-5}\ T - 3{,}2 \cdot 10^{3}\ T^{-2}\ \text{(J/g·K)} \qquad (02)$$

$$\text{AlAs: } c_p(T) = 0{,}476 + 6{,}2 \cdot 10^{-5}\ T - 6{,}5 \cdot 10^{3}\ T^{-2}\ \text{(J/g·K)} \qquad (03)$$

Die Genauigkeit dieser Gleichungen beträgt $\pm 0{,}01\,\mathrm{J/g{\cdot}K}$. Nach Wissen des Autors gibt es keine experimentellen oder theoretischen Ergebnisse für $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristalle. In Anlehnung an die Tatsache, dass sich beim ternären $InAs_{1-x}P_x$ die spezifische Wärmekapazität annähernd linear mit der Komposition verhält, sollte dies auch näherungsweise für $Al_xGa_{1-x}As$ der Fall sein. Demnach ergibt sich für den Mischkristall nach [Adachi 85]

$$Al_xGa_{1-x}As\text{: } c_p(T) = 0{,}321 + 0{,}101x\ \text{(J/g·K)} \quad \text{bei} \quad T = 300\ \text{K} \qquad (04)$$

Die thermische Leitfähigkeit spielt eine grosse Rolle beim Design von Leistungsbauelementen wie Leuchtdioden und Halbleiterlasern. Nach [Adachi 83] ergibt sich für die thermische Leitfähigkeit

$$K(x) = 0{,}44 - 1{,}79\,x + 2{,}26\,x^2 \quad (\mathrm{W/cm \cdot K}) \quad \text{bei} \quad T = 300\ \mathrm{K} \tag{05}$$

Dieser Zusammenhang wird in Abb. 1 dargestellt. Binäre Materialien zeigen ein relatives Maximum, wobei die Wärmeleitfähigkeit von AlAs doppelt so hoch wie diejenige von GaAs ist, für $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$ ist sie am geringsten. Das Abnehmen der Wärmeleitfähigkeit bei mittlerer Komposition wird vor allem auf Phononenstreuung durch Massendefekte (schlechte Durchmischung) und nicht auf Gitterverspannungen, die im AlAs-GaAs Materialsystem vernachlässigbar sind, zurückgeführt. Vom Gesichtspunkt der thermischen Leitfähigkeit her sollten auf GaAs basierende Leistungsbauelemente somit einen entweder möglichst hohen oder möglichst niedrigen Al-Anteil in AlGaAs haben.

Es ist wichtig, zu bemerken, dass der Einbau einer grossen Menge von Dotanden (N_A, $N_D > 1{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm^{-3}}$) zu einer signifikanten Verschlechterung der thermischen Leitfähigkeit führen kann, wie Untersuchungen von [Afromowitz 73] zeigen. Der thermische Widerstand von $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs Heteroübergängen lässt sich nach einem Modell von [Joyce 75] berechnen. Die thermischen Eigenschaften (bei $T = 300\,\mathrm{K}$) von AlAs/GaAs-Übergittern bei einer Schichtdickenvariation zwischen $5\,\mathrm{nm}$ bis $50\,\mathrm{nm}$ wurden intensiv von [Yao 87] untersucht. Es zeigte sich, dass die thermische Leitfähigkeit von AlAs/GaAs-Übergittern durch die Unterdrückung von Massendefekten größer als die von homogenen $Al_{0,5}Ga_{0,5}As$-Material ist. Bei dünneren Übergittern sinkt sie allerdings wieder und nähert sich schließlich der des homogenen $Al_{0,5}Ga_{0,5}As$-Materials an.

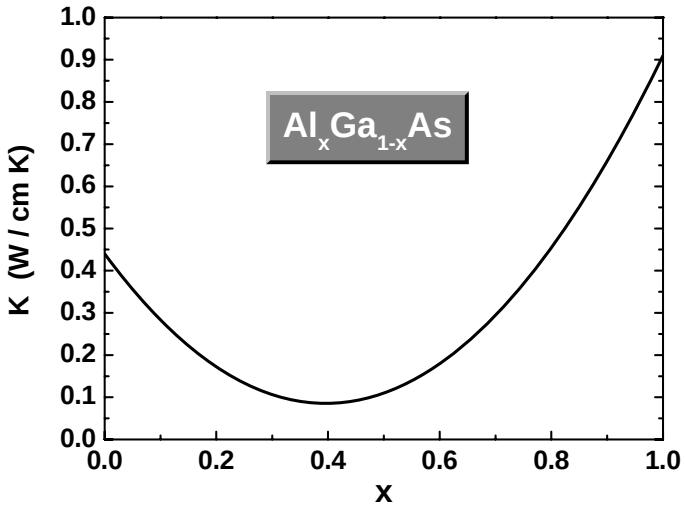


Abb. 1: Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit K von der Zusammensetzung *x* des $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristalles.

Der thermische Ausdehnungskoeffizient von $Al_xGa_{1-x}As$

Die Gitterfehlanpassung zwischen AlAs und GaAs beträgt bei Raumtemperatur nur $1{,}43 \cdot 10^{-3}$. Durch die leicht unterschiedlichen thermischen Expansionskoeffizienten von AlAs zu GaAs ist es im Prinzip möglich, bei einer Wachstumstemperatur von $800 - 900\,\mathrm{K}$ perfekt gitterangepasstes Material bei jeder beliebigen Materialkomposition herzustellen, wenn die Materialdesorption während der Epitaxie bei diesen Wachstumstemperaturen verhindert werden könnte. Es ist desweiteren zu bedenken, dass beim Abkühlen der Probe auf Raumtemperatur Verspannungen auftreten können.

Nach [Leszczynski 90] ergibt sich der lineare thermische Ausdehnungskoeffizient zu

$$\alpha(x) = 5{,}97 - 1{,}76\,x \ \ (10^{-6}/\mathrm{K}) \qquad (06)$$

mit einer Standardabweichung von $4{,}2 \cdot 10^{-7}\,\mathrm{K}^{-1}$. Die thermische Ausdehnung von AlGaAs ist besonders bei der Bauelementherstellung relevant, da hier verschiedene Materialien unterschiedlicher thermischer Ausdehnung miteinander kombiniert werden müssen. Bei Prozessschritten wie z.B. das Legieren von Kontakten, wobei typische Temperaturen von $400\,°\mathrm{C}$ benutzt werden, könnten die Bauelemente sonst

zerstört werden. Es ist daher darauf zu achten, dass die anderen benutzten Materialien von ihren mechanischen thermischen Eigenschaften möglichst denen der gewachsenen Schichtstruktur entsprechen.

2.2 Hohe n-Dotierung von MBE-gewachsenem $Al_xGa_{1-x}As$ mit Silizium

In der Molekularstrahtlepitaxie wird üblicherweise Silizium als n-Dotand für GaAs-basierende Baulemente benutzt. Dabei ist es in vielen Fällen besonders wichtig, möglichst hoch zu dotieren, z.B. um einen möglichst ohmschen Halbleiter-Metall Kontakt oder gut leitfähige Halbleiterspiegel herzustellen. Der Zusammenhang zwischen der Ladungsträgerkonzentration und dem Materialwiderstand ist nach [Sze 81] in Abb. 2 dargestellt.

Ein übermäßiges Si-Dotierstoffangebot während der Epitaxie führt zum Effekt der Autokompensation, da Silizium als Element der Hauptgruppe 4 in III/V-Halbleitern amphoteren Charakter aufweist, d.h. ab einem gewissen Silizium-Angebot kommt es während des Wachstums zu einem „verkehrten“ Einbau des Siliziums. Anstelle auf einem Gallium-Gitterplatz eingebaut zu werden und als Donator zu wirken, wird

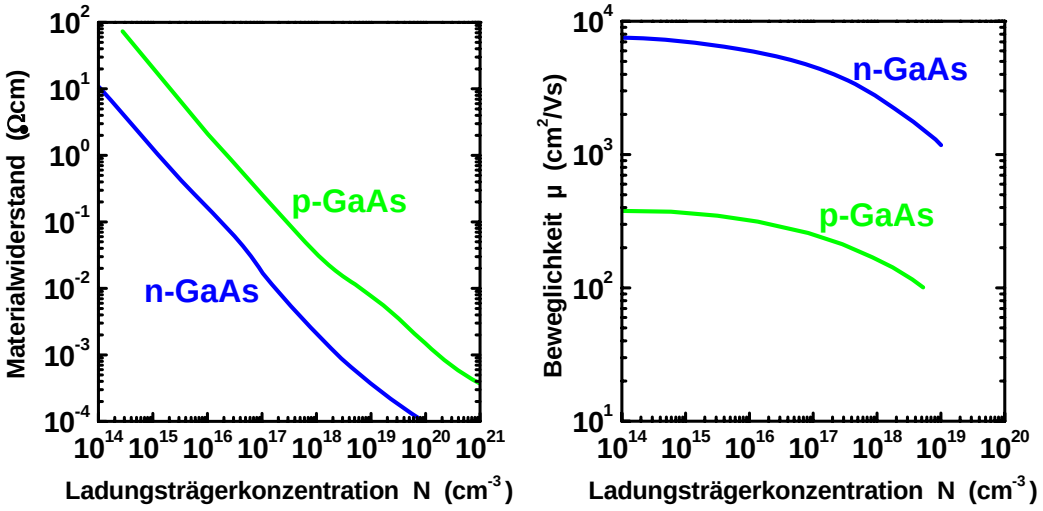


Abb. 2: Abhängigkeit des Materialwiderstandes und der Beweglichkeit von n- bzw. p-dotiertem GaAs von der Ladungsträgerkonzentration (T = 300 K).

Silizium vermehrt auf Arsen-Gitterplätzen eingebaut und wirkt somit als Akzeptor, d.h. elektrisch tritt eine Autokompensation auf, was zu reduzierten Nettokonzentrationen freier Träger führt.

Um zu untersuchen, inwieweit der Effekt der Autokompensation durch angepasste Wachstumsbedingungen zu reduzieren ist, wurde bei Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit die Wachstumstemperatur bei 600 °C bzw. 400 °C konstant gehalten, während das Silizium-Angebot durch das Erhöhen der Silizium-Quellentemperatur sukzessive erhöht wurde. Das V/III-Druckverhältnis, bestimmt mittels der Ionisationsmessröhre am Probenort, $BEP(As_4)/BEP(Ga)$ (BEP= *beam equivalent pressure*), wurde konstant auf 15 eingestellt. Die Wachstumsrate betrug 1,1 µm/h, $BEP(Ga) = 6{,}2 \cdot 10^{-7}$ mbar. Als Substrat diente undotiertes semi-isolierendes (001)-GaAs, gefolgt von einer undotierten 100 nm dicken GaAs Puffer-Schicht, um Strukturdefekte des Substrates zu maskieren. Die Schichtdicke der dotierten Schicht betrug nominell 1,0...2,0 µm. Anschliessend wurden die Schichten mittels Hall-Messungen (Van der Pauw-Methode) charakterisiert. In Abb. 3 ist die Abhängigkeit der effektiven Ladungsträgerkonzentration ($N_{eff} = N_D - N_A$) pro cm^3 in GaAs vom Si Angebot für die beiden Wachstumstemperaturen dargestellt. Mit erhöhter Silizium-Quellentemperatur ($T_{Silizium}$) nimmt die Autokompensation zu, erkennbar

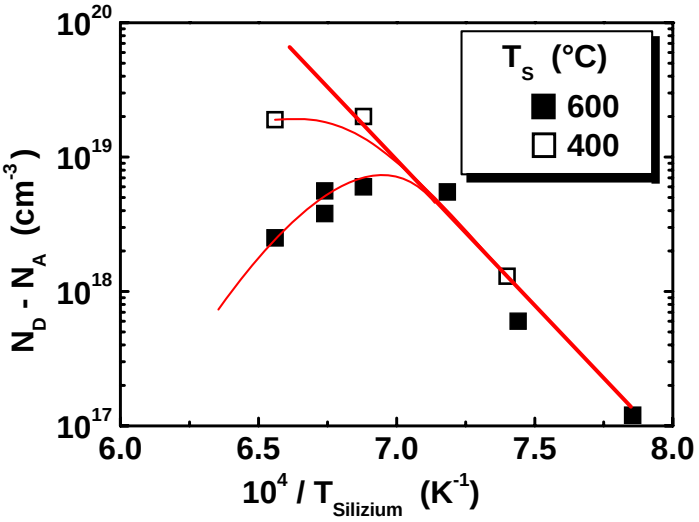


Abb. 3: Mit Hall-Messungen (Van der Pauw - Methode) bestimmte Abhängigkeit der effektiven Ladungsträgerkonzentration bei Raumtemperatur ($N_{eff} = N_D - N_A$) vom wachstumstemperaturbedingten Einbauverhalten von Silizium in GaAs bei homogener Dotierung (■ $T_S = 600$ °C, □ $T_S = 400$ °C).

an dem Abweichen von der eingezeichneten Gerade in Arrhenius-Darstellung. Bei niedrigerer Wachstumstemperatur setzt die Autokompensation erst später ein, und es läßt sich eine höhere effektive Dotierung erzielen (vgl. dazu auch Abb. 4), was auf die bei 400°C höhere effektive Arsen-Bedeckung und damit Blockierung dieser Plätze für Silizium-Einbau zurückzuführen ist.

Es wird deutlich, dass die homogene effektive Si-Dotierung bei etwa $2{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ ihr Maximum erreicht, wenn die Wachstumstemperatur $\leq 400\,°\mathrm{C}$ beträgt. Trotz höchster Dotierung ist die Ladungsträgerbeweglichkeit in diesen Schichten mit ca. $\mu_n = 550\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{V{\cdot}s}$ vergleichsweise hoch (vgl. Abb. 5). Eine Abnahme der Materialqualität durch das Absenken der Wachstumstemperatur auf 400 °C konnte nicht beobachtet werden (vgl. dazu auch Kapitel 3.3).

Bei Silizium dotiertem AlGaAs besteht zusätzlich das Problem der unzureichenden Aktivierung des eingebauten Siliziums. Die Aktivierungsenergie der Dotanden ist stark vom Aluminium-Anteil abhängig. So kommt es, dass bei konstantem Siliziumeinbau bei Raumtemperatur nur ein Bruchteil der Dotanden elektrisch aktiv ist, s. Abb. 6 nach Referenz [Salmon 84], die mit eigenen Messpunkten erweitert wurde. Die nominelle Dotierung liegt in allen Fällen bei etwa $1{,}0 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, was mittels SIMS-Messungen bestätigt wurde (der Matrixeffekt wurde korrigiert, der Meßfehler beträgt ±10 %).

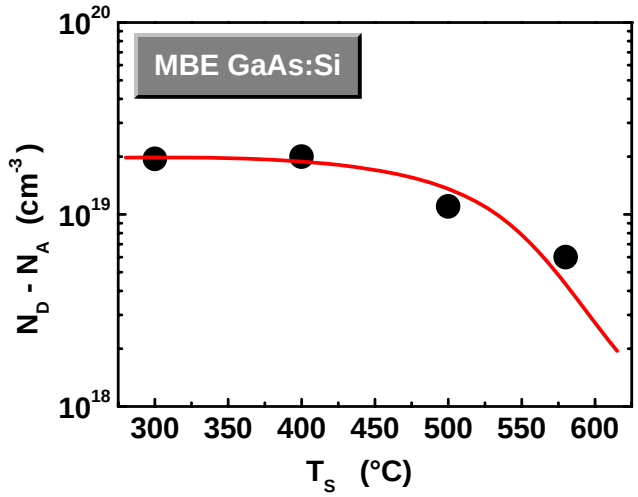


Abb. 4: Mittels Hallmessungen (Van der Pauw - Methode) bestimmte maximal erreichbare effektive Ladungsträgerkonzentration in GaAs bei (angepaßt hoher) konstanter homogener Silizium-Dotierung in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur.

Die Abnahme der Anzahl effektiver Ladungsträger mit zunehmenden Al-Gehalt führt zu einer reduzierten Leitfähigkeit. Dies muss beim Design berücksichtigt werden, d.h. die nominelle Dotierung muß ggf. entsprechend erhöht werden, oder es ist eine andere Materialkomposition (entweder Aluminium-ärmer oder -reicher) zu wählen.

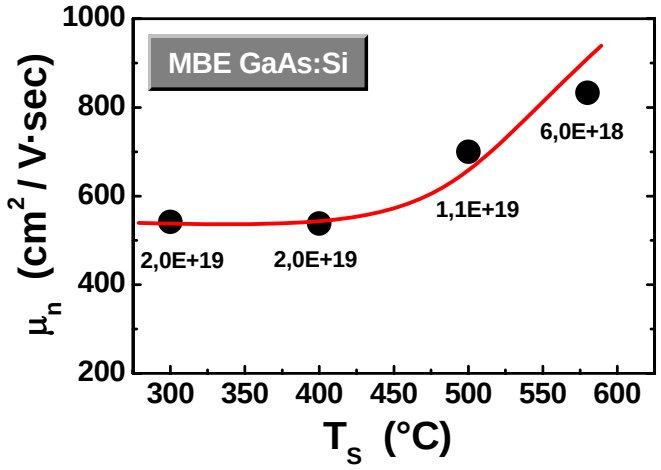


Abb. 5: Abhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit von Silizium-dotiertem GaAs von der Wachstumstemperatur bei den ermittelten freien Trägerkonzentrationen (konstante Si-Konzentration).

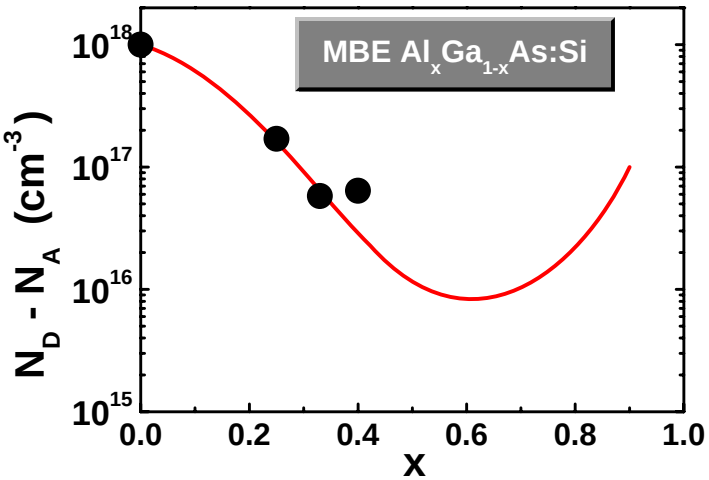


Abb. 6: Mit Hall-Messungen (Van der Pauw - Methode) bestimmte Abhängigkeit der effektiven Ladungsträgerkonzentration $N_A - N_D$ von Silizium-dotierten $Al_xGa_{1-x}As$ in Abhängigkeit von der Zusammensetzung x des Mischkristalles (Nom. Dotierhöhe 1,0E+18 cm^{-3}, $T_S = 600\,°C$).

2.3 Hohe p-Dotierung von MBE-gewachsenem $Al_xGa_{1-x}As$ mit Beryllium

Der Zusammenhang zwischen der Ladungsträgerkonzentration und dem Materialwiderstand ist nach [Sze 81] in Abb. 2 dargestellt. Die große effektive Masse der Löcher im Vergleich zu Elektronen führt zu einer reduzierten Beweglichkeit und somit zu einem etwa zehnfachen Widerstand bei gleicher Dotierhöhe.

Für die p-Dotierung wird in der MBE Beryllium verwendet. Im Gegensatz zu Silizium gibt es bei Beryllium keine Probleme mit der Aktivierung in $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristallen. Man kann bei Raumtemperatur stets von vollständig ionisierten Atomen ausgehen. Ein Nachteil von Beryllium ist jedoch der hohe Diffusionskoeffizient und eine nicht zu vernachlässigende Löslichkeitsgrenze in aluminiumhaltigen Schichten. Um diese maximale Dotierhöhe für binäres AlAs zu untersuchen, wurden sukzessive auf einem undotierten (100) GaAs-Substrat eine Schichtenfolge mit 400 nm GaAs, 400 nm AlAs und schliesslich 200 nm GaAs bei 580 °C gewachsen. Bei der ersten Probe wurde das Be-Dotierstoffangebot während der Epitaxie konstant auf $5{,}0 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ gehalten. Um Diffusion und Segregation des Beryllium festzustellen, wurden anschliessend SIMS-Messungen durchgeführt (Meßfehler ±10 %). Abb. 7 (a) zeigt klar, dass der Beryllium-Gehalt im AlAs deutlich niedriger ist als im umgebenden GaAs. Die Erhöhungen des Beryllium-Signals im GaAs deuten auf eine Segregation und Diffusion des Berylliums vom AlAs-Bereich in das GaAs hin, wo die Löslichkeitsgrenze höher ist. Auffallend ist eine Zunahme des Beryllium-Signals im AlAs-Bereich in Richtung Substrat, was typisch für Segregationsprozesse ist. Das Dotierniveau reicht von etwa $2{,}0 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ bis $8{,}0 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Bei einer weiteren Probe wurde das Dotierstoffangebot während der Epitaxie des AlAs auf $5{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ erhöht und im GaAs wie zuvor auf $5{,}0 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ belassen. Beryllium zeigt auch in diesem Fall das gleiche Verhalten, nur liegt hier nun die Löslichkeit etwas höher (Abb. 7 (b), $5{,}0 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ bis $2{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$). Ein Großteil der erhöhten Dotierstoffkonzentration im AlAs diffundiert aus und lagert sich im umgebenden GaAs heterostrukturseitig an. Einen

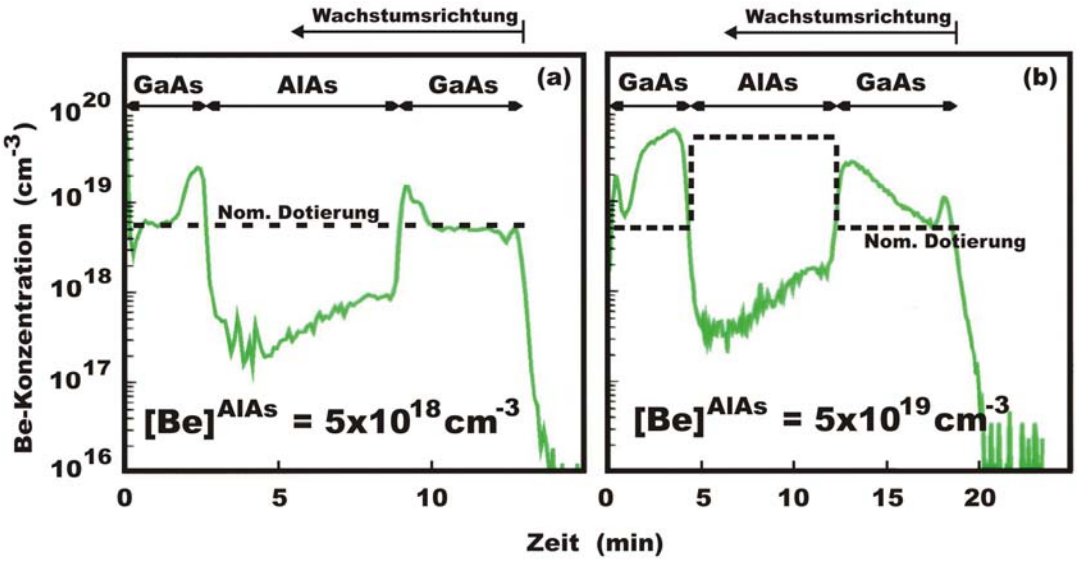


Abb. 7: SIMS-Messungen (Beryllium-Verteilung) an bei $T_S = 580\,°C$ gewachsenen GaAs/AlAs/GaAs-Schichtsystemen. Gestrichelte Linie: nominelle Dotierung; **a)** konstant $5{,}0 \cdot 10^{18}\,cm^{-3}$ dotierte Struktur und **b)** in der AlAs-Schicht auf $5{,}0 \cdot 10^{19}\,cm^{-3}$ erhöhte Dotierung der Struktur.

deutlichen Effekt sieht man jedoch erst bei der Reduzierung der Wachstumstemperatur: durch das Absenken auf $T_S = 400\,°C$ ist es gelungen, die Diffusion und Segregation des Berylliums im AlAs zu reduzieren, und so eine ähnlich hohe Dotierung wie im GaAs zu erzeugen. Abb. 8 zeigt das Ergebnis eines mit $5{,}0 \cdot 10^{18}\,cm^{-3}$ homogen Beryllium dotierten Schichtensystems. Durch das Absenken der Wachstumstemperatur konnte die Löslichkeitsgrenze des Berylliums im AlAs deutlich erhöht werden. Es verbleibt jedoch noch eine gewisse Inhomogenität der Be-Konzentration in AlAs im SIMS-Profil. Dies zeigt, dass die Beweglichkeit des Berylliums durch das Absenken der Wachstumstemperatur stark reduziert wurde, aber es immer noch zu einer Akkumulation von Be an GaAs-Grenzflächen kommt.

Den SIMS-Messungen ist zu entnehmen, dass GaAs eine höhere Löslichkeit für Beryllium als AlAs besitzt. Um die maximal mögliche Dotierhöhe zu untersuchen, wurden bei der niedrigen Wachstumstemperatur von $T_S = 400\,°C$ Proben gewachsen, bei denen das Dotierstoffangebot durch das Erhöhen der Beryllium-Quellentemperatur sukzessive gesteigert wurde. Anschliessend wurde die effektive

Ladungsträgerkonzentration ($N_{eff} = N_A - N_D$) mittels Hall-Mesungen ermittelt. Ab einer gewissen Quellentemperatur bzw. ab einem hohen Dotierstoffangebot ist die maximale effektive Ladungsträgerkonzentration erreicht, erkennbar an der Abweichung von der Geraden in Arrhenius-Darstellung in Abb. 9. Die bei einer Wachstumstemperatur von 400 °C ermittelte optimale homogene Beryllium-Dotierung in GaAs beträgt ca. $1{,}0 \cdot 10^{20}$ cm^{-3}.

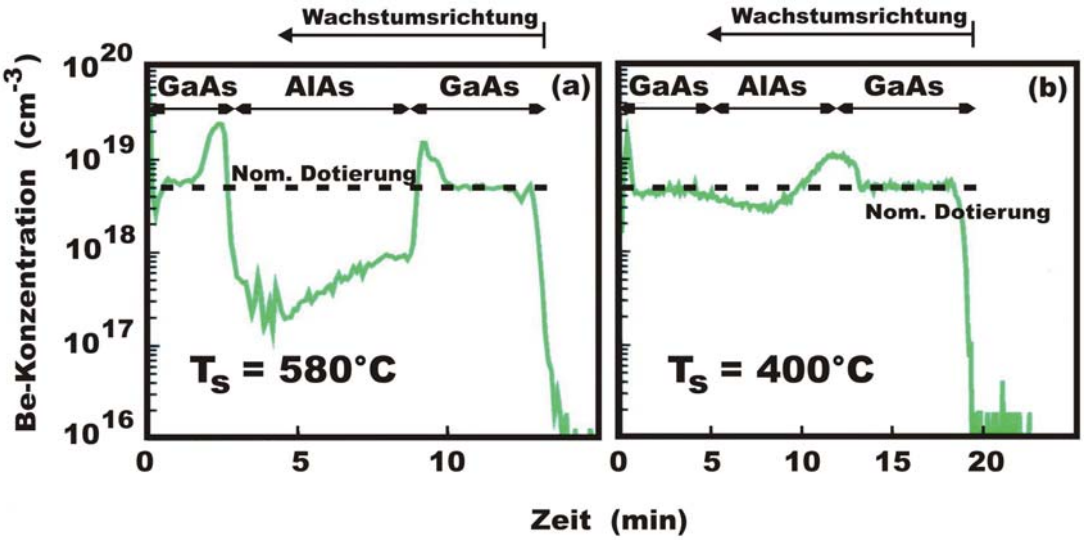


Abb. 8: SIMS-Messungen (Beryllium-Verteilung) an GaAs/AlAs/GaAs Schichtsysthemen, die bei **a)** 580°C und **b)** 400°C mit einer nominellen Dotierung von $5{,}0 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} gewachsen wurden.

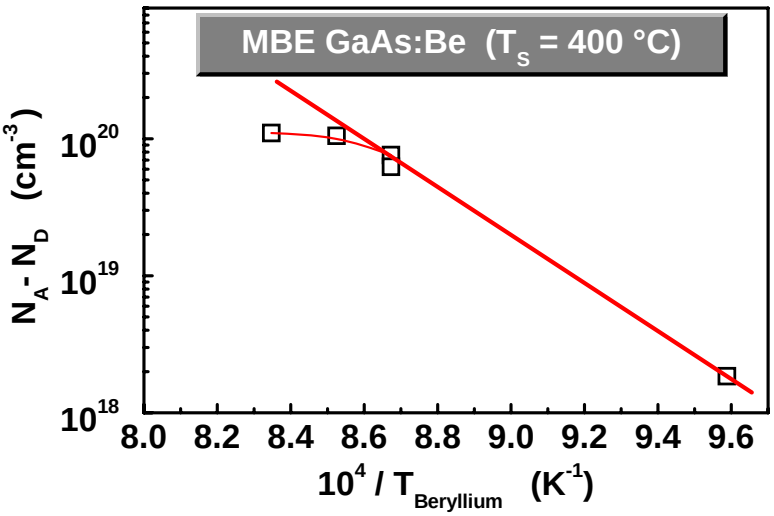


Abb. 9: Mit Hall-Messungen (Van der Pauw - Methode) bestimmte Abhängigkeit der effektiven Ladungsträgerkonzentration $N_A - N_D$ bei Raumtemperatur von Beryllium-dotiertem bei T_S = 400 °C gewachsenem GaAs.

3. Spiegel für vertikal emittierende Sendedioden

Der Hauptunterschied von vertikal emittierenden Sendedioden zu Kantenemittern ist, dass das Licht nicht an Spaltkanten oder ähnlichen Facetten sondern durch die Wafer-Oberfläche oder -Rückseite, d.h. vertikal zur Schichtebene ausgekoppelt wird. Um die Effizienz senkrecht zur Oberfläche zu erhöhen, besitzen vertikale Emitter interne Spiegel, um zum einen die Photonen, die sonst durch Absorption verloren gingen, in die gewünschte Richtung zu reflektieren, und um durch Vielfachreflexion die optische Verstärkung durch Mehrfachdurchlauf durch den dünnen verstärkenden Bereich zu erhöhen, vgl. dazu Abb. 10.

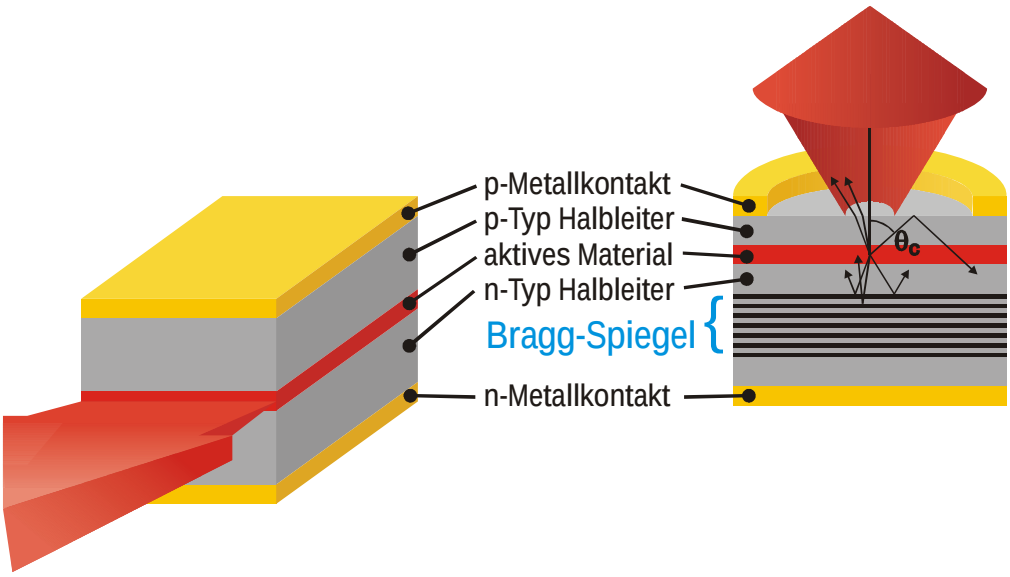


Abb. 10: Schematischer Vergleich der Emissionscharakteristik von Kantenemittern (links) und Vertikalemittern (rechts).

So kommt es, dass vertikal emittierende Strukturen ein kreissymmetrisches Abstrahlverhalten besitzen (der Abstrahlwinkel ist aufgrund von auftretender Totalreflektion ab dem Winkel Θ_C limitiert), wohingegen das Abstrahlverhalten von Kantenemittern in Abhängigkeit der eingesetzten Materialien sowie der Stromzufuhr ein mehr oder weniger elliptisches Profil ist.

Spiegel können z.B. monolithisch in das Bauelement durch das Wachsen geeigneter Schichten integriert werden, oder sie können nachträglich z.B. durch Sputtern verschiedener Materialien aufgetragen werden. Für vertikale Emitter kommen im wesentlichen drei Arten von Spiegeln zum Einsatz:

i) Metallische Spiegel
   a) Gold (Aluminium, Silber)

ii) Bragg-Spiegel
   a) Dielektrische Spiegel, z.B. SiO_2/TiO_2
   b) Halbleiterspiegel, im Bauelement integriert

Jede Spiegelart hat einen direkten Einfluß auf das Design und auf die Charakteristik des gewünschten Bauelementes und folglich eigene Vor- und Nachteile.

3.1 Goldspiegel für Vertikalemitter

Gold konnte sich als Spiegelmaterial gegenüber Aluminium bzw. Silber durchsetzen, da es unempfindlicher gegenüber Umwelteinflüssen ist und keines zusätzlichen Schutzes bedarf. Die wesentlichen Vor- und Nachteile eines Goldspiegels sind wie folgt:

- ⊕ Bereits eine dünne Goldschicht (einige 10nm dick) erzeugt eine relativ hohe Reflektivität (ca. 98% für Wellenlängen > 1µm)
- ⊕ Extrem breites Stoppband
- ⊕ Gute thermische und elektrische Leitfähigkeit; kann gleichzeitig als Spiegel, als Metall-Halbleiterkontakt und als Wärmesenke genutzt werden
- ⊖ Die Reflektivität ist auf maximal 98% limitiert; ein alleiniger Goldspiegel reicht daher für VCSEL nicht aus. Üblicherweise wird ein Goldspiegel mit einem Halbleiterspiegel kombiniert

Die Reflexion an der Grenzfläche zwischen einem absorptionsfreien (z.B. Luft, Halbleiter) und einem absorbierenden Medium (z.B. Gold) kann aus den Fresnelschen Formeln berechnet werden. Man berücksichtigt die Absorption, indem

man den reellen Brechungsindex n formal durch den komplexen Brechungsindex ersetzt,

$$\underline{n} = n - ik \,. \tag{07}$$

So erhält man für das Reflexionsvermögen R den Ausdruck

$$R = \frac{(n_0 - n_1)^2 + k_1^2}{(n_0 + n_1)^2 + k_1^2} \,. \tag{08}$$

Dabei ist n_0 die Brechzahl des absorptionsfreien Mediums, und n_1 und k_1 sind die Brechzahl bzw. der Extinktionskoeffizient des absorbierenden Mediums. Die Werte für Gold sind der Referenz [Palik 85] entnommen (s. Abb. 11 (a)), und nach obiger Formel wurde die Reflektivität von Luft und GaAs zu Gold berechnet, s. Abb. 11 (b). Die hohe Reflektivität an einer Luft/Gold-Grenzschicht wurde durch eine Messung in einem Bereich von 800 nm bis 2000 nm mittels eines geeichten Reflexionsspektrometers *Lambda 19* der Firma Perkin Elmer bestätigt. Durch Absorptionsverluste (vgl. Extinktionskoeffizient k von Gold) beträgt die durchschnittliche Reflexion zwischen 800 nm und 2000 nm von GaAs aus zu Gold etwa 93 %.

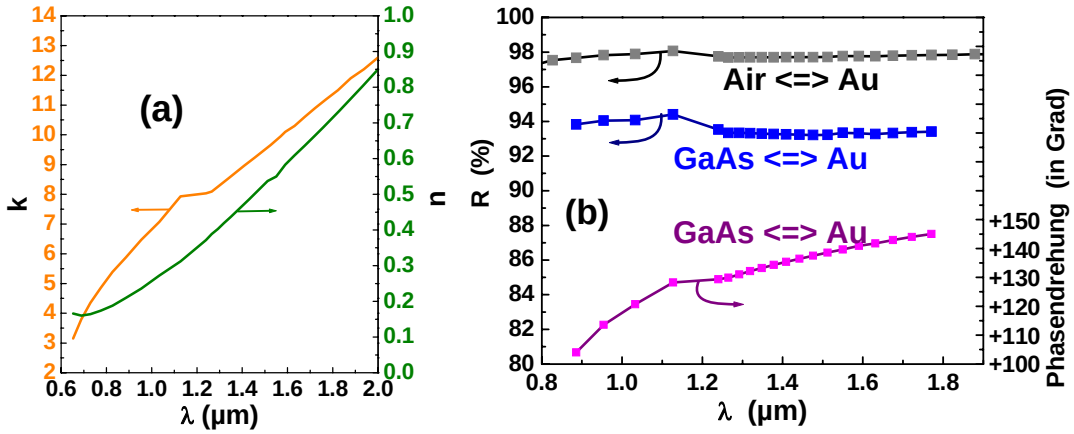


Abb. 11: **a)** Extinktionskoeffizient k und Brechzahl n von Gold, **b)** Reflexion von Luft zu Gold und GaAs zu Gold und die damit verbundene Phasendrehung in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Aus Gl. (08) ist ersichtlich, das das Reflexionsvermögen bei steigender Brechzahl des absorptionsfreien Mediums abnimmt. Dieses Verhalten ist für GaAs, das hier als absorptionsfrei angenommen wird, in Abb. 11 (b) dargestellt. Zusätzlich erfährt die eintreffende Welle durch die Reflexion an Gold einen Phasensprung. Sollte z.B. ein VCSEL-Design eine Kombination aus Bragg-Spiegel und Goldspiegel erhalten, so ist dieser Phasensprung durch eine angepasste Schichtdicke des Halbleitermaterials zu berücksichtigen. Der Phasensprung ϕ ergibt sich in Analogie zu Gl. (08) zu

$$tg\phi = \frac{2n_0 k_1}{n_0^2 - n_1^2 - k_1^2}, \quad \text{mit } \phi = \phi \pm \pi \,. \tag{09}$$

Da Lösungen zu ϕ mit $\phi = \phi \pm \pi$ exisieren, muß Gl. (09) wie folgt zerlegt werden:

$$re^{i\phi} = \frac{r_Z e^{i\phi_Z}}{r_N e^{i\phi_N}} = \frac{n_0 - n_1 + ik_1}{n_0 + n_1 - ik_1} \quad , \quad \phi_{N,Z} = \begin{array}{l}\text{Phasensprung des Nenners} \\ \text{bzw. des Zählers}\end{array} \tag{10}$$

Stellt man nun $r_Z e^{i\phi_Z}$ und $r_N e^{i\phi_N}$ in der komplexen Zahlenebene dar, so ergibt sich für den Phasensprung

$$\phi = \phi_Z + \phi_N \,. \tag{11}$$

Der Phasensprung für einen GaAs-Gold-Übergang ist für den Wellenlängenbereich von 850 nm bis 1800 nm in Abb. 11 (b) dargestellt, er nimmt von +105° bis +145° zu.

Für das Design von vertikalen Emittern mit Goldspiegel sind gewisse technologische Probleme zu beachten. Zum einen haftet Gold nicht gut auf glatten Halbleiteroberflächen und zum anderen kann das Gold, je nach Methodik des Auftragens, Spannungen erzeugen, die für das Bauelement nicht unerheblich sein können. Dies gilt insbesondere für galvanisiertes Gold, bei dem ein nachträgliches Tempern bei 250 °C für 15 min nötig ist, um die Verspannung um bis zu 80 % zu reduzieren.

Um die Haftung von Gold auf Halbleitermaterial oder Dielektrika zu verbessern, wird häufig zuvor 3 – 5 nm dick Titan aufgedampft. Das Reflexionsvermögen eines GaAs/Titan-Überganges beträgt allerdings nur etwa 1/5 bis 1/4 im Vergleich zu

GaAs/Gold. Deswegen muß das haftvermittelnde Titan so dünn wie möglich sein. Am günstigsten wäre es, wenn lediglich vereinzelte Titan-Cluster aufgetragen werden. Das läßt sich durch geeignete Aufdampfbedingungen erzielen: entweder, das Titan wird gesputtert, oder es wird eine sehr hohe Primärenergie des Titan-verdampfenden Elektronenstrahls gewählt. In Abb. 12 ist das Ergebnis eines solchen optimierten Verfahrens zu sehen. Zuerst wurde eine glatte Oberfläche (Glass) ausgewählt, und anschließend wurde durch eine Gitterschattenmaske mit 25 µm Stegbreite insgesamt 3 nm Titan aufgedampft. Die AFM-Messung zeigt, dass in der Tat in den unbedeckten Feldern keine einheitliche Titanschicht sondern Titan-Cluster mit einer Höhe bis zu 25 nm abgeschieden wurden. Gemittelt über die Fläche eines Feldes ergibt sich eine Schichtdicke von 3 nm.

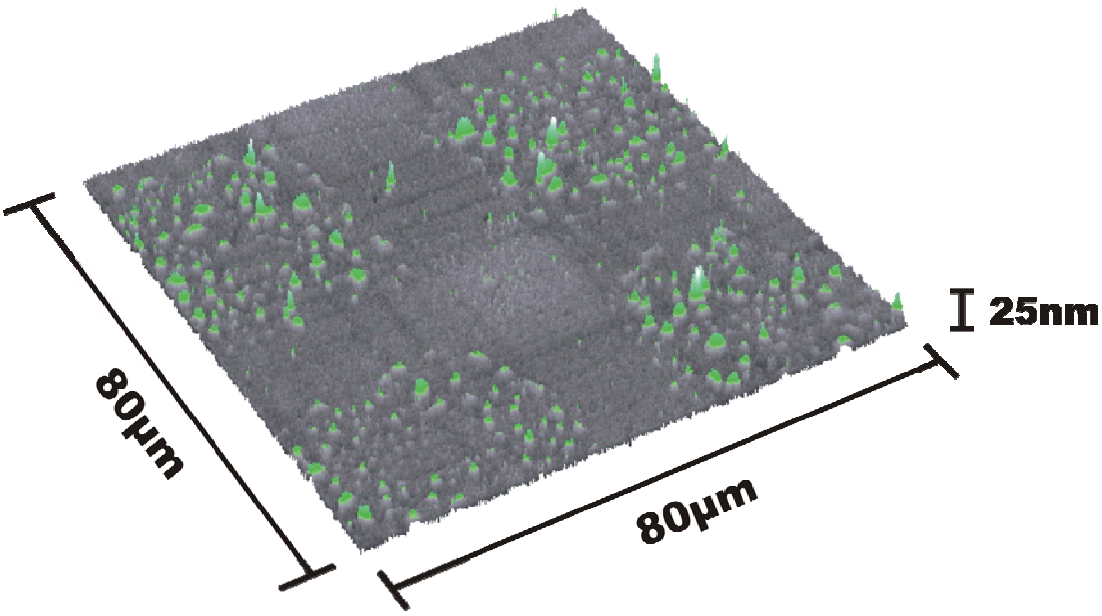


Abb. 12: AFM-Aufnahme eines im Mittel mit 3 nm dicken Titanschicht durch eine Schattenmaske bedampften Glasträgers.

3.2 Bragg-Spiegel für Vertikalemitter

Gerade VCSELs benötigen aufgrund der kleinen Verstärkungslänge des aktiven Mediums sehr hohe Reflektivitäten um ausreichende Verstärkung zu erhalten. Die maximale Verstärkung in einem VCSEL mit 3x $In_{0,2}Ga_{0,8}As$ Quantenfilmen als aktivem Material beträgt bei angemessenen Pumpströmen pro Umlauf etwa 1%. Wenn daher ein differentieller Wirkungsgrad von 50 % gewünscht wird, d.h. dass 50 % des generierten Lichtes als optische Ausgangsleistung zur Verfügung stehen sollen, muss der Auskoppelspiegel eine Transmission von 0,5 % haben. Damit dürfen die übrigen Verluste (Absorptionsverluste in der Kavität, Verluste durch den nicht 100 % reflektierenden rückseitigen Spiegels sowie Streuverluste etc.) maximal 0,5 % betragen. Dadurch machen Spiegel mit Reflektivitäten niedriger als 99 % keinen Sinn.

Metallspiegel sind aufgrund ihres absorbierenden Verhaltens auf Reflektivitäten $< 98\,\%$ limitiert. Die einzigen Spiegel, die die nötigen hohen Reflektivitäten liefern, sind Übergitter dielektrischer Schichten mit alternierend hohem und niedrigem Brechungsindex. Diese Art von Spiegel wird üblicherweise als Bragg-Spiegel (*Distributed Bragg Reflector*, DBR) bezeichnet, da die maximale Reflexion unter der Bragg-Bedingung auftritt. Zur Analyse der Reflektivität solcher Vielfachschichtstrukturen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Programm implementiert (s. Quelltext im Anhang), dass auf der gängig verwendeten Transfer-Matrix-Methode basiert, wodurch die Reflexionen an den individuellen Schichten in Form von Matritzenoperationen berücksichtigt werden. Durch einfache analytische Formeln läßt sich schnell und einfach die maximal zu erwartende Reflektivitität solcher DBRs errechnen.

Die maximale Amplitudenreflektivität wird durch den Einsatz von $\lambda / 4n_i$-dicken Schichten erreicht [Coldren 94] (n_i = Brechzahl der i-ten Spiegelschicht), wodurch sich direkt die reale (geometrische) Dicke der Schichten bei der gewünschten Designwellenlänge ergibt. Gesucht ist die Reflektivität eines Spiegelstapels mit m identischen Perioden. Jede dieser Perioden besteht aus genau einem Schichten-Paar,

wobei die eine Schicht einen hohen (n_h) und die andere Schicht eine niedrige Brechzahl (n_l) hat. Das Schichtsystem hat damit *2m* Schichten. Werden Absorptions- und Streuverluste vernachlässigt, so ergibt sich die gesuchte (maximale) Amplitudenreflektivität $r_{\max}$ und die gesuchte Gesamtreflektivität R für Photonen, die im Medium mit hoher Brechzahl erzeugt werden, zu

$$r_{\max} = \frac{1-\left(\frac{n_l}{n_h}\right)^{2m}}{1+\left(\frac{n_l}{n_h}\right)^{2m}} \approx \tanh\left(\frac{m\Delta n}{\overline{n}}\right), \qquad R = r_{\max}^2 \tag{12}$$

mit

$$\Delta n = \left(n_h - n_l\right), \quad \overline{n} = \left(n_l + n_h\right)/2 \tag{13}$$

Dies gilt unter der Annahme, das das Medium, dass den Spiegel umgibt, eine Brechzahl zwischen n_l und n_h hat.

Grundsätzlich wird erwünscht, Spiegel hoher Reflektivität bei gleichzeitig niedriger Periodenzahl zu erzeugen. Dafür sprechen u.a. folgende Gründe:

- Geringerer Materialverbrauch $\Rightarrow$ niedrigere Herstellungskosten
- Bessere elektrische Leitfähigkeit im Falle dotierter Spiegel, da es weniger Grenzflächen und somit Heterobarrieren bzw. Valenz- und/oder Leitungsbanddiskontinuitäten gibt
- Bessere thermische Leitfähigkeit
- Einfachere technologische Prozessierung durch die geringere Strukturhöhe

An Gl. (12) läßt sich erkennen, dass der Brechzahlunterschied der pro Periode verwendeten Materialien so gross wie möglich sein sollte, wenn eine hohe Reflektivität mit einer geringen Periodenzahl erzielt werden soll. Die Brechzahlen bei Raumtemperatur ($T = 300\,\mathrm{K}$) der in dieser Arbeit verwendeten Materialien bei typischen Wellenlänge sind in Tab. 2 aufgeführt.

Wird als Basis des zu wachsenden Materialsystems GaAs verwendet, so werden typischerweise GaAs/AlAs-Spiegelpaare gewählt. Wird das AlAs zu Al_2O_3 oxidiert, so erhält man Spiegel mit einem sehr großen Brechungsindexunterschied, so dass

Reflektivitäten von über 99 % bereits mit nur 4 Spiegelpaaren realisierbar sind. In Kapitel 5 wird genauer auf Oxidspiegel eingegangen und es werden u.a. die Vor- und Nachteile diskutiert.

In Kapitel 3.3 wird gezeigt, dass es für einen optimalen elektrischen Widerstand eines z.B. n-dotierten (p-dotierten) DBRs von Bedeutung ist, einen möglichst weichen Übergang im Leitungsband bzw. Valenzband zwischen den Schichten, z.B. durch das sog. *Band-Gap-Engeneering*, zu erzeugen. Damit ist der Übergang zwischen den Schichten nicht mehr abrupt, wodurch die optische Reflektivität gemindert wird. Das lässt sich in Gl. (12) dadurch berücksichtigen, dass Δn mit dem Verhältnis des Fourier-Koeffizienten des aktuellen Brechzahlmusters zu dem einer Rechteckwelle multipliziert wird. Wenn z.B. das Brechzahlmuster nicht dem einer Rechteckwelle sondern vielmehr einer Sinuswelle gleicht, ist Δn mit dem Faktor $\pi/4$ zu multiplizieren.

Integriert man in diesen Spiegeln zusätzliche Übergangsschichten, so ist die geometrische und somit auch die optische Schichtdicke größer als die für die Zielwellenlänge benötigte. Dies wird in der Praxis dadurch korrigiert, dass die Dicken der Schichten gleichförmiger Zusammensetzung erniedrigt werden, so dass die optische Dicke wieder $\lambda/4$ beträgt. Die durch die Übergangsschichten reduzierte Reflexion wird durch das Aufbringen einer höheren Periodenanzahl wieder ausgeglichen. Häufig sind ein bis zwei zusätzliche Spiegelpaare ausreichend.

Material	**n** λ=870nm
GaAs	3,701
AlAs	2,983
Al_2O_3	1,612
Si_3N_4	1,978
SiO_2	1,446
TiO_2	2,301

Material	**n** λ=980nm
GaAs	3,523
AlAs	2,954
Al_2O_3	1,610
Si_3N_4	1,974
SiO_2	1,444
TiO_2	2,296

Material	**n** λ=1300 nm
GaAs	3,443
AlAs	2,904
Al_2O_3	1,605
Si_3N_4	1,969
SiO_2	1,439
TiO_2	2,274
InP	3,194
InGaAsP, Q 1.22	3,418

Tab. 2: Brechzahlen der in dieser Arbeit verwendeten Materialien bei den typischen Wellenlängen, bei denen sie eingesetzt werden.

3.2.1 Dielektrische Spiegel

Die wesentlichen Merkmale dielektrischer Spiegel sind:

- ⊕ Maximale erreichbare Reflektivität nahezu 100%
- ⊕ Breites Stoppband
- ⊖ Eine hohe Schichtdickengenauigkeit ist durch den Sputter-Prozess schwer realisierbar
- ⊖ Sie lassen sich nur nachträglich aufbringen
- ⊖ Sie sind elektrisch nicht leitfähig

Für die Herstellung dielektrischer Spiegel wird häufig Siliziumdioxid als niedrigbrechendes Material und Titandioxid als hochbrechendes Material verwendet. Zur Herstellung von Passivierungen bei der Produktion von Bauelementen wird aufgrund ebenfalls stark isolierender Eigenschaften auch Siliziumnitrid eingesetzt. Der Wellenlängenabhängige Brechungsindex n(λ) wird für dielektrische Materialien analog zu [Yamaguchi 91] berechnet. Für Si_3N_4 ergibt sich:

$$n_{Si_3N_4}(\lambda) = \sqrt{\frac{0{,}2829\lambda^2}{\lambda^2 - (365{,}2nm)^2} + 3{,}570} \qquad (14)$$

und für SiO_2 gilt:

$$n_{SiO_2}(\lambda) = \sqrt{\left(\frac{0{,}3806}{\lambda^2 - (178{,}1nm)^2} + \frac{0{,}696}{\lambda^2 - (68{,}4nm)^2} + \frac{0{,}897}{\lambda^2 - (9896nm)^2}\right)\lambda^2 + 1} \qquad (15)$$

Dabei ist die Wellenlänge λ in [nm] einzusetzen. Die Brechzahl von TiO_2 kann durch die praxisgerechte Sellmeier-Dispersionsformel genähert werden:

$$n_{TiO_2}(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{0{,}1884\lambda^2}{\lambda^2 + (859{,}52nm)^2} + \frac{3{,}9257\lambda^2}{\lambda^2 - (220{,}61nm)^2}} \qquad (16)$$

Die Abhängigkeit der Brechzahlen von der Wellenlänge ist in Abb. 13 dargestellt. Für kleinere und größere Wellenlängen als 1,2 µm wird die Brechzahldifferenz zwischen SiO_2 und TiO_2 größer, d.h. bei gleicher Periodenanzahl steigt die Maximalreflexion bei diesen Wellenlängen.

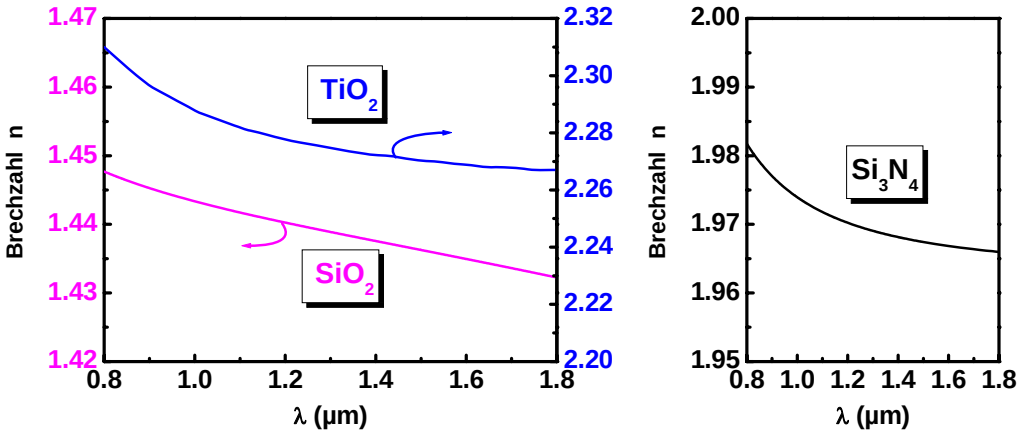


Abb. 13: Abhängigkeit der Brechzahlen typischer in der Halbleiterindustrie verwendeter Dielektrika von der Wellenlänge.

3.2.2 Halbleiterspiegel

Bevor genauer auf Halbleiterspiegeln eingegangen wird, soll eine kurze Übersicht über ihre wesentlichen Eigenschaften solcher Spiegel vorangestellt werden:

- ⊕ Maximale erreichbare Reflektivität nahezu 100%
- ⊕ Hoch-Aluminium-haltige Schichten lassen sich durch gezielte Oxidation zu Al_2O_3-Spiegeln umwandeln ⇒ dann extrem breites Stoppband
- ⊖ Erfordert eine hohe Schichtdickengenauigkeit während des Wachstums (Ausnahme: *Al_2O_3-Spiegel*)
- ⊖ Im Vgl. zu Metallspiegeln schlechte Wärme- und Stromleitung. Die elektrische Leitfähigkeit kann durch geeignete Materialkomposition und Dotierung erhöht werden, jedoch limitiert die Dotierung die maximal erreichbare Reflektivität durch Absorptionsverluste an freien Ladungsträgern. Eine Verbesserung der thermischen Leitfähigkeit ist nur über die Materialkomposition möglich (vgl. Kap. 2.1).

Für ein optimales Design der Halbleiterspiegel ist die genaue Kenntnis der Brechzahlen von $Al_xGa_{1-x}As$ in Abhängigkeit von ihrer Komposition unumgänglich. Soll über einen Spiegel Strom zugeführt werden, so ist eine detaillierte Analyse des Verlaufes des Leitungsbandes bei n-dotierten bzw. des Valenzbandes bei p-dotierten

Spiegeln erforderlich, um durch eine optimale Zusammensetzung und Dotierung der Schichten die entstehenden Banddiskontinuitäten und somit den Serienwiderstand zu reduzieren und den zusätzlichen Spannungsabfall zu minimieren.

Der Brechungsindex von $Al_xGa_{1-x}As$

Ein Modell zur Berechnung der optischen Eigenschaften von AlGaAs-Mischkristallen wurde von [Afromowitz 74] veröffentlicht. Das Modell geht von einem Einfach-Oszillator Modell aus, bei dem der Brechungsindex *n* bei der Photonenergie $E_{h\nu}$ durch

$$n^2 - 1 = \frac{E_0 E_d}{E_0^2 - E_{h\nu}^2} \tag{17}$$

gegeben ist, der aus einer Delta-Funktion-Oszillator der Stärke $\pi E_d / 2$ bei der Energie E_0 resultiert. Im Afromowitz-Modell wird die Absorption als eine quadratische Abhängigkeit von der Photonenenergie über eine gewisse Bandbreite beschrieben, wobei ansonsten die Absorption gleich null ist. Die Kramers-Kronig Beziehung wird benutzt, um den realen Teil der dielektrischen Konstante hinsichtlich der Absorption zu beschreiben. Die Werte der Stärke und Bandbreite der Absorption des quadratischen Modells werden so gewählt, dass sie mit den von GaAs und AlAs bereits bekannten Werten übereinstimmen. Um zwischen den binären Materialien zu interpolieren, wird die Einfach-Oszillator Energie E_0 mit der direkten Bandlücken Energie E_g skaliert, während angenommen wird, dass die Oszillatorstärke E_d eine lineare Funktion des Aluminium Gehaltes *x* sei. Für $0 \le x \le 0{,}45$ ist E_0 die fundamentale Absorptionskante in diesem Material. Damit ergeben sich für die verschiedenen Energien

$$E_0(x) = 3{,}65 + 0{,}871x + 0{,}179x^2 \qquad [E_0] = \text{eV} \tag{18}$$

$$E_d(x) = 36{,}1 - 2{,}45x \qquad [E_d] = \text{eV} \tag{19}$$

$$E_g(x) = 1{,}424 + 1{,}266x + 0{,}26x^2 \qquad [E_g] = \text{eV} \tag{20}$$

Der parabolische Faktor stellt den sog. *bowing Parameter* dar, der die Abweichung zur Linearität angibt. Das resultierende Modell ist:

$$n^2 - 1 = M_1 + M_3 E_{h\nu}^2 + \frac{\eta}{\pi} E_{h\nu}^4 \ln\left(\frac{E_f^2 - E_{h\nu}^2}{E_g^2 - E_{h\nu}^2}\right) \tag{21}$$

mit

$$M_1 = \frac{\eta}{2\pi}\left(E_f^4 - E_g^4\right), \qquad M_3 = \frac{\eta}{\pi}\left(E_f^2 - E_g^2\right) \tag{22}$$

und mit der Absorptionskanten-Grenzenergie E_f und dem quadratischen Absorptionskoeffizienten η

$$E_f = \sqrt{2E_0^2 - E_g^2}\ , \qquad \eta = \frac{\pi E_d}{2E_0^3\left(E_0^2 - E_g^2\right)} \tag{23}$$

Das Reflexionsspektrum wird zumeist bei Photonenenergien unterhalb der Bandlücke des Halbleiters gemessen, da Gleichung (21) einen Pol bei $E_{h\nu} = E_g$ hat. Um für Photonenenergien, die größer als die Bandlücke sind, gültig zu sein, muss sie entsprechend modifiziert werden. Von [Corzine 93] wird vorgeschlagen, einen linearer Anstieg des Brechungsindex oberhalb der Bandlücke zu benutzen. Dies stimmt mit den Messungen von [Casey 78] überein. Demnach wird (Gl. 21) für Photonenenergien $E_{h\nu} > E_{\bar{g}}$ durch

$$n = n\left(E_{\bar{g}}\right) + \frac{0{,}35}{eV}\left(E_{h\nu} - E_{\bar{g}}\right), \qquad E_{\bar{g}} = E_g - 25meV \tag{24}$$

ersetzt. In dieser Arbeit wurde stets dieses Modell zur Berechnung der Brechungsindizes verschiedener $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristalle für das optische Design von Vertikalemittern benutzt. In der Abb. 14 ist die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Materialkomposition über der Wellenlänge dargestellt.

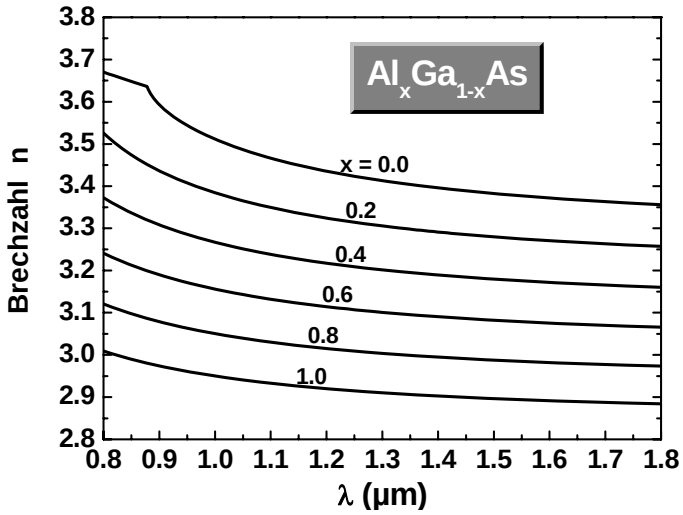


Abb. 14: Brechzahl von verschiedenen $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristallen ($x_{(Al)}$ ist als Parameter angegeben) über der Wellenlänge. Man beachte, dass für Photonenenergien kleiner als die Bandlücke das Modell wechselt, wie in der Grafik für GaAs ($x = 0{,}0$) für $\lambda < 874\,\text{nm}$ zu erkennen ist.

3.3 Dotierte Halbleiterspiegel

Gute elektrische Eigenschaften von Halbleiterspiegeln sind essentiell, da jeder zusätzliche Widerstand und Spannungsabfall einen zusätzlichen Verlust elektrischer Energie bedeutet. Nicht zuletzt limitiert die hierdurch hervorgerufene Erwärmung die Ausgangsleistung des Bauelements bei hohen Injektionsströmen. Wenn sich das Bauelement erwärmt, verkleinern sich die Brechzahlen der verwendeten Materialien auf Grund ihrer reduzierten Bandkante. Dadurch wird u.a. die Resonanzwellenlänge von VCSELs mit ca. 1Å pro Kelvin in Richtung höherer Wellenlängen verschoben. Das Gewinmaximum des aktiven Materiales schiebt allerdings mit 3 - 4 Å pro Kelvin, was zu zunehmender Verstimmung und abnehmender Ausgangsleistung führt.

Bragg-Spiegel benötigen für eine hohe Reflexion alternierende Schichten verschiedener Materialien. Das GaAs/AlAs-Materialsystem ist für diesen Zweck gut geeignet, da es nur einen geringen Unterschied der Gitterkonstanten und trotzdem einen respektablen Brechzahlunterschied aufweist (vgl. Kapitel 2.1 und 3.2.2). Der

Unterschied in den Brechzahlen rührt jedoch von unterschiedlich großen Bandabständen her, wodurch es zu Transportproblemen für die injizierten Ladungsträger in elektrisch gepumpten Bauelementen kommen kann.

In den folgenden Kapiteln wird gezeigt, welche Aspekte beim optimalen Design von p-dotierten und n-dotierten Halbleiterspiegeln im Hinblick auf die zur Dotierung verwendeten Quellenmaterialien Silizium und Beryllium zu berücksichtigen sind.

3.3.1 p-dotierte Bragg-Spiegel

Es ist bekannt, dass ca. 65 % der bestehenden direkten Bandlücke zwischen GaAs und AlAs auf die Diskontinuität des Valenzbandes entfallen. Diese Diskontinuität führt zu einer Barriere für den Ladungsträgertransport, so dass Löcher nicht ungehindert den GaAs-AlAs-Übergang überqueren können. Ein kleines an der AlAs-Seite angelegtes positives Potential reduziert diese Barriere, so dass Löcher vom AlAs zum GaAs fließen können. In der anderen Richtung funktioniert dies jedoch nicht, vgl. Abb. 15, d.h. es findet eine Gleichrichtung durch den Hetero-Übergang statt. In der Praxis bedeutet dies, dass pro Spiegelpaar bzw. bei einem GaAs-AlAs-GaAs-Übergang immer eine Seite in Flußrichtung und die andere in Sperrichtung betrieben wird.

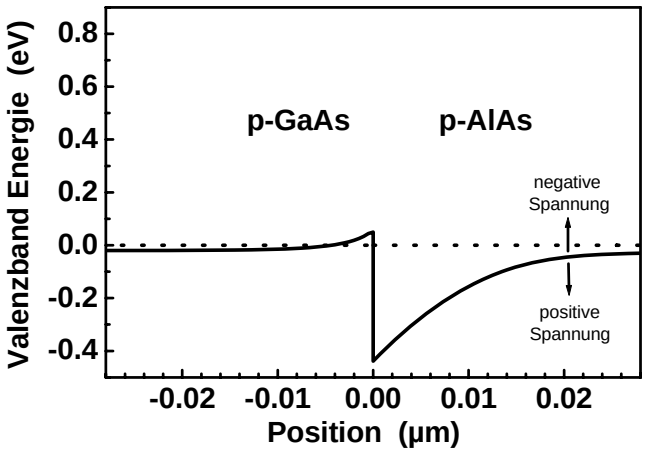


Abb. 15: Verlauf des Valenzbandes eines p-dotierten GaAs/AlAs-Übergangs. Die Banddiskontinuität stellt eine Barriere für den Löchertransport dar.

Wenn Beryllium als Dotand benutzt wird, kommt erschwerend hinzu, dass das Beryllium auf Grund seiner physischen Beweglichkeit in Al(Ga)As auf den GaAs-Seiten des Hetero-Übergangs sich akkumulieren kann (vgl. Abb. 7), wodurch sich die Barriere effektiv verbreitern kann. Durch das Erniedrigen der Wachstumstemperatur konnte dieser Effekt stark reduziert aber nicht gänzlich aufgehoben werden (vgl. die SIMS-Spektren von Abb. 8). Die in Abb. 16 dargestellten SIMS-Spektren der Be-Verteilung zweier Bragg-Spiegel verschiedener Wachstumstemperatur belegen die Übertragbarkeit der Resultate in Kap. 2.3 auch auf komplette DBR-Strukturen. Um zu überprüfen, ob ein Absenken der Wachstumstemperatur einen negativen Einfluß auf die optischen Eigenschaften solch eines Bragg-Spiegels hat, wurden zwei Spiegel mit je 10 Perioden bei unterschiedlichen Temperaturen gewachsen und ihr Reflexionsspektrum aufgenommen. Die maximale Reflexion beider Spiegel ist gleich hoch und beträgt etwa 91%. Der Unterschied in der maximalen Reflexion liegt innerhalb der Messgenauigkeit, d.h. es ist kein optischer Qualitätsunterschied des bei 580 °C und 400 °C gewachsenen Spiegels zu erkennen. Auch mittels XRD konnte kein Unterschied in der Kristallqualität festgestellt werden.

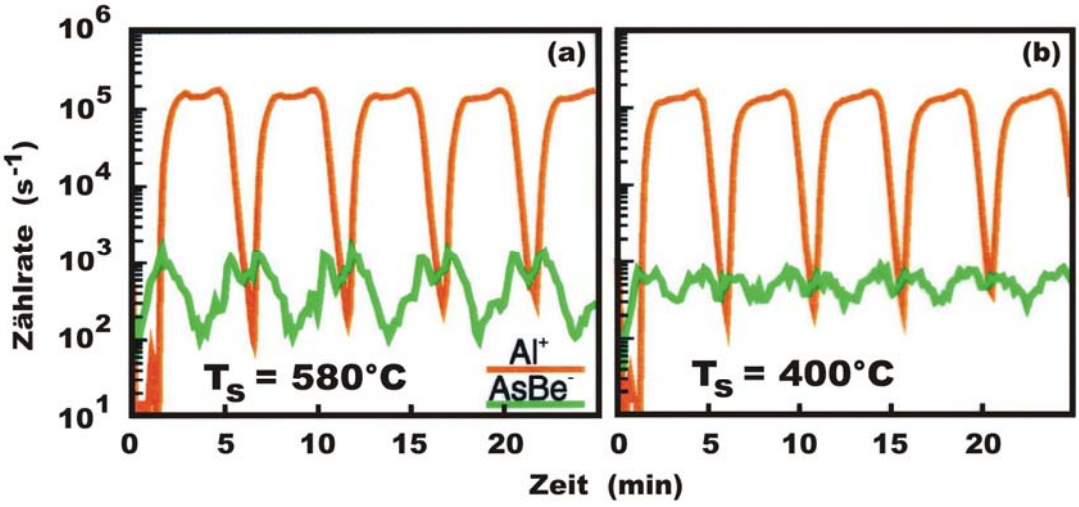


Abb. 16: SIMS-Messungen (Beryllium-Verteilung) an einem GaAs/AlAs-Bragg-Spiegel, der bei **a)** $T_S = 580\,°C$ und **b)** $T_S = 400\,°C$ mit einer nominellen Dotierung von $5{,}0E+18\,cm^{-3}$ gewachsen wurde.

Es gibt im wesentlichen zwei Verfahren, um einen GaAs/AlAs-Heteroübergang zu optimieren:

i) Angepaßte Materialkomposition bzw. -variation

ii) Hohe Dotierung.

Beide Methoden haben aber auch ihre spezifischen Nachteile. Im ersten Fall wird durch geeignete AlGaAs-Zwischenschichten der GaAs-AlAs-Übergang über einige 10nm verbreitert und dadurch geglättet. Dies hat den Nachteil, dass die Spiegelschichten keinen abrupten Brechzahlsprung mehr haben, sodass dadurch die Reflektivität sinkt. Bei einem Spiegel mit 10 Paaren und einstufigen Übergängen, wie er in Abb. 17 gezeigt ist, liegt die maximale Reflexion bei nur 91% anstelle von 96%, die ein Spiegel mit abrupten Übergängen erzeugen würde. Diese läßt sich jedoch einfach durch wenige zusätzliche Spiegelpaare wieder erhöhen.

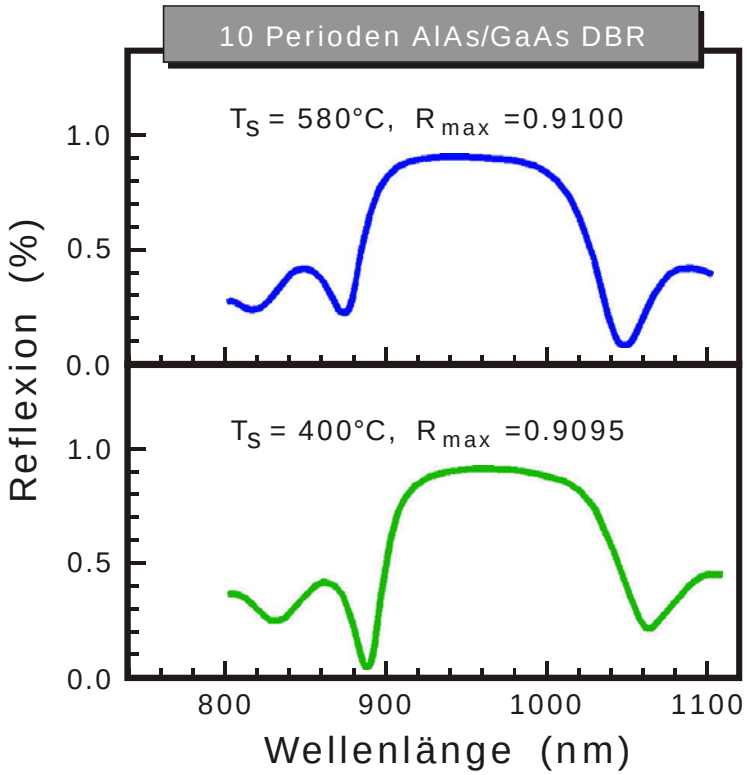


Abb. 17: Reflexionsspektren der in Abb. 16 untersuchten 10-periodigen Bragg-Spiegel.

Das einfachste Verfahren zur Reduzierung des durch Banddiskontinuitäten verursachten elektrischen Widerstandes und Spannungabfalls ist das Erhöhen der Dotierung. Wird eine höhere Dotierung angewendet, so steigt das Ferminiveau der Ladungsträger und die Barriere wird kleiner. In Kap. 2.2 und 2.3 wurde allerdings gezeigt, dass man je nach Dotierstoff auf eine maximale Dotierhöhe limitiert ist (bei der Wachstumstemperatur $T_S = 400\,°C$: GaAs:Si $2{,}0 \cdot 10^{19}\,cm^{-3}$, GaAs:Be $1{,}0 \cdot 10^{20}\,cm^{-3}$). Zum anderen ist zu berücksichtigen, dass gerade im langwelligen Bereich die Absorption durch freie Ladungsträger in p-dotierten Bereichen nicht zu vernachlässigen ist. Ein Teil des zu reflektierenden Lichtes wird absorbiert. Im Unterschied zum Verfahren gradueller Übergange (s.u.) kann diese reduzierte Reflektivität auch durch das Erhöhen der Spiegelschichtenanzahl nicht mehr ausgeglichen werden. Trotzdem kann eine Kombination beider Techniken einen fast idealen elektrischen Übergang zwischen zwei Materialien schaffen.

In Abb. 18 und Abb. 21 sind die Leitungsbandkantenverläufe der mittels Simulation untersuchten Hetero-Übergänge zusammengestellt. Eine Zwischenschicht konstanter Zusammensetzung stellt die einfachste Möglichkeit eines Überganges dar (Abb. 18 A). Solch ein einstufiger Übergang ist für ein MBE-System am einfachsten zu realisieren: wächst man z.B. zuerst AlAs (die Quellen Aluminium und Arsen sind geöffnet), und öffnet dann die Gallium-Quelle, so ergibt sich für diesen Bereich eine AlGaAs-Schicht. Die genaue Zusammensetzung der Schicht hängt dabei von den Wachstumsraten von AlAs und GaAs ab. Sind diese gleich, so erhält man als Übergangsschicht $Al_{0,5}Ga_{0,5}As$. Der Nachteil dieser Methode ist jedoch, dass die Übergangsschicht durch das gleichzeitige Angebot von Aluminium und Gallium mit doppelter Geschwindigkeit wächst. Falls die angebotene Dotierstoffmenge konstant gehalten wird, ist die erzeugte Übergangsschicht nur halb so hoch dotiert wie das binäre Material.

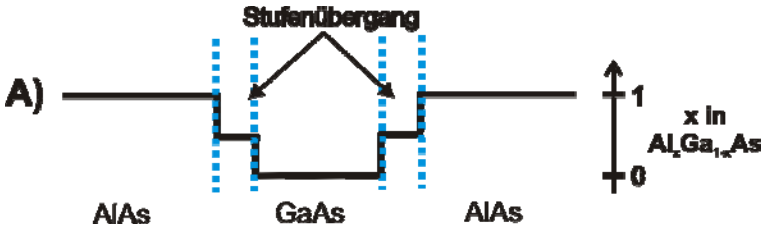


Abb. 18: Schematische Darstellung des zur Simulation verwendeten Stufenüberganges zwischen AlAs und GaAs.

Um Hetero-Übergänge zu simulieren, wurde das Programm *SimWindows* von D.W.Winston [Winston 98] benutzt. Es handelt sich um einen 1D-Löser der Poissongleichung. Ein Nachteil dieses Programmes ist, dass es nicht das Problem der unzureichenden Aktivierung von z.B. Silizium-Dotanden in AlGaAs berücksichtigt (vgl. Kap. 2.2). Stattdessen geht es davon aus, dass stets alle Dotanden ionisiert sind. Wenn also eine AlGaAs-Übergangsschicht mit einer Ladungsträgerdichte von $3{,}0\mathrm{E}+18\,\mathrm{cm}^{-3}$ behandelt wird, bei dieser Materialzusammensetzung jedoch die effektive freie Ladungsträgerkonzentration nur ¼ der Dotierkonzentration entspricht, so ist für diesen Bereich die Dotierung entsprechend auf das vierfache zu erhöhen. Hier wird also nur das bestmögliche Ergebnis der Optimierung diskutiert, dass theoretisch erreichbar ist.

Die hier für die Simulation verwendeten Ladungsträgerdichten sind mit der MBE realisierbar. In Abb. 19 ist der Valenzbandverlauf von 1,5 Spiegelpaaren (AlAs / AlGaAs-Zwischenschicht / GaAs / AlGaAs-Zwischenschicht / AlAs) für verschiedene Al-Konzentrationen der Zwischenschichten dargestellt. Für einzelne 10 nm dicke Übergangsschichten ergibt die Simulation, dass $Al_{0,5}Ga_{0,5}As$ als

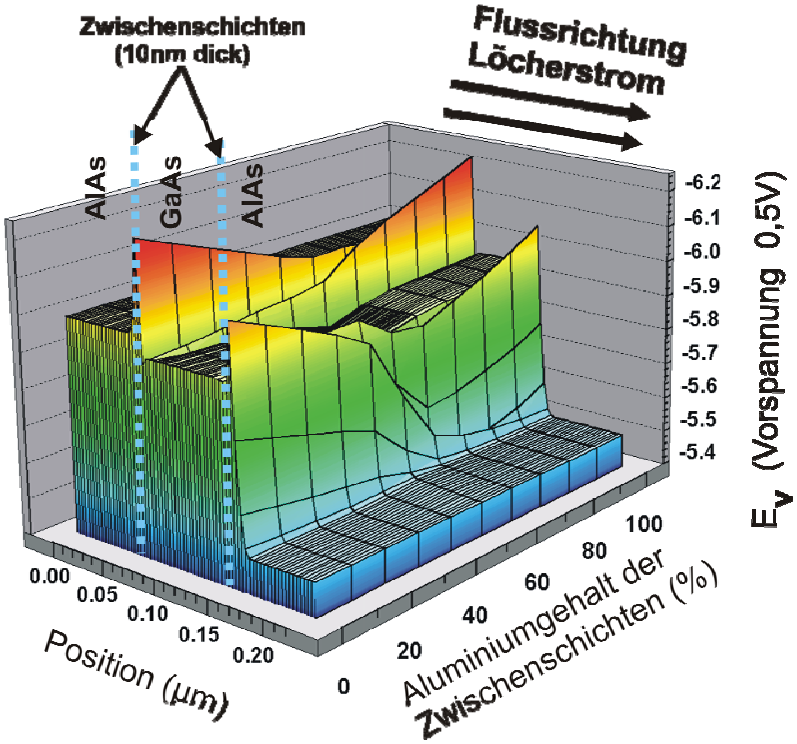


Abb. 19: 3D-Darstellung des Valenzbandverlauf eines p-dotierten AlAs/GaAs/AlAs-Schichtsystems (1,5 Spiegelpaare), das einstufige Übergänge (10nm Zwischenschichten) mit unterschiedlichem Aluminium-Anteil besitzt.

Übergangschicht zu favorisieren ist, denn hier finden die Löcher die niedrigsten Barrieren vor. In Abb. 20 ist die theoretisch maximal erreichbare Stromdichte für verschiedene Al-Konzentrationen dieser Zwischenschichten dargestellt. Für $Al_{0,5}Ga_{0,5}As$ Zwischenschichten ergibt sich ein Maximum der Stromdichte.

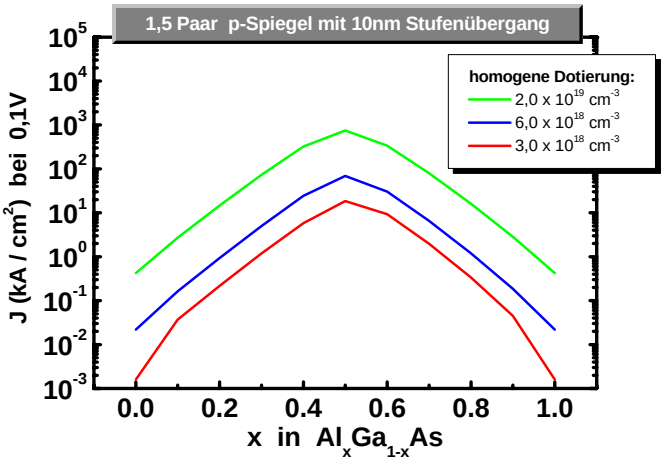


Abb. 20: Maximal erreichbare Stromdichte pro Spiegelpaar bei einer Vorspannung von 0,1 Volt in Abhängigkeit von der Al-Konzentration der einstufigen 10 nm dicken Zwischenschicht eines AlAs/GaAs/AlAs-Schichtsystems, dargestellt für drei verschiedene homogene p-Dotierungen.

Andere Übergangskompositionsprofile, die z.B. linear oder parabolisch verlaufen (Abb. 21 B1...3), sind mit der MBE nur schwierig realisierbar, da die einzelnen Quellentemperaturen angepasst werden müssen, und diese sich nur relativ träge steuern lassen. Wachstumspausen, die zum Einschwingen der benötigten Quellentemperaturen dienen, sind für ein reproduzierbares Wachstum unumgänglich. Eine Alternative bietet der *Digitale Übergang* (Abb. 21 C). Statt Flüsse bzw. Temperaturen zu steuern, werden hier in sehr kurzen zeitlichen Abständen die einzelnen Blenden der Aluminium- und Galliumquelle abwechselnd geöffnet und geschlossen. So wird ein Übergitter in Monolagendicke erzeugt, dass sich gegenüber den Ladungsträgern wie ein AlGaAs-Mischkristall verhält. Dies ist dann der Fall, wenn die einzelnen Schichtdicken klein genug sind und die Ladungsträger eine hinreichend große Tunnelwahrscheinlichkeit besitzen, um durch die Barrieren tunneln zu können. Auf diese Weise lassen sich beliebige Materialzusammensetzungen erzeugen, und die so erzeugten Übergänge sind gut reproduzierbar. Ihr Nachteil ist jedoch, dass sie für die mechanischen Blenden der MBE eine hohe mechanische Belastung bedeuten, da allein für einen Spiegel mehrere hundert Blendenbewegungen nötig sind. Aus diesem Grund wird diese Technik an MBE-Anlagen kaum eingesetzt.

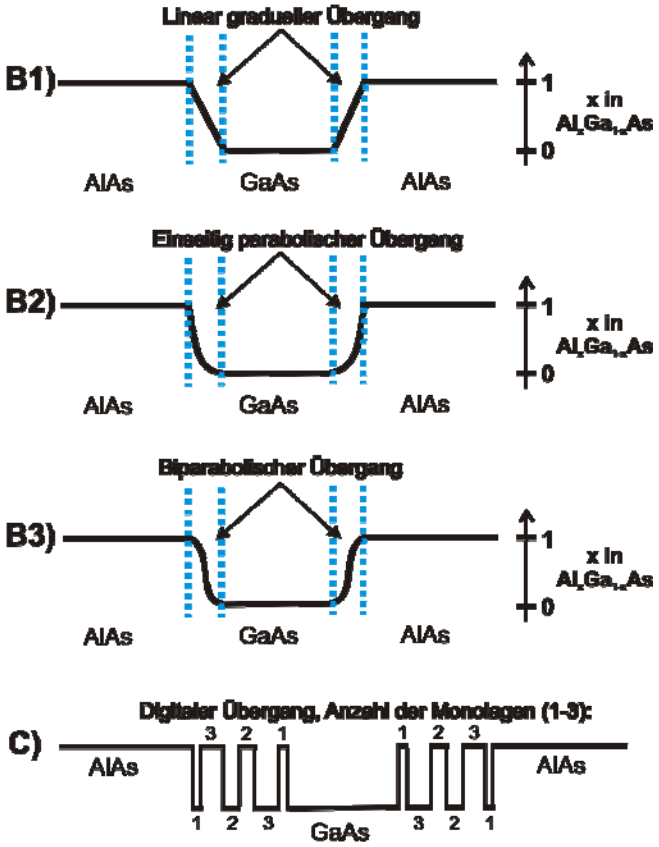


Abb. 21: Schematische Übersicht über die zur Simulation verwendeten Übergänge zwischen AlAs und GaAs.

Ein Vergleich der berechneten Stromdichten für die verschiedenen Übergänge ist in Abb. 22 dargestellt. Es zeigt sich, dass bei einer niedrigen homogenen Dotierung von $3{,}0 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ ein linearer oder ein parabolischer Übergang zu bevorzugen sind. Bei höherer Dotierung ändert sich dies derart, dass ein parabolischer oder bi-parabolischer Übergang nun zu bevorzugen ist. Ein einstufiger Übergang schneidet hier weitaus schlechter ab, obwohl er noch einen um etwa drei Größenordnungen höheren Stromfluß als bei einem Spiegel ohne jegliche Übergangsschichten gewährleistet. Der Widerstand pro Übergang läßt sich weiter verkleinern, indem sog. Delta-Dotierungen zum Einsatz kommen. Dazu wird für eine Zeit von einigen Sekunden der Wachstum gestoppt, ohne die Dotierquelle zu schliessen, wodurch eine Delta-förmige Dotandenverteilung erzeugt wird, die wiederum den Bandkantenverlauf beeinflusst. Generell ist beim Dotieren von Spiegeln die Absorption zu berücksichtigen. Bei VCSELs sollte stets dort hoch dotiert werden, wo das stehende optische Wellenfeld Knoten aufzeigt. Bei einem GaAs-basierenden VCSEL ist es glücklicherweise so, dass die stehende Welle ihr Maximum bei dem

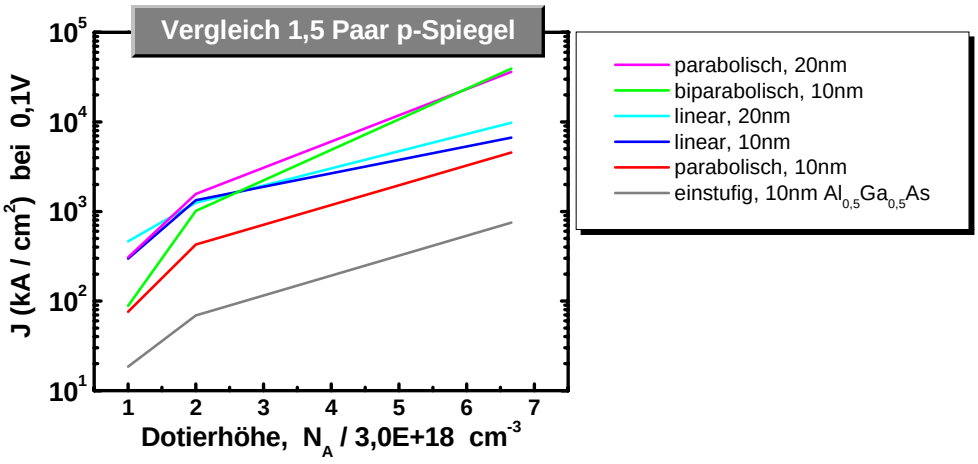


Abb. 22: Vergleich der maximal erreichbaren Stromdichte der verschiedenen untersuchten Übergänge in Abhängigkeit von der Höhe der homogenen p-Dotierung.

GaAs/AlAs-Übergang hat (von der GaAs-Kavität aus gesehen) und bei dem anschliessenden, elektrisch problematischeren (da in Sperrichtung betrieben, s.o.) AlAs/GaAs-Übergang ein Minimum hat, so dass gerade hier, wo eine hohe Dotierung wünschenswert ist, ohne große Absorptionsverluste hoch dotiert werden kann.

Für vergleichende Untersuchungen wurden verschiedene p-dotierte Bragg-Spiegel mit jeweils 10 Perioden gewachsen und elektrisch untersucht. Das Ergebnis ist in Tabelle 3 zusammengefasst. Ein spezifischer Widerstand von $3{,}4 \cdot 10^{-5}\,\Omega\text{cm}^2$ pro Periode bedeutet, dass bei einem Bragg-Spiegel mit 10 Perioden und einem gewünschten Stromfluß von z.B. 1kA/cm^2 ein Spannungsabfall von nur 0,34 Volt zu erwarten ist. Durch zusätzliche δ-Dotierungen ließ sich der Widerstand weiter reduzieren.

10 Perioden GaAs/AlAs-Bragg-Spiegel, p-dotiert (Beryllium 2,0E+18 cm^{-3})	**$R_{spezifisch}$ [Ωcm^2]**
a) ohne Übergangsschichten, Wachstumstemperatur 580°C	**6,5E-03**
b) wie (a), allerdings niedrigere Wachstumstemperatur (400°C)	**7,7E-04**
c) wie (b), zusätzlich mit 4 nm Al0.5G0.5As Übergangsschichten	**2,2E-04**
d) wie (b), zusätzlich mit 8 nm Al0.5G0.5As Übergangsschichten	**1,4E-04**
e) wie (c), zusätzlich mit δ-Dotierungen (2,0E+12cm^{-2}): GaAs / Al0.5G0.5As / δ / AlAs / δ / Al0.5G0.5As / GaAs	**3,4E-05**

Tab. 3: MBE-hergestellte p-dotierte Bragg-Spiegel und ihr spezifischer Widerstand bei geringer Vorspannung.

3.3.2 n-dotierte Bragg-Spiegel

Ein n-dotiertes Spiegelpaar verhält sich ähnlich gleichrichtend wie ein p-dotiertes (s. Abb. 23). Wenn die Elektronen vom GaAs zum AlAs gelangen sollen, muß ein entsprechend hohes negatives Potential an die GaAs-Seite angelegt werden. Bei VCSELs ist es aber so, dass gerade bei dieser Übergangsseite das stehende Wellenfeld ihr Maximum hat. Dafür entspricht die Absorption von n-dotiertem Material nur etwa einem Zehntel dem von p-dotiertem Material (bei p-dotiertem Material führen *light hole - heavy hole* Übergänge zu zusätzlicher Absorption).

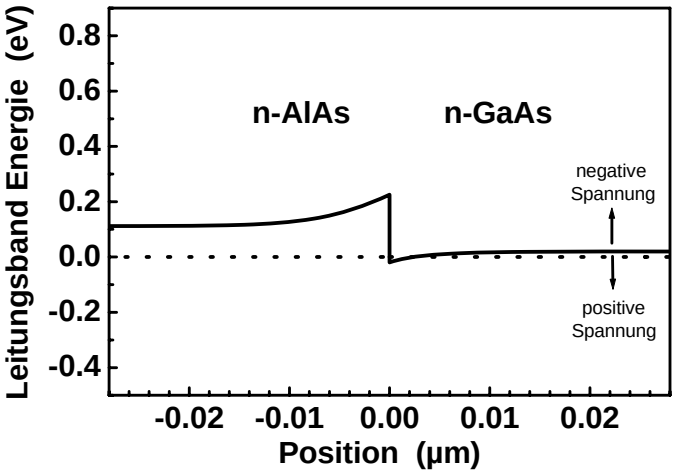


Abb. 23: Verlauf des Leitungsbandes eines n-dotierten AlAs/GaAs-Überganges. Die Banddiskontinuität stellt eine Barriere für die Elektronen dar.

Im Gegensatz zu p-dotierten Übergängen lassen sich die Leitungsbanddiskontinuitäten n-seitig nicht vollständig beheben. Da aber die Beweglichkeit für Elektronen größer ist als für Löcher, ist der Gesamtwiderstand pro Spiegelpaar trotz schlechterem Bandkantenverlaufs bei gleicher Dotierhöhe fast so gut wie der eines p-Spiegelpaares. Desweiteren ist in der Praxis der Widerstand des n-Spiegels nicht von so großer Wichtigkeit, da er im Gegensatz zum p-Spiegel meistens großflächig ausgelegt werden kann.

Der Leitungsbandverlauf für einen einstufigen Übergang ist in Abb. 24 dargestellt. Es läßt sich erkennen, dass die Elektronen bei einem Aluminiumanteil von 30...40 % nur kleine Diskontinuitäten vorfinden. Die Ergebnisse des resultierenden Stromflusses sind in Abb. 25 dargestellt. Auch bei einem n-dotierten Spiegel ist eine einzelne Übergangsschicht besser als ein abrupter Übergang (vgl. auch die experimentellen Ergebnisse in Tab. 4). Die Theorie zeigt, dass die optimale Übergangsschicht aus einer $Al_xGa_{1-x}As$-Schicht mit $x = 0{,}3...0{,}4$ besteht. Die optimale Schichtzusammensetzung liegt eher bei $x = 0{,}4$, jedoch besteht hier die Gefahr, dass, falls die Komposition nicht genau eingehalten wird, sich der Widerstand drastisch verschlechtern kann. In der Praxis kann man dieser Problematik ausweichen, indem eine Schicht mit $x = 0{,}2...0{,}3$ verwendet wird.

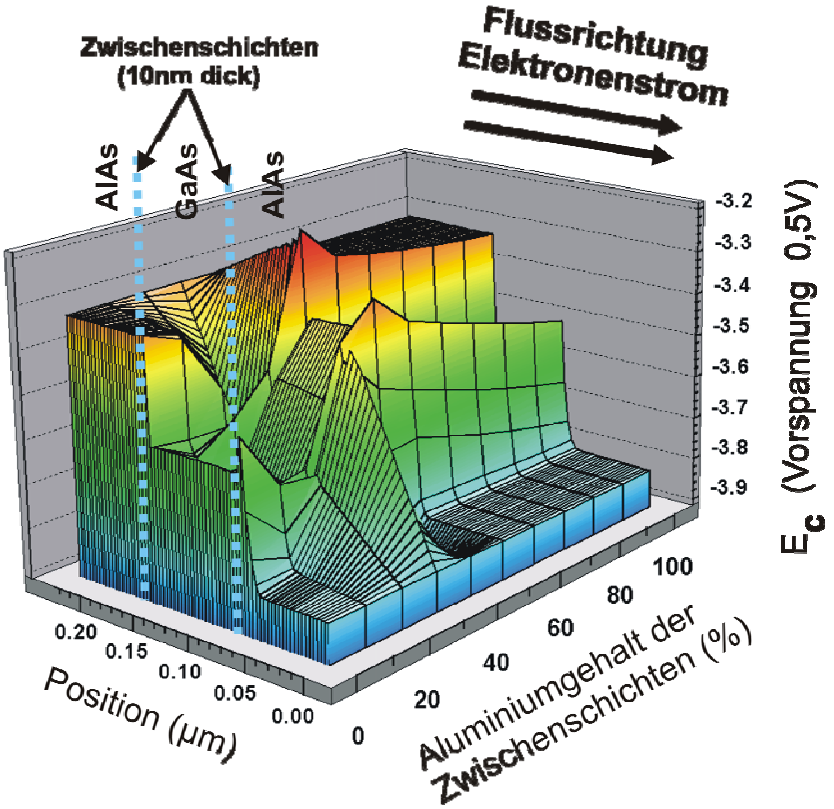


Abb. 24: 3D-Darstellung des Leitungsbandverlaufes eines n-dotierten AlAs/GaAs/AlAs-Schichtsystems (1,5 Spiegelpaare), das einstufige Übergänge (10 nm Zwischenschichten) mit unterschiedlichem Aluminium-Anteil besitzt.

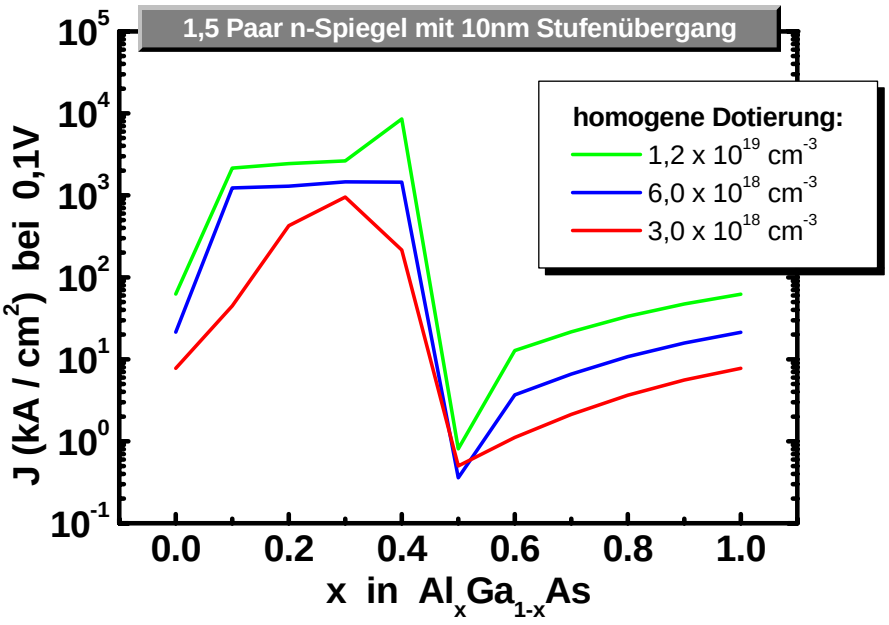


Abb. 25: Maximal erreichbare Stromdichte pro Spiegelpaar bei einer Vorspannung von 0,1 Volt in Abhängigkeit von der Al-Konzentration der einstufigen Zwischenschicht eines AlAs/GaAs/AlAs-Schichtsystems, dargestellt für drei verschiedene homogene n-Dotierungen.

10 Perioden Bragg-Spiegel, n-dotiert (Silizium)	**$R_{spezifisch}$ [Ωcm^2]**
a) ohne Übergangsschichten, GaAs/AlAs 1,0E+18cm^{-3} dotiert	**8,9E-04**
b) wie (a), 2,0E+18cm^{-3} dotiert	**4,3E-04**
c) wie (a), zusätzlich mit 4 nm Al0.28Ga0.72As Übergangsschichten, die mit 3,0E+18cm^{-3} dotiert sind	**8,6E-05**
d) ohne Übergangsschichten, Al0.3Ga0.7As/Al0.9Ga0.1As, homogen mit 3,0E+18cm^{-3} dotiert	**2,1E-05**
e) wie (d), homogen mit 6,0E+18cm^{-3} dotiert	**1,2E-05**

Tab. 4: MBE-hergestellte n-dotierte Bragg-Spiegel und ihr spezifischer Widerstand bei geringer Vorspannung.

Untersucht man die anderen Übergangsarten (s. Abb. 21 B1...3), so stellt man fest, dass die einzelne $Al_xGa_{1-x}As$-Übergangsschicht mit $x = 0{,}4$ in allen Dotierhöhen die zu favorisierende ist, wie Abb. 26 entnommen werden kann. Vor dem Hintergrund der unzureichenden Aktivierung bzw. Ionisation des Silizium als n-Dotand und der damit verschlechterten Leitfähigkeit, die in Kap. 2.2 bereits genauer betrachtet wurde, ist gerade für $Al_xGa_{1-x}As$ mit x = 0,4...0,8 die Aktivierung gering. Es ist also auch vor diesem Hintergrund vorteilhafter, wenn die Übergangsschicht einen Aluminiumanteil von $x = 0{,}2...0{,}3$ anstelle von $x = 0{,}4$ erhält.

Um einen reproduzierbaren und gut leitfähigen Spiegel für eine Wellenlänge von 870nm herzustellen, wurde die Lösung $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/Al_{0,9}Ga_{0,1}As$ gewählt. Zum einen entfällt das Wachsen der Zwischenschichten, und zum anderen zeigt ein solcher Spiegel durch abrupte Übergänge eine vergleichbar hohe Reflexion wie ein Spiegel mit Übergangsschichten. Zudem ist der Spannungsabfall mit nur 0,12 Volt bei einem 10-periodigem Spiegel und einem Stromfluß von z.B. 1 kA/cm^2 sehr gering. Wird der n-Spiegel großflächig ausgelegt, so wie es für Vertikalemitter typisch ist (z.B. 300x300 µm^2 anstelle eines Durchmessers von 100µm), so wäre der Spannungsabfall in diesem Falle um einen weiteren Faktor 10 geringer.

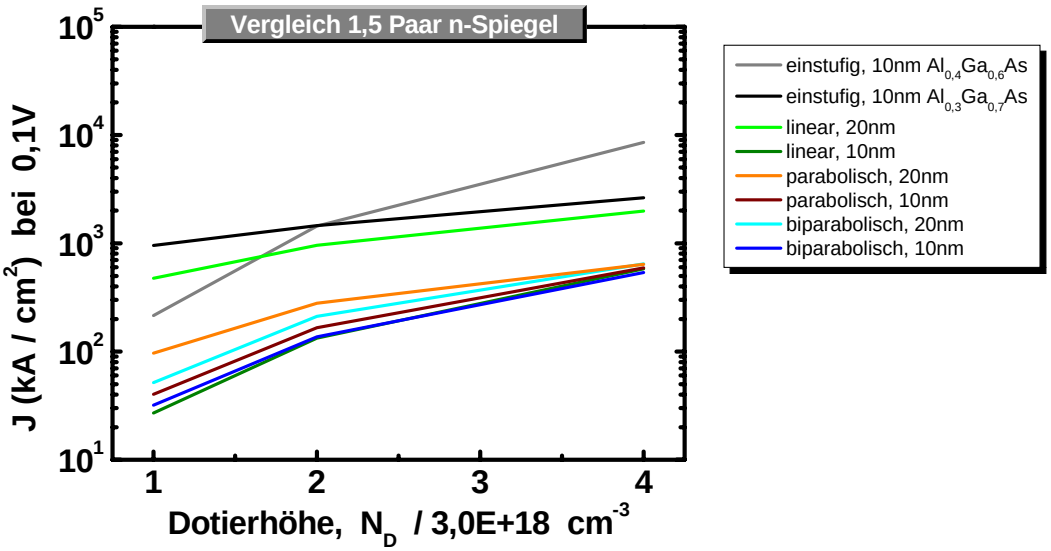


Abb. 26: Vergleich der maximal erreichbaren Stromdichte der verschiedenen untersuchten Übergänge in Abhängigkeit von der Höhe der homogenen n-Dotierung.

3.4 Neuartige Methode der Wachstumsratenkalibrierung mittels Halbleiterspiegeln

Für die erfolgreiche Epitaxie von vertikalen Mikrokavitätsstrukturen ist eine präzise Kontrolle der Schichtdicken entscheidend. Wenn für die Herstellung solcher Bauelemente die Feststoffquellen-MBE benutzt wird, können hochentwickelte Systeme zur in-situ Kontrolle der Schichtdicke eingesetzt werden. Da jedoch die für diese Arbeit verfügbare MBE-Anlage nicht mit einem solchen System ausgerüstet war, wurde ein alternatives Kalibrierungsverfahren entwickelt, das auf einer einfachen Charakterisierung von nur einer einzigen Referenzstruktur basiert. Das neuartige an dieser speziellen Methodik ist, dass man von dieser Referenzstruktur mit einem geeichten Reflexionsmessgerät die Reflexionsabhängigkeit in dem für das Bauelement interessanten Wellenlängenbereich aufnimmt, und anschliessend durch dessen Simulation die nötigen Korrekturen für die Wachstumsparameter extrahiert. Die Genauigkeit dieser Methode liegt bei über 99,5% und ist damit nach den Erfahrungen in dieser Arbeit wesentlich genauer als Schichtdickenmessen an REM-Aufnahmen oder XRD-Auswertungen.

Für die Berechnung der Reflexions- und Transmissionscharakteristiken beliebiger Vielschichtstrukturen aus sowohl Halbleitermaterialien als auch Dielektrika wurde ein Simulationsprogramm implementiert, daß nach der Transfer-Matrix-Methode arbeitet (der Quelltext des Programmes befindet sich im Anhang A). Bei dieser Methode wird jede optische Schicht durch eine Propagationsmatrix beschrieben und jeder Schichtübergang durch eine Übergangsmatrix. Das gesamte Vielschichtsystem wird durch die Matrizenmultiplikation der einzelnen Propagations- und Übergangsmatrizen beschrieben. Für eine detaillierte Beschreibung dieser Methode sei auf [Born 80] verwiesen.

Eine Teststruktur für die Schichtdicken- bzw. Wachstumsratenkalibrierung besteht aus einem Bragg-Spiegel mit 6 bis 12 Paaren $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ mit einer nominellen Schichtdicke von einem Viertel der Wellenlänge, welche durch die Bragg-Bedingung maximal reflektiert werden soll $(d_i = \lambda/4n_i)$, gefolgt von einer GaAs-Kavität mit einer nominellen Schichtdicke von $\lambda/2n_i$, wie in Abb. 27 dargestellt. Zuerst wird ein Reflexionsspektrum der gewachsenen Schichtstruktur aufgenommen, dann wird die Kavität und ein bis zwei der $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$-Spiegelpaare nasschemisch selektiv entfernt, und es wird erneut ein Reflexionsspektrum aufgenommen. Als Beispiel werden entsprechende Ergebnisse in Abb. 28 und 29 dargestellt. In dem ersten Spektrum ist die Reflexionsminderung der Kavität deutlich zu sehen. Die genaue Lage des *Cavity Dips* ist vorwiegend durch die optische Schichtdicke der gewachsenen Kavität gegeben. Im zweiten Spektrum läßt sich die genaue Lage des Reflexionsmaximums messen. Dieses ergibt sich aus der summierten optischen Schichtdicke der einzelnen Schichten eines Spiegelpaares. Hier muss klar zwischen geometrischer und optischer Schichtdicke unterschieden werden. Für das Licht ist nicht allein die Schichtdicke sondern die Multiplikation aus Schichtdicke x Brechzahl dieser Schicht entscheidend.

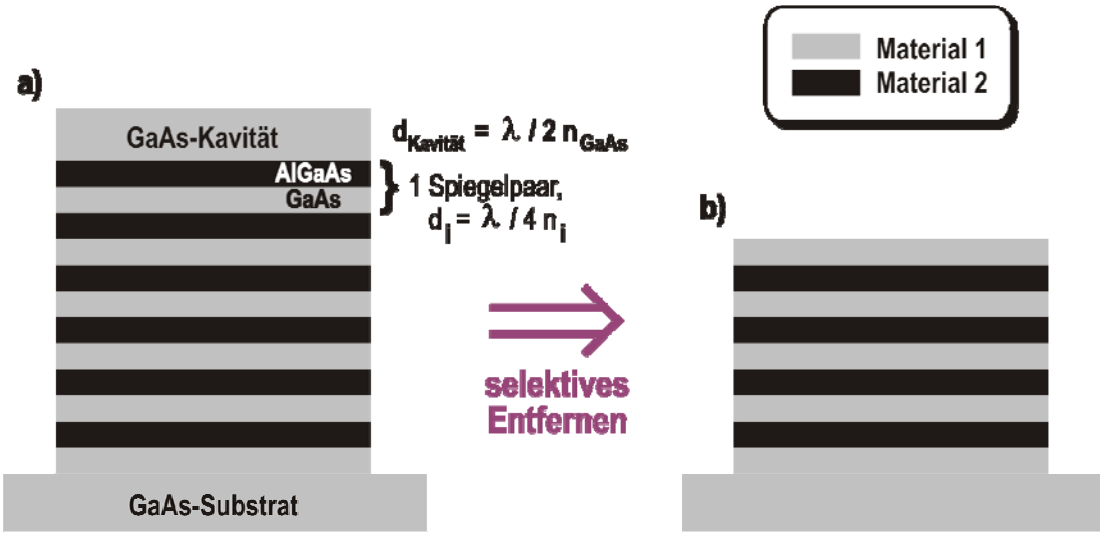


Abb. 27: **a)** Die zu wachsende Teststruktur mit abschliessender $\lambda/2$-Kavität zum Kalibrieren der Wachstumsraten, und **b)** die Struktur nach dem selektiven Entfernen der obersten Schichten.

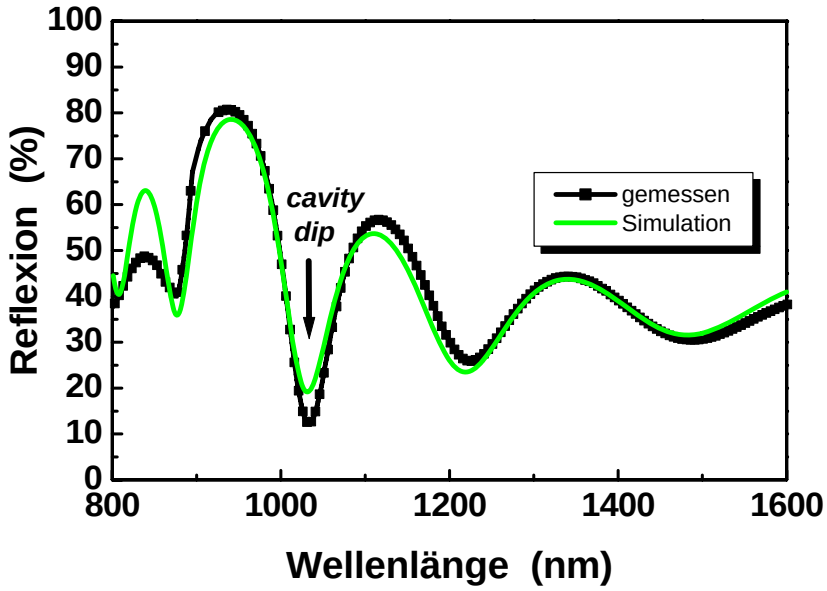


Abb. 28: Reflexionsspektrum der gewachsenen Schicht und das am besten passende Simulationsergebnis. Deutlich ist das Reflexionsminimum bei 1030 nm zu erkennen.

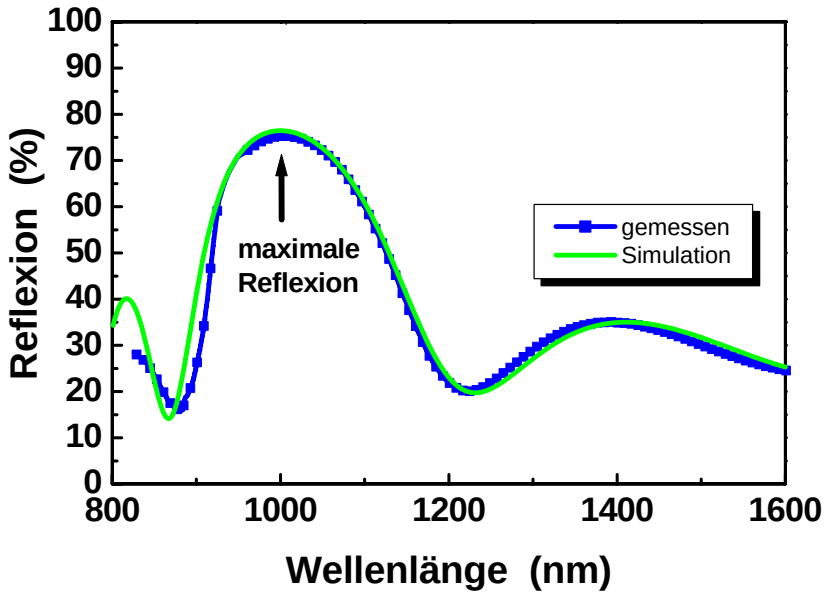


Abb. 29: Reflexionsspektrum nach dem selektiven Entfernen der obersten Schichten. Das Reflexionsmaximum, das durch die optische Dicke der Spiegelpaare gegeben ist, liegt etwas kurzwelliger bei 1000 nm.

Die Brechzahl von $Al_xGa_{1-x}As$ ist jedoch stark Wellenlängenabhängig (vgl. Kapitel 3.2.2), d.h. die Materialzusammensetzung sollte so genau wie möglich von vornherein kontrolliert werden können (z.B. durch XRD-Messungen von typischerweise 1µm dicken AlGaAs-Schichten). Anschliessend werden diese Spektren durch die auf der Transfer-Matrix-Methode basierenden Simulation gefittet. Durch die Lage des Kavitäts-Dips läßt sich ungefähr die Schichtdicke und somit die Wachstumsrate des Materials der $\lambda/2$-Schicht abschätzen. Aus der Lage des Reflexionsmaximums erhält man die addierte optische Schichtdicke eines gesamten Spiegelpaares, so dass man nun genügend Informationen hat, um die beiden Spektren optimal anzufitten und so die tatsächlichen Wachstumsraten zu extrahieren. Bei Spiegeln für LEDs ist oft nur die genaue Lage des Reflexionsmaximums wichtig, da ein Reflexionsgrad von 90-95% ausreichend ist. Die Lage des Maximums kann einfach durch Verlängern oder Verkürzen der entsprechenden Wachstumszeiten in den langwelligen bzw. kurzwelligen Bereich verschoben werden.

Der Vorteil der beschriebenen Methode ist, dass mit nur einer Probe die genaue Lage des Kavitäts-Dips sowie die Wellenlänge maximaler Reflexion des Spiegels bestimmt werden kann. Wenn es sich bei dem Material der Kavität um binäres GaAs handelt, ist die Schichtdicke durch die Lage der Kavität genau bekannt. Sollen die genauen Schichtdicken bzw. Wachstumsraten für ein Spiegelsystem aus ternärem/ternärem (z.B. $Al_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$) Material bestimmt werden, so ist dies nicht mit einer einzigen Teststruktur möglich, wenn die Materialzusammensetzungen der Schichten nicht genau bekannt sind. Es würde sich dann empfehlen, zuerst eine Teststruktur anzufertigen, bei der eine der beiden ternären Schichten durch eine binäre ersetzt wird.

Diese Methode wurde erfolgreich für die Epitaxie mittels MBE und MOCVD von vertikal emittierenden Strukturen auf GaAs- und InP-Basis eingesetzt. Sie ist unabhängig vom Materialsystem, wenn entsprechende Daten zu den Brechzahlen der verwendeten Materialien bekannt sind.

4. Vertikalemitter mit integriertem Bragg-Spiegel auf GaAs-Basis für den nahen Infrarotbereich

Für Vertikalemitter, wie Leuchtdioden mit integriertem Bragg-Reflektor, die im nahen Infrarotbereich emittieren, existiert ein weites Einsatzgebiet in der Sensorik (Münzwechsler, Bankautomaten, Rauchmelder), als optische Schalter und Encoder (linear und Rotation) bis hin zu Beleuchtungsaufgaben für Infrarot-sensitive Systeme und nicht zuletzt in der Datenübertragung über kurze Distanzen mit Raten von einigen hundert Mbit/s.

Als Beispiel für einen einfachen Vertikalemitter kann ein Hochleistungspunktstrahler angesehen werden, der bei einer Wellenlänge von 870 nm emittiert. Die große aktive Fläche ist kreisförmig ausgelegt, mit der Besonderheit, dass durch ein spezielles Design der lateralen Stromzuführung die übliche Abschattung durch den Metall-Halbleiterkontakt minimiert wird. Durch Einbau von Linsen bei der Gehäusemontage kann das Strahlprofil modifiziert werden, d.h., je nach Linsenform können Strahlwinkel zwischen $\pm 2°$ und $\pm 60°$ realisiert werden.

Für an die Glasfaser gebundene Datenübertragung ist insbesondere der Wellenlängenbereich um 1300 nm interessant. Hierzu wird eine auf Quantenpunkten als aktivem Material basierende Superlumineszenzdiode vorgestellt. Diese Leuchtdiode nutzt die Vorteile der Verstärkung der spontanen Emission durch Mikrokavitätseffekte aus, indem das aktive Material zwischen zwei hochreflektierende Bragg-Spiegel platziert wird. Ein kleiner Abstrahlwinkel bei einer gleichzeitig geringen Halbwertsbreite begünstigen die Einkopplung in Lichtleiter zur optischen Datenübertragung.

4.1 Oberflächenemitterende Hochleistungs-Punktstrahler

Gewöhnlich wird für langwellige vertikal emittierende Leuchtdioden mit hohen Ausgangsleistungen das Burrus-Design verwendet. Das in Abb. 30 (a) gezeigte Design (bei dem die Emission durch die Substratunterseite erfolgt) besitzt Vorteile wie z.B. eine gute Abführung der entstehenden Wärme durch *upside-down*-Montage sowie einen hochreflektierenden Goldspiegel, der gleichzeitig als p-Kontakt und zur Definition des aktiven Bereiches dient. Für kurzwellige Leuchtdioden hat dieses Design einen gravierenden Nachteil: Bei Photonenenergien kleiner als die der Bandkante von GaAs kommt es zu starker Absorption des Lichtes im Substrat. Um diese zu reduzieren muß das Substrat sorgfältig selektiv entfernt werden. Dazu ist eine zwischen Substrat und dem eigentlichen Bauelement gewachsene Ätz-Stopp-Schicht nötig. Beim selektiv nasschemischen Entfernen des Substrates ist die unvermeidbare Unterätzung zu berücksichtigen. Der Winkel der geätzten Kraterwand beträgt dabei (je nach verwendeter Ätzrezeptur) mindestens 45°, wodurch der größtmögliche erzielbare Abstrahlwinkel verkleinert wird. Wenn das Substrat zuerst ganzflächig auf 150 µm abgedünnt und dann per Lithographie der zu ätzende Krater definiert wird, so wird der Durchmesser auf der Substratunterseite bei einer Ätztiefe von 150 µm mindestens 300 µm betragen. Um diesen Krater muss

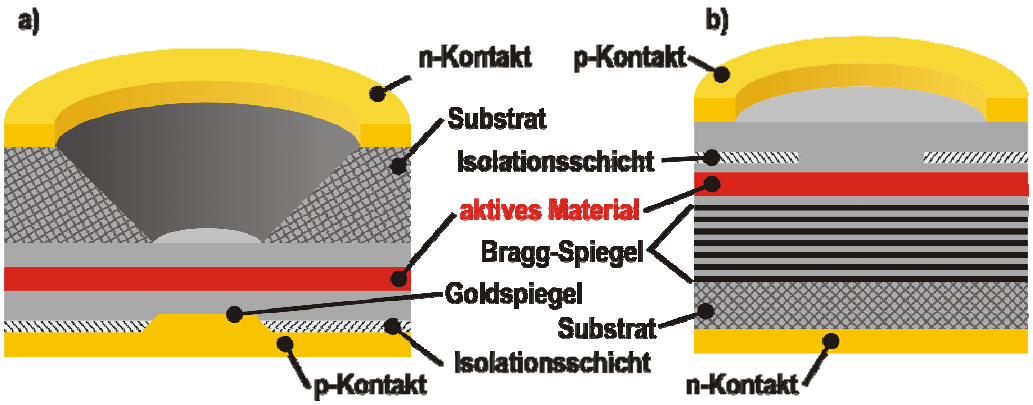


Abb. 30: Vergleich a) des Standard Designs als Burrus-Typ (Substratemitter) mit b) dem Design der lateralen Stromzuführung (Emission durch die Oberfläche).

noch Platz für den (ringförmigen) n-Kontakt und für das Vereinzeln bzw. Sägen der Chips gelassen werden. Solche LEDs verlangen somit nicht nur eine aufwendige Prozessierung, sondern haben einen im Vergleich zum aktiven Durchmesser sehr großen Platzbedarf. Dementsprechend schlecht fällt der Kostenfaktor aus.

Grundsätzlich stellt sich bei Vertikalemittern, die aus der Waferoberseite emittieren, das Problem der Lichtabschattung. Versieht man eine Struktur mit einem Metall-Halbleiterkontakt, so fließt der Strom vorzugsweise vertikal in Richtung Substrat ab. Die Photonen werden so vorwiegend unterhalb des Kontaktes erzeugt, sodass eine gewisse Abschattung stattfindet. Eine Lösung ist, den Strom vom Kontakt aus über eine hochdotierte p-Schicht dem aktiven Bereich lateral zuzuführen. Für eine Konzentration des Injektionsstromes auf die aktive Fläche der Diode muss dann eine laterale Einschnürung des Strompfades realisiert werden. Üblicherweise wird selektive Ionenimplantation oder laterale Oxidation zur Realisierung von Stromaperturen eingesetzt [Lee 81]. Bei der Implantation nutzt man die isolierende Wirkung des implantierten bzw. beschädigten Kristalles. Der große Nachteil ist allerdings, dass Ladungsträger an den so erzeugten tiefen Störstellen vermehrt nichtstrahlend rekombinieren. Bei der lateralen Oxidation wird eine hoch-Aluminium haltige AlGaAs-Schicht durch naßthermische Oxidation zum Isolator Al_2O_3 konvertiert. Aluminiumoxid hat jedoch eine deutlich geringe Brechzahl als die umliegenden Schichten. Dadurch wird der kritische Winkel der Totalreflektion verkleinert und die Auskoppeleffizienz der Photonen sinkt.

Das Design zur lateralen Stromzuführung in Abb. 30 (b) verfolgt ein anderes Konzept. Hier wird der Strom vom oberseitigen p-Kontakt aus lateral zugeführt, wobei er nur dort fließen kann, wo eine monolithisch integrierte n-dotierte Sperrschicht implementiert wurde, die gezielt durch Zink-Diffusion zu einer hochleitfähigen p-Schicht konvertiert wird und so als Stromblende fungiert. Die Emission erfolgt dabei, begrenzt durch die Stromblende, aus der Oberseite, und nicht durch die Substratunterseite wie beim Burrus-Design.

Da der Kontaktring des Metallkontaktes nun weit genug von der Stromblende entfernt liegt, wird das erzeugte Licht nicht von Kontaktgittern abgeschattet, wie es

sonst bei handelsüblichen LEDs der Fall ist. Dieses universelle Design ist in einem großen Wellenlängenbereich für Hochleistungs-Punktstrahler einsetzbar, wenn die verwendeten Materialien entsprechend angepasst werden. Durch die Implementierung eines für die Emissionswellenlänge optimierten Bragg-Reflektors zwischen Substrat und Diodenschichten können optische Verluste im Substratbereich durch das isotrope Abstrahlen vermieden werden, sodass das abgestrahlte Licht bevorzugt aus der Oberseite, vertikal zur aktiven Ebene, aus der Struktur austritt. Die Weiterverarbeitung in Standard-TO-Sockel solcher prozessierten Strukturen mit unterseitigem ganzflächigem n-Kontakt ist unkompliziert und in der Industrie etabliert. Durch Einbau von Linsen bei der Gehäusemontage kann das sehr breite Strahlprofil dieser vertikal emittierenden Hochleistungspunktstrahler weiter modifiziert werden, je nach Linsenform können Strahlwinkel zwischen $\pm 2°$ und $\pm 60°$ realisiert werden.

4.1.1 Design der lateralen Stromverteilung

Um für das Konzept der lateralen Stromzuführung das optimale Design bzw. um die für die Schichtstruktur und Epitaxie nötigen Parameter zu finden, ist eine genaue Analyse der einzelnen Teilstrukturen des Bauelementes, dargestellt in Abb. 31, nötig. Leuchtdioden für hohe Ausgangsleistungen werden heute als Doppel-Heterostruktur ausgeführt. Um bei auf GaAs basierenden Schichtenfolgen solche Elemente für eine Wellenlänge von 870nm zu realisieren, wird üblicherweise als aktives Material eine binäre GaAs Schicht zwischen dotierten AlGaAs Schichten eingebettet, wobei üblicherweise die n-Seite der Diode dem Substrat zugewandt ist. Neben dieser strukturellen Randbedingung ist für eine Minimierung der Wärmeentwicklung, die hohen Ausgangsleistungen entgegensteht, eine genaue Analyse des Widerstandnetzwerkes nötig. Um die optischen Verluste durch Abstrahlung in den Substratbereich zu minimieren, kommt ein auf AlGaAs-basierender Bragg-Spiegel

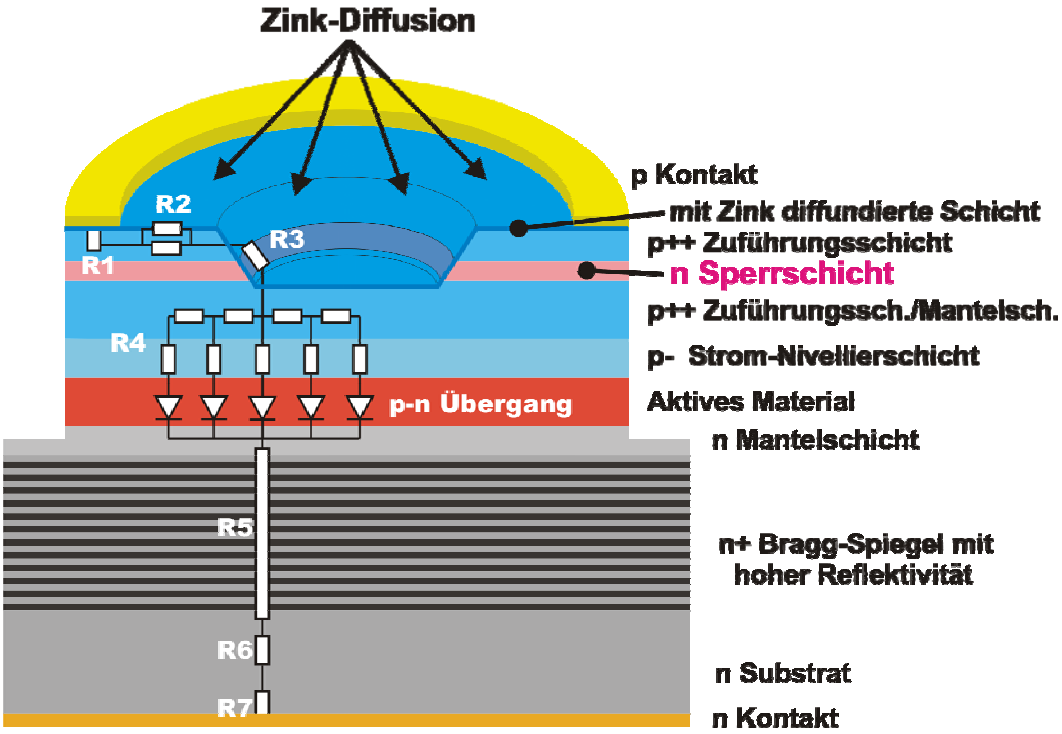


Abb. 31: Konzept einer oberflächenemittierenden LED mit lateraler Stromzuführung. Die Sperrschicht fungiert in Kombination mit der nachträglichen Zink-Diffusion als Stromblende. In der Skizze ist das zu erwartende Widerstandsnetzwerk (R_1 bis R_7) eingezeichnet.

zum Einsatz. Dieser Bragg-Spiegel wird hoch n-dotiert ausgelegt und gewährleistet so den niederohmigen Stromfluß zum Substrat. Als Nebeneffekt wird bei einer Anpassung der einzelnen LED Schichtdicken an die optische Wellenlänge eine Filterwirkung erzielt, die zu einer Reduzierung der Halbwertsbreite und Erhöhung der Peakintensität der abgestrahlten Emission führt.

Die Minimierung des Serienwiderstandes ist für Hochleistungspunktstrahler das oberste Designkriterium, da die nötige Betriebsspannung so gering wie möglich sein sollte, um die Erwärmung des aktiven Bereiches gering zu halten und damit einer Zunahme der nichtstrahlenden Rekombination vorzubeugen. Das bedeutet für die Praxis, dass Leuchtdioden so hoch wie möglich dotiert sein sollten, allerdings ohne dabei die Absorption durch freie Ladungsträger außer Acht zu lassen, die gerade für den Infrarotbereich hoch sein kann. Das besondere an dem Konzept der lateralen Stromzuführung ist, dass der p-Kontakt einem Intra-Kavitätskontakt gleicht, da der Strom lateral zugeführt wird. Die daraus resultierende Stromverteilung, die im direkten Zusammenhang zur Intensitätsverteilung der Emission steht, ist beim Design entsprechend zu berücksichtigen. Eine detaillierte Analyse der beteiligten Widerstände ist nötig, um die Größenordnungen abschätzen und bei vorgegebenem geometrischen Design das elektrische Design durch angepasste Dotierhöhen und Schichtdicken anpassen zu können. Das geometrische Design wird bei Hochleistungspunktstrahlern vorwiegend durch die gewünschte Ausgangsleistung festgelegt. Der Serienwiderstand bzw. der differentielle Widerstand, bei Spannungen bei denen die Diode öffnet (R_S für $V > V_k$), setzt sich bei diesem Konzept aus insgesamt sieben verschiedenen Widerständen zusammen (s. Abb. 31 und Tab. 5), die im Folgenden einzeln erörtert werden sollen.

Der Gesamtwiderstand setzt sich aus den Metall-Halbleiterkontaktwiderständen R_1 und R_7, aus dem Widerstand R_2 der lateralen Stromzuführungsschicht, dem Widerstand R_3 der ringförmig eindiffundierten n-Sperrschicht, aus dem Stromverteilungswiderstand R_4 zur lateralen homogenen Emissionsverteilung über die aktive Fläche, aus dem Widerstand R_5 des n-seitigen Bragg-Spiegels und aus dem Substratwiderstand R_6 zusammen.

R 1	Kontaktwiderstand des p-Metall/Halbleiterkontaktes
R 2	Widerstand der lateralen Zuführungsschicht
R 3	Widerstand der ringförmig eindiffundierten hochleitfähigen Schicht
R 4	Stromverteilungswiderstand über den aktiven Bereich
R 5	Widerstand des unteren n-Spiegels
R 6	Substratwiderstand
R 7	Kontaktwiderstand des n-Metall/Halbleiterkontaktes

Tab. 5: Bezeichnungen der analysierten Widerstände des in Abb. 31 dargestellten Bauelementkonzeptes.

Kontaktwiderstände und Substratwiderstand (R 1, R 6, R 7):

Der typische Wert eines guten ohmschen Metall-Halbleiterkontaktes auf p-GaAs ist kleiner als $1{,}0 \cdot 10^{-6}\,\Omega\mathrm{cm}^2$. Der Widerstand des Metalls kann bei Metalldicken von einigen 100 nm i.A. aufgrund der hohen Leitfähigkeit vernachlässigt werden. Der gesuchte Kontaktwiderstand ergibt sich aus dem Produkt der Fläche mit dem spezifischen Kontaktwiderstand, d.h. im Falle des Substratwiderstandes aus Materialwiderstand x Substratdicke / Fläche. Für typische Metallkontaktflächen von einigen $1000\,\mu\mathrm{m}^2$ liegen die Kontaktwiderstände im mΩ-Bereich und sind damit zu vernachlässigen. Wird n-dotiertes (001)-GaAs Substrat verwendet, so ist der zusätzliche Substratwiderstand bei einer typischen Chipgröße von $300\mathrm{x}300\,\mu\mathrm{m}^2$ und einer Substratdicke von ca. 350 µm kleiner als 10 mΩ und damit ebenfalls zu vernachlässigen.

Widerstand der lateralen Zuführungsschicht (R 2):

Der Widerstand der Zuführungsschicht zwischen dem p-Kontaktring und dem inneren Bereich bzw. bis hin zum Ätzkrater läßt sich analog nach dem Ohmschen Gesetz unter Berücksichtigung der Kreissymmetrie zu

$$R_2 = \frac{\rho_{ps}}{d_{ps}} \cdot \frac{1}{2\pi} \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \tag{25}$$

berechnen. Dabei ist ρ_{ps} der Materialwiderstand der Zuführungsschicht, d_{ps} die Dicke der stromzuführenden Schicht, r_i der Innenradius des Kreisringes bzw. der Radius des Ätzkraters und r_a der Aussenradius des Kreisringes bzw. der Innenradius des Kontaktringes. Wie aus Gl. (25) ersichtlich, hängt dieser Widerstand direkt von der Leitfähigkeit der eindiffundierten Schicht ab. Wird der innere Radius verkleinert, so steigt der Widerstand durch das Verhältnis r_a / r_i schnell an. In Abb. 32 ist diese Abhängigkeit des Widerstandes beispielsweise für eine 500 nm dicke GaAs Schicht, die $1{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ p-dotiert ist, dargestellt (es wird von einer vollständigen Aktivierung der Dotanden ausgegangen). Der Widerstand der Zuführungsschicht kann im Bereich einiger Ohm liegen und ist daher nicht zu vernachlässigen. Er muß durch entsprechende Erhöhung der Dotierung oder Schichtdicke bzw. durch eine angepasst hohe Zink-Diffusion minimiert werden.

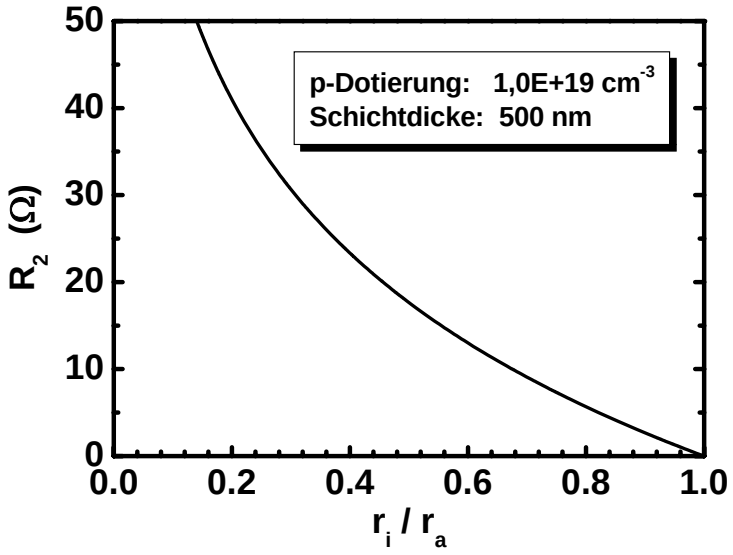


Abb. 32: Berechnung des Widerstandes R_2 einer 500 nm dicken lateralen Stromzuführungsschicht, die $1{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ p-dotiert ist, in Abhängigkeit vom Größenverhältnis der Radien des geätzten Kraters r_i und des p-Kontaktringes r_a.

Widerstand der ringförmig eindiffundierten hochleitfähigen Schicht (R 3):

Der Widerstand eines vertikal stromdurchflossenen Kreisringes mit Innenradius r_i, einer Schichtdicke d_{bl} der diffundierten n-Sperrschicht und einer Zink-Diffusionstiefe d_{Zn}, die einen Materialwiderstand ρ_{Zn} besitzt, ergibt sich zu

$$R_3 = \frac{\rho_{Zn} \cdot d_{bl}}{\pi \cdot (r_i + d_{Zn})^2 - \pi \cdot r_i^2} \tag{26}$$

Soll ein kleiner Widerstand der lateral stromzuführenden Schicht erreicht werden, so ist bei einer typischen Bauelementgröße (einige 10 µm Durchmesser) eine Zink-Diffusionstiefe von mindestens 100 nm bei einer Ladungsträgerkonzentration von etwa $1{,}0 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ nötig. Bei einer Sperrschichtdicke von $\leq 0{,}5$ µm beträgt dann der Widerstand des stromführenden Ringes einige 10 mΩ und fällt damit klein aus. Ein kleiner Widerstand ist hier sehr wichtig, da sich dieser dünne diffundierte Bereich bei der großen zu erwartenden Stromdichte von einigen hundert kA/cm^2 stark erwärmen und so das Material an dieser Stelle schnell degradieren würde.

Stromverteilungswiderstand über den aktiven Bereich (R 4):

Wird einem vertikalen Übergang lateral Strom zugeführt, tritt das Problem der Stromverdichtung auf. Betrachtet man Abb. 33, so wird ersichtlich, dass durch den Schichtwiderstand der stromzuführenden Schicht bei einer am linken Kontakt angelegten Spannung ein Spannungsabfall in lateraler Richtung auftritt. Der typische spannungsabhängige Stromfluß einer in Vorwärtsrichtung betriebenen Diode läßt

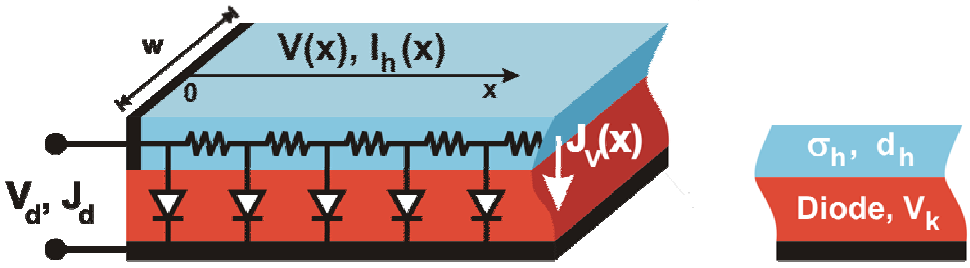


Abb. 33: Schematische Darstellung eines pn-Übergangs zur Veranschaulichung der Stromverteilung bei lateraler Zuführung über eine widerstandsbehaftete Schicht.

sich durch Gl. (27) beschreiben,

$$J_V = J_d \cdot \exp\left(\frac{V - V_d}{nk_B T_{jct} / q}\right) \tag{27}$$

Das Diodenmaterial bei der Temperatur T_{jct} wird dadurch charakterisiert, dass bei einer angelegten Spannung V_d der Strom J_d fließt. Der Faktor n wird als Idealitätsfaktor bezeichnet. Für einen reinen thermionischen Diffusionsstrom ist $n = 1$, ansonsten ist er größer.

Der Spannungsabfall in lateraler Richtung und die exponentielle Abhängigkeit des Dioden-Stromflusses von der Spannung $V(x)$ führt dazu, dass der vertikal auftretende Stromfluß von der lateralen Position abhängt. Dies hat zur Folge, dass es in der Nähe des Kontaktes zu einer Stromverdichtung kommt. Liegt die angelegte Spannung noch unterhalb der Kniespannung der Diode, so ist die inhomogene Stromverteilung zu vernachlässigen. Je größer allerdings die Flußspannung ist, desto inhomogener wird auch die Stromverteilung, wie in Abb. 34 an Hand entsprechender Berechnungen dargestellt ist.

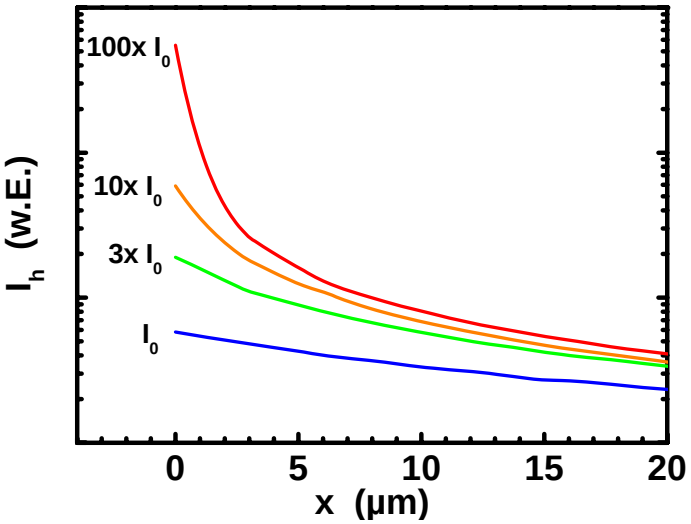


Abb. 34: Verlauf (Abnahme) des horizontalen Stromflusses über die laterale Strecke x. I_0 ist hierbei der Stromfluß, bei dem die angelegte Spannung knapp unterhalb der Kniespannung der Diode ist. Mit zunehmender Spannung fließt mehr Strom, und die Stromverteilung wird inhomogener.

Die laterale Verteilung des Stromes ist somit abhängig vom Widerstand der stromzuführenden Schicht (Dicke d_h, Leitfähigkeit σ_h und Breite w) und läßt sich analytisch nach dem Ohmschen Gesetz durch

$$I_h = -w \cdot d_h \sigma_h \frac{dV}{dx} \tag{28}$$

beschreiben. Setzt man Gl. (27) und Gl. (28) in die Kontinuitätsgleichung

$$J_v = -\frac{1}{w}\frac{dI_h}{dx} \tag{29}$$

ein, so erhält man eine nicht-lineare Beziehung für die Spannung $V(x)$ in Abhängigkeit von *x*:

$$\sigma_h d_h \frac{d^2V}{dx^2} = J_d \cdot \exp\left(\frac{V - V_d}{V_T}\right) \quad \text{mit} \quad V_T \equiv n \cdot k_B T_{jct} / q \tag{30}$$

Definiert man nun eine charakteristische Abklinglänge ζ_{cd} bez. der Abnahme der Gesamtstromdichte mit

$$\zeta_{cd} \equiv \sqrt{\frac{2V_T \sigma_h d_h}{J_d}} = \sqrt{\frac{2V_T}{R_{sh} J_d}}\ , \qquad R_{sh} = \frac{1}{\sigma_h d_h} \tag{31}$$

so ergibt sich für den lateralen Spannungsabfall die Beziehung

$$V(x) = V_d - 2V_k \ln\left(\frac{x}{\zeta_{cd}} + 1\right) \tag{32}$$

mit V_k, der Kniespannung der Diode. Da nun der Spannungsverlauf bekannt ist, läßt sich nach Gl. (27) die Stromverteilung und nach Gl. (28) die Stromdichteverteilung durch die charakteristische Abklinglänge ausdrücken:

$$I_h(x) = w \cdot \zeta_{cd} J_d \cdot \left(\frac{x}{\zeta_{cd}} + 1\right)^{-1} \tag{33}$$

$$J_v(x) = J_d \left(\frac{x}{\zeta_{cd}} + 1\right)^{-2} \tag{34}$$

Setzt man in Gl. (34) die charakteristische Abklinglänge ein, so folgt

$$J_v(\zeta_{cd}) = \frac{1}{4} J_d \tag{35}$$

Das bedeutet, dass nach der Länge ζ_{cd} die vertikale Stromdichte auf 1/4 der Gesamtstromdichte abgeklungen ist. Der Wert des horizontalen Stromflusses an der Stelle $x = 0$ liefert nach Gl. (33) den Gesamtstrom, der durch die Diode fließt, zu:

$$I_d = I_h(0) = w \cdot \zeta_{cd} J_d \tag{36}$$

Es ist ersichtlich, dass sich der Gesamtstrom der Diode einfach aus der Stromdichte der Diode multipliziert mit der charakteristischen Abklinglänge ergibt. Daher beschreibt die in Gl. (31) eingeführte Abklinglänge vollständig den Zustand der Stromverdichtung.

Um das Problem der Stromverdichtung zu minimieren, gibt es folgende Möglichkeiten (vgl. [Scott 94]):

i) Die charakteristische Abklinglänge ζ_{cd} muss vergrößert werden, indem der Schichtwiderstandes R_{sh} verkleinert wird (s. Gl. (31))

ii) Es wird zusätzlich eine stromaufweitende Schicht eingesetzt

Es ist nicht immer möglich, einen kleinen Schichtwiderstand zu realisieren, wie es in Punkt (i) gefordert wird, da man zum einen technologisch in der Epitaxie auf eine maximale Dotierhöhe und Schichtdicke beschränkt ist, und zum anderen das Design evtl. keine hochdotierten oder dicken Schichten zuläßt. Punkt (ii) stellt dagegen eine interessante Lösung dar. Hier wird eine hochleitende, obere Schicht (Dicke d_h, Leitfähigkeit σ_h) mit einer niedrigleitenden Schicht (Dicke d_ℓ, Leitfähigkeit σ_ℓ) kombiniert ($\sigma_h d_h \gg \sigma_\ell d_\ell$, Abb. 35), so ist der horizontale Spannungsabfall im Vergleich zum vertikalen Spannungsabfall gering, so dass sich die Ladungsträger in der hochleitfähigen Schicht über der niedrigleitfähigen entsprechend verteilen.

Solch ein Schichtensystem läßt sich ebenfalls näherungsweise analytisch behandeln. Nach dem ohmschen Gesetz gilt für die horizontale Stromverteilung weiterhin Gl. (28). Die vertikale Stromdichteverteilung läßt sich nun durch

$$J_v = \sigma_\ell \frac{V}{d_\ell} \tag{37}$$

beschreiben. Der vertikale Stromfluß funktioniert als Ladungsträgerabfluß. Einsetzen der Gl. (28) und Gl. (37) in die Kontinuitätsgleichung Gl. (29) ergibt die zu lösende Gleichung für die Spannung $V(x)$ in der hochleitfähigen Schicht als Funktion von x:

$$\sigma_h d_h \frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\sigma_\ell}{d_\ell} V \tag{38}$$

Die Lösung ist ein einfacher exponentieller Abfall

$$V(x) = V_0 \cdot \exp(-x/\zeta_{niv}) \tag{39}$$

mit einer charakteristischen Abklinglänge

$$\zeta_{niv} \equiv \sqrt{d_h d_\ell \frac{\sigma_h}{\sigma_\ell}} \tag{40}$$

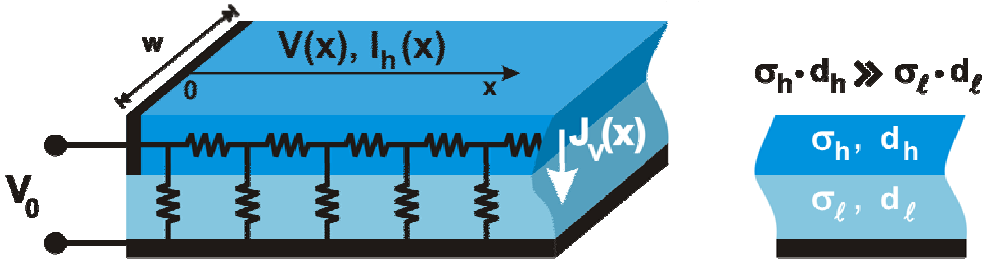


Abb. 35: Kombination einer hoch- und niedrigleitfähigen Schicht zur Stromaufweitung bzw. zur Reduzierung der Stromverdichtung.

An Gl. (40) ist direkt ersichtlich, dass die Abklinglänge ζ_{niv} proportional zur mittleren Schichtdicke ist und gerade dann maximal wird, wenn die beiden Schichtdicken d_h und d_ℓ gleich sind. In diesem Fall läßt sich die Abklinglänge direkt für verschiedene Leitfähigkeitsverhältnisse σ_h / σ_ℓ angeben, und ist in Abb. 36 dargestellt. Um eine große Abklinglänge zu erzielen, ist ein sehr großer Leitfähigkeitsunterschied nötig.

Da nach Gl. (39) der Spannungsverlauf bekannt ist, lassen sich nun die Stromverteilung und die Stromdichteverteilung durch die charakteristische Abklinglänge ausdrücken:

$$I_h(x) = \frac{w}{\zeta_{niv}} \frac{V_0}{R_{sh}} \exp(-x/\zeta_{niv}) \tag{41}$$

$$J_v(x) = \frac{\sigma_\ell}{d_\ell} V_0 \exp(-x/\zeta_{niv}) \tag{42}$$

Aus Gl. (42) kann der durch die stromaufweitenden Schichten verursachte für das Bauelement entscheidende Gesamtwiderstand dieses Strom-Nivellierungssystems berechnet werden:

$$R_{niv} = \frac{\zeta_{niv}}{w} R_{sh} = \frac{1}{w} \sqrt{\frac{d_\ell / d_h}{\sigma_h \sigma_\ell}} \tag{43}$$

Um einen geringen zusätzlichen Widerstand zu erreichen, sollte die niedrigleitende Schicht prinzipiell so hoch wie möglich dotiert werden. Kann Absorption vernachlässigt werden, ist für eine Minimierung des Nivellierungswiderstandes die Dotierung der hochleitfähigen Schicht maximal anzusetzen, so dass sich durch die Dotierhöhe der niedrigleitenden Schicht die Stromaufweitung direkt ergibt.

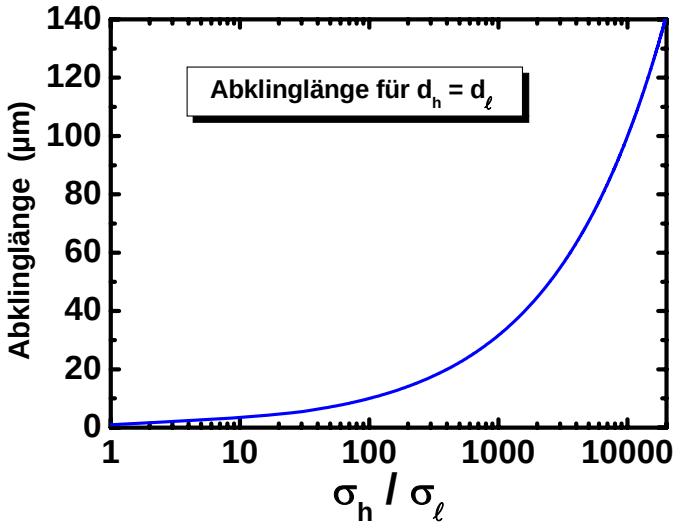


Abb. 36: Abklinglänge ζ_{niv} in Abhängigkeit des Leitfähigkeitverhältnisses σ_h / σ_ℓ der Stromverteilungsschichten.

Widerstand des unteren n-Spiegels (R 5):

Kapitel 3.3.2 befasste sich mit dem optimalen elektrischen Design von n-dotierten Halbleiterspiegeln. Es ist von einer hohen Leitfähigkeit der hoch n-dotierten Schichten auszugehen. So kann als stromdurchflossene Fläche in erster Näherung die Größe des gesägten Chips angenommen werden, der tatsächliche Widerstand wird jedoch aufgrund der inhomogenen radialen Stromverteilung etwas größer sein. Bei einem optimierten Spiegel liegt der Widerstand pro Spiegelpaar im Bereich von einigen mΩ. In dem Falle, dass der Spiegel kein optimales Design hat, steigt nicht nur der spezifische Widerstand an, sondern es kann ebenfalls die Kniespannung durch Banddiskontinuitäten steigen. Wird eine hohe Reflexion gewünscht, sind entsprechend viele Spiegelpaare nötig, und der Gesamtwiderstand des Spiegels steigt auf einige 10 mΩ an. An dieser Stelle ist ein Kompromiss zwischen dem zusätzlichen Widerstand und der Erhöhung der Reflexion einzugehen. Aus diesem Grund wird für den in Hochleistungs-LEDs integrierten Halbleiterspiegel zumeist eine Reflexion von 80 % bis 90 % gewählt. Entscheidend ist auch die Wärmeleitfähigkeit des Spiegels. Binäre Materialien leiten wesentlich besser Wärme ab als ternäres Material, deshalb sollte möglichst binäres Material verwendet werden (vgl. Abb. 1).

4.1.2 Punktstrahler für die Wellenlänge 870 nm

Es wird ein Hochleistungspunktstrahler mit lateraler Stromzuführung vorgestellt, der bei einer Wellenlänge von 870 nm emittiert. Die Ausgangsleistung soll im mW-Bereich liegen. Eine direkte Modulation für Frequenzen größer als einige MHz ist nicht vorgesehen, sodass keine besondere Rücksicht beim geometrischen und elektrischen Design auf das Hochfrequenzverhalten genommen werden muss. Um Leuchtdioden mit einigen mW Ausgangsleistung zu realisieren, sollte der aktive Durchmesser mindestens 50 µm betragen, um einer frühzeitigen Sättigung der spontanen Emission vorzubeugen. So wurde ein Maskensatz gewählt, bei dem der Krater für die Zink-Diffusion 70 µm im Durchmesser beträgt. Die geometrischen Daten sind in Abb. 37 und Tab. 6 zusammengefaßt. Die Kniespannung des fertigen Bauelementes steht in direktem Zusammenhang mit der Wellenlänge. Sie hängt von der Energie der Bandlücke bei Raumtemperatur ab und beträgt bei einer Zielwellenlänge von 870 nm mindestens 1,42 Volt. Oberhalb der Kniespannung

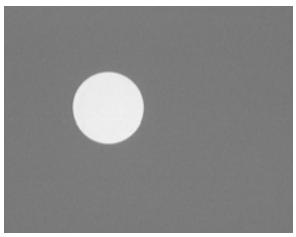
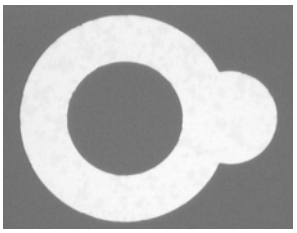
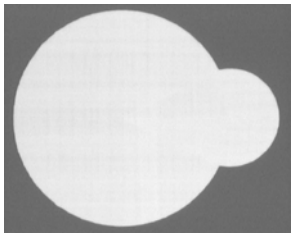
a)  **b)**  **c)** 

Abb. 37: Mikroskopaufnahmen des verwendeten Maskensatzes für den Prototyp der 870 nm LED: **a)** nomineller Ätzkraterdurchmesser 70 µm, **b)** p-Kontaktring (Innendurchmesser 110 µm) mit Bond-Pad, **c)** Ätzmaske zum Vereinzeln der Mesen.

Kraterdurchmesser für die Zink-Diffusion:	70 µm
Innerer Durchmesser des p-Kontaktringes:	110 µm
Äußerer Durchmesser des p-Kontaktringes:	200 µm
Rückseitiger ganzflächiger n-Kontakt: (fertige zugesägte Chipgröße)	0,3x0,3 mm^2

Tab. 6: Geometrische Maße des Maskensatzes zur Anfertigung eines Prototyps des oberflächenemittierenden Hochleistungspunktstrahlers für 870 nm.

sollte das Bauelement einen von der Betriebsspannung unabhängigen Widerstand besitzen. Falls Heteroübergänge existieren, die Banddiskontinuitäten aufweisen, kommt ein zusätzlicher Spannungsabfall hinzu (vgl. Kap. 3.3). Dies kann zum einen zu einer erhöhten Kniespannung und zum anderen zu Nichtlinearitäten des Bauelementwiderstandes führen.

Die in der MBE-Anlage verfügbaren Dotanden sind Beryllium und Silizium. Um die für eine optimale Epitaxie nötigen Parameter zu bestimmen, wurden folgende Teilstrukturen abgeschieden und analysiert:

- das aktive Material und die Ladungsträgerbarrieren,
- der substratseitige Bragg-Spiegel,
- der p-Kontaktbereich und die Zink-Diffusion und
- die laterale Stromzuführung und Stromaufweitung.

Anschliessend erfolgt eine elektrische und optische Charakterisierung der realisierten Leuchtdioden.

Das aktive Material und die Ladungsträgerbarrieren

Für Leuchtdioden hoher Ausgangsleistung kommt als aktives Material für die Wellenlänge von 870 nm vorwiegend eine homogene GaAs-Schicht zum Einsatz, die zwischen Materialien größerer Bandlücke als Mantelschichten eingebettet wird (s. Tab. 7). Die Mantelschichten, Barrieren für den freien Trägertransport, stellen einen Potentialtopf dar und grenzen somit den Bereich für die Ladungsträgerrekombination vertikal ein. Diese Gesamtstruktur wird als Doppelheterostruktur (DH) bezeichnet. Um einem Tunneln und der Rekombination der Ladungsträger an ionisierten Störstellen in den angrenzenden Rändern dieser Mantelschichten vorzubeugen, sind die ersten 20 nm der an das aktive Material angrenzenden Schichten undotiert ausgelegt. Zur Substratseite grenzt das aktive Material direkt an die Spiegelschichten, so dass hier eine $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$-Schicht die nötige Barriere für die Löcher darstellt. Zur p-Seite wurde eine $Al_{0,5}Ga_{0,5}As$-Schicht gewählt. Eine Schicht mit niedrigerem Aluminiumgehalt hätte hier als Ladungsträgerbegrenzung sicherlich ausgereicht, nur wird hier zusätzlich die Reflexion an der aluminiumhaltigen Schicht ausgenutzt, deren Schichtdicke einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht. Dadurch, dass das aktive Material in reflektierende Schichten eingebettet ist, und alle Schichtdicken an die optische Wellenlänge angepasst sind, ergibt sich eine Mikrokavität mit hoher Güte. Durch diese Anpassung der LED Schichtdicken an die optische Wellenlänge wird eine Filterwirkung erzielt, die zu einer Reduzierung der Halbwertsbreite und Erhöhung der Peakintensität der abgestrahlten Emission führt.
In Abb. 38 ist das Photolumineszenzspektrum der aktiven GaAs-Schicht bei Raumtemperatur dargestellt. Die Mittenwellenlänge liegt bei 864 nm, und die Intensität nimmt lediglich am Rand des Wafers leicht ab. Nach [Schubert 1993] läßt sich die Halbwertsbreite (FWHM) des Emissionsspektrums eines relativ dicken aktiven Materials, in dem Quanteneffekte keine Rolle spielen, durch

$$\Delta\nu \approx 1{,}8kT \tag{44}$$

abschätzen. Für GaAs ergibt dies bei Raumtemperatur eine zu erwartende Halbwertsbreite von etwa 28 nm. Die gemessene Halbwerstbreite liegt mit 27 nm im Rahmen dieser Erwartung.

Nr.	Schicht	Material	n für 870nm	geom. Dicke, nm	opt. Dicke in λ	Dotierung	x
0	n-GaAs Substrat	(001)-GaAs	3,625	340µm	unrelevant	Si 3,0 E +18	1
1	n-GaAs Puffer	GaAs	3,625	50,0	unrelevant	Si 3,0 E +18	1
2	n-DBR, n_h	Al0,3Ga0,7As	3,389	64,2	1/4	Si 6,0 E +18	12
3	n-DBR, n_l	Al0,9Ga0,1As	3,035	71,6	1/4	Si 6,0 E +18	12
4	n-Mantelschicht	Al0,3Ga0,7As	3,389	237,0	1-1/13	Si 6,0 E +18 bis 1,0 E +18	1
5	S.I. Mantelschicht	Al0,3Ga0,7As	3,389	19,7	1/13	nom. undot.	1
6	**aktives Material**	**GaAs**	**3,625**	**720,0**	**3**	**nom. undot.**	**1**
7	S.I. Mantelschicht	Al0,5Ga0,5As	3,263	19,7	1/13	nom. undot.	1
8	p-Mantelschicht	Al0,5Ga0,5As	3,263	738,4	3-3/13	Be 1,0 E +16	1
9	p-Mantelschicht	Al0,5Ga0,5As	3,263	41,0	2/13	Be 1,0 E +16 bis 1,0 E +19	1
10	p-Stromzuführung	Al0,1Ga0,9As	3,534	1477,1	6	Be 1,0 E +19	1
11	n-Sperrschicht	Al0,1Ga0,9As	3,534	246,2	1	**Si** 5,0 E +17	1
12	p-Kontaktschicht	Al0,1Ga0,9As	3,534	420,6	2-1/6-1/8	Be 1,0 E +19	1
13	p-Kontaktschicht	Al0,1Ga0,9As	3,534	41,0	1/6	nom. undot.	1
14	p-Kontaktschicht	GaAs	3,625	30,0	1/8	nom. undot.	1
			Gesamt:	**ca. 5,7 µm**	**22 λ**		

Tab. 7: Übersicht über die für die MBE angepasste Gesamtstruktur des bei $\lambda = 870\,\text{nm}$ emittierenden Hochleistungs-Punktstrahlers.

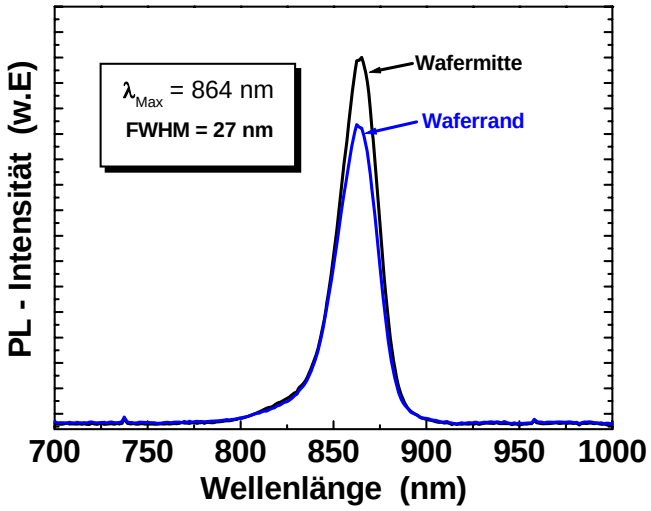


Abb. 38: Vergleich der PL-Intensität des aktiven Materials GaAs in einer DH-Struktur über einen 2-Zoll Wafer.

Der substratseitige Bragg-Spiegel

Durch die Implementierung eines Halbleiter-Spiegels zwischen Substrat und Diodenschichten werden die optischen Verluste durch Abstrahlen in den Substratbereich reduziert. Eine Kombination von AlAs/GaAs-Schichten wäre aufgrund des hohen Brechzahlsprungs zu favorisieren, allerdings müsste das binäre AlAs beim fertigen Bauelement vor nachträglicher Oxidation geschützt werden, sodass die Prozessierung aufwendig würde. Wird anstelle des binären Materials $Al_{0,9}Ga_{0,1}As$ verwendet, so ist die Oxidation bei Raumtemperatur vernachlässigbar (die Oxidation von hoch Aluminium-haltigen Schichten wird in Kapitel 5 ausführlich behandelt). Binäres GaAs läßt sich ebenfalls nicht verwenden, da es in diesem Wellenlängenbereich um 870 nm stark absorbiert. Dies läßt sich nur durch die Verwendung einer $Al_xGa_{1-x}As$-Zusammensetzung mit einem höherem Al-Anteil ($x \geq 0{,}1$) verhindern. So kommt $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ und damit ein $Al_{0,9}Ga_{0,1}As/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$-Spiegel zum Einsatz, der im Gegensatz zu einem $Al_{0,9}Ga_{0,1}As/Al_{0,1}Ga_{0,9}As$-Spiegel bei einer hohen Dotierung keiner Übergangsschichten bedarf und dennoch gute elektrische Eigenschaften besitzt (vgl. Kapitel 3.3.2).

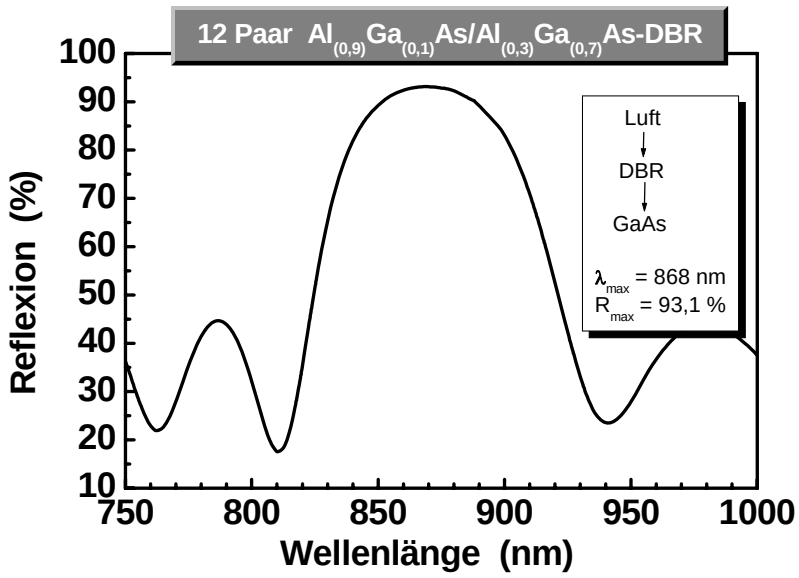


Abb. 39: Reflexionsspektrum eines für $\lambda = 870\,\text{nm}$ zum Einsatz kommenden Si-dotierten 12 paarigen $Al_{0,9}Ga_{0,1}As/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$-Halbleiterspiegels.

Die Reflektivität sollte im Prinzip so hoch wie möglich sein, nur erhöht sich durch jedes zusätzliche Spiegelpaar auch der Gesamtwiderstand des Bauelementes. Aus diesem Grund wird ein Spiegel aus 12 Paaren $Al_{0,9}Ga_{0,1}As/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ gewählt, der homogen $6{,}0E+18\,cm^{-3}$ Silizium dotiert ist. Die Reflexionsmessung an solch einem Spiegel ist in Abb. 39 dargestellt und ergibt bei $\lambda = 870\,nm$ eine hohe Reflektivität von mehr als $93\,\%$. Es ist jedoch zu beachten, dass Luft in diesem Fall dass umgebende Medium der Messung ist. Für Photonen aus dem aktiven Material, dass eine höhere Brechzahl als Luft aufweist, wird die Reflexion geringer sein, und gemäß Gl. (08) nur etwas über $80\,\%$ betragen. Der gemessene Widerstand eines so gewachsenen unteren Spiegels liegt bei $1{,}4\cdot10^{-4}\,\Omega cm^2$. Es ist von einer hohen Leitfähigkeit der hoch n-dotierten Schichten auszugehen, sodass als stromdurchflossene Fläche in erster Näherung die Größe des gesägten Chips angenommen werden kann. Bei dem Prototyp ergibt sich somit ein zusätzlicher Widerstand von $0{,}2\,\Omega$. Der tatsächliche Widerstand wird sicherlich aufgrund der inhomogenen radialen Stromverteilung etwas größer sein. Eine Optimierung des Spiegels ist sehr wichtig. Falls der Spiegel kein optimales Design hat, steigt nicht nur der spezifische Widerstand, sondern auch die Kniespannung kann durch Banddiskontinuitäten ebenfalls steigen.

p-Kontaktbereich und Zink-Diffusion

Für den Kontaktbereich wurde eine Kombination aus hoher p-Dotierung (Beryllium, $1{,}0\cdot10^{19}\,cm^{-3}$) und flacher Zink-Diffusion gewählt. Die Dotierhöhe durch die Zink-Diffusion sollte so hoch wie möglich und Diffusionstiefe so tief wie möglich erfolgen, idealerweise p-seitig bis kurz vor den aktiven Bereich. Mit der für diese Arbeit verwendeten Diffusionsanlage werde Zn-Dotierniveaus von bis zu $2{,}0\cdot10^{20}\,cm^{-3}$ erreicht. Es kommt jedoch bei der Zink-Diffusion zu einer Interferenz des eindiffundierenden Zinks und des in der MBE-Anlage verwendeten p-Dotands Beryllium, die beide als substitutionelle Akzeptoren Ga-Plätze besetzen. Zahlreiche Studien beschäftigten sich mit dem Prozeß der Zink-Diffusion in III-V Halbleitern

wie InP und GaAs. Es wird vorgeschlagen, dass Zink nach einen sog. *kick-out* bzw. Verdrängungs-Mechanismus diffundiert, der sich nach [Tai 1999] folgendermaßen beschreiben läßt:

$$Zn_i^+ \Leftrightarrow Zn_S^- + Be_{III}^+ + h^+$$

Beim kick-out Mechanismus interagiert ein im Gitter integriertes Dotand-Atom (Beryllium) mit einem auf Gitterzwischenplätzen freibeweglichen Atom (Zink), indem dies das Beryllium-Atom von seinem Gitterplatz verdrängt. Dabei steht Zn_i^+ für das positiv gelade Zn-Atom, dass sich auf Gitterzwischenplätzen frei bewegt, Zn_S^- das im Gitter auf einem Gruppe-III Platz eingebaute negativ geladene Zn-Atom, Be_{III}^+ das freigesetzte Be-Atom, dass sich nun auf einem Gitterzwischenplatz befindet, und h^+ beschreibt den positiven Ladungsträger. Das aus der Ionenbindung befreite Be-Atom ist nun über Gitterzwischenplätze frei beweglich und kann sich so durch den Kristall bewegen. Dies hat zur Folge, dass überall dort, wo eine AlGaAs-Schicht Beryllium dotiert ist und nachträglich Zink diffundiert wird, das Beryllium durch das Zink aus seinen Gitterplätzen vertrieben wird und anschließend über Gitterfehlstellen bis weit in die Schicht und das Substrat diffundiert. Um diesen Vorgang genauer zu untersuchen, wurde ein Schichtensystem, bestehend aus einer p/n/p-Struktur (s. Tab. 8), gewachsen, und anschliessend unter verschiedenen Bedingungen Zn-diffundiert. Durch elektrische Messungen wurde untersucht, inwieweit die sperrende Funktion dieses p/n/p-Schichtenpakets beeinflusst wird. Mittels SIMS wird nach erfolgter Diffusion die Änderung in der Be-Verteilung untersucht.

Nr.	Schicht	Material	geom. Dicke, nm	Dotierung
0	**p**-GaAs Substrat	(001)-GaAs	340µm	Si 3,0 E +18
1	p-GaAs Puffer	GaAs	50,0	Si 3,0 E +18
2	p-Mantelschicht	Al0,3Ga0,7As	200,0	Be 1,0 E +16 bis 1,0 E +19
3	p-Stromzuführung	Al0,1Ga0,9As	200,0	Be 1,0 E +19
4	n-Sperrschicht	Al0,1Ga0,9As	246,2	**Si** 5,0 E +17
5	p-Kontaktschicht	Al0,1Ga0,9As	420,6	Be 1,0 E +19
6	p-Kontaktschicht	Al0,1Ga0,9As	41,0	nom. undot.
7	p-Kontaktschicht	GaAs	30,0	nom. undot.

Tab. 8: Übersicht über die gewachsene p/n/p-Teilstruktur zur Ermittlung optimaler Zink-Diffusionsbedingungen.

Wird eine Spannung an Vorder- und Rückseite der p/n/p-Struktur angelegt, so sollte bis zur Durchbruchsspannung, die durch die Höhe der n-Dotierung der Zwischenschicht festgelegt wird, die Struktur sperren und somit kein Strom fließen. Die Durchbruchsspannung ergibt sich nach [Sze 81] bei abrupten Übergängen mit einem Dotierhöhenunterschied von mindestens einer Größenordnungen für die nach Tab. 8 gewachsene Struktur zu $V_b \approx 6$ Volt (s. Abb. 40). Dies konnte durch I-U-Messungen bestätigt werden, die zum Vergleich in Abb. 41 dargestellt sind. Bereits durch das Tempern der gewachsenen Struktur bei diffusionsüblichen Temperaturen und Zeiten kommt es offensichtlich zu einer Diffusion des Berylliums im

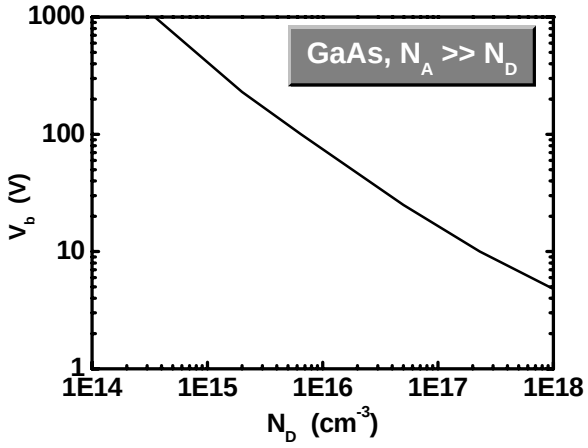


Abb. 40: Theoretische Durchbruchsspannung eines homogen dotierten abrupten p^{++}/n-Überganges in Abhängigkeit von der Dotierhöhe der n-Schicht bei konstant hoher Dotierung der p-Seite.

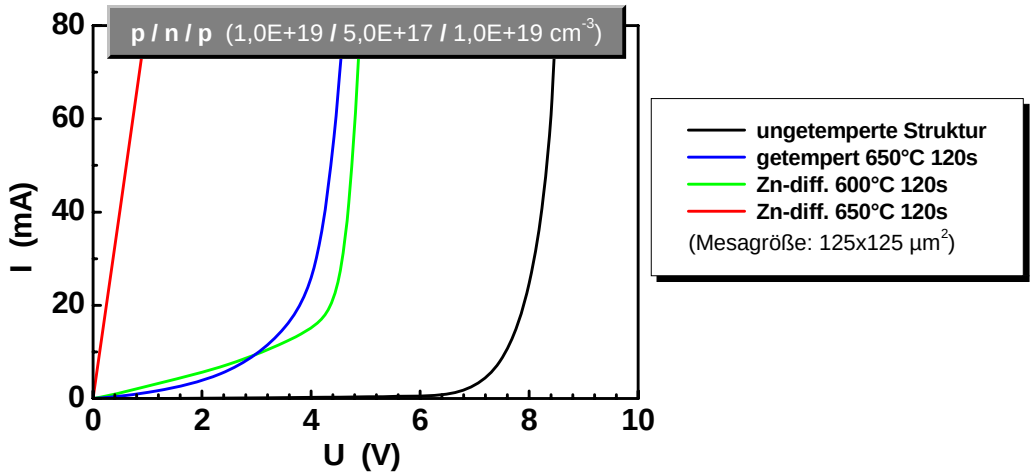


Abb. 41: IV-Messungen an der in Tab. 8 gewachsenen Struktur: (—) ungetemperte Struktur, (—) getempert 650°C 120s, (—) nach Zn-Diffusion 600°C 120s und (—) nach Zn-Diffusion 650°C 120s.

Kristallgitter, wie vergleichende SIMS-Messungen in Abb. 42 zeigen. Die nominell undotierte GaAs-Kontaktschicht (Tab. 8, Nr. 7) zeigt nun ein eindeutiges Beryllium-Signal (ca. $1{,}0 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$), und auch in der Sperrschicht (Tab. 8, Nr. 4) findet sich Beryllium mit einer Konzentration von etwa $2{,}0 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ an. Durch die Bewegung des Berylliums ist der p/n/p-Übergang nicht mehr abrupt, und die Sperrspannung sinkt auf knapp 4 Volt (s. Abb. 41).

Bei der durchgeführten Zink-Diffusion kommt es zu der angesprochenen Wechselwirkung zwischen Zink und Beryllium. Die nun folgenden Angaben über die durchgeführte Zink-Diffusion beziehen sich ausschliesslich auf die verwendete Diffusionsanlage. In diesem Ofen erfährt der Wafer eine schnelle Temperaturänderung von 100 °C pro Sekunde, sodass hier nicht mehr von einem Diffusionsprozeß im thermodynamischen Gleichgewicht ausgegangen werden kann, d.h. die Ergebnisse sind rein qualitativ zu betrachten. Es werden nun zwei verschiedene Diffusionsbedingungen verglichen:

a) 600°C 120s
b) 650°C 120s

Die oberflächennahe Zinkkonzentration beträgt in beiden Fällen $2{,}0 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Die Diffusionstiefe für Zinkkonzentrationen oberhalb $5{,}0 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ wurde in reinem (001)-GaAs Substrat bestimmt und liegt für (a) bei 150 nm und für (b) bei 350 nm. Bei verminderter Materialqualität wie z.B. Schichten, die Fehlstellen oder andere Defekte aufweisen, ist eine größere Zn-Diffusionstiefe zu erwarten. Anhand der SIMS-Messungen in Abb. 43 läßt sich der Be-austreibende Effekt erkennen. Dort, wo vorher Beryllium war und Zink eindiffundiert wurde, geht die Be-Konzentration zurück. Im Fall (a) wird die Berylliumkonzentration in Schicht Nr. 5 (vgl. Tab. 8) von $1{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ um eine Größenordnung reduziert. Das fehlende Beryllium lagert sich in den zuvor undotierten Kontaktschichten (Nr. 6&7), in der Sperrschicht (Nr. 7) und im Substrat ab. Es konnte eine Berylliumkonzentration von $1{,}0 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ bis zu einigen µm tief im Substrat nachgewiesen werden. Die IV-Kennlinie in Abb. 41 zeigt, dass der p/n/p-Übergang nicht länger abrupt ist und die Sperrspannung sich entsprechend auf 4 Volt reduziert.

Die mittels SIMS in der Sperrschicht gefundene Berylliumkonzentration von $3{,}0 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ macht deutlich, dass die Sperrschicht nominell mit mindestens dieser Ladungsträgerkonzentration mittels n-Dotanden vordotiert sein muss, damit sie durch die Zink-Diffusion nicht zu einer p-Schicht konvertiert wird. Andererseits darf diese Sperrschicht nicht zu hoch n-dotiert sein, da sonst die Durchbruchsspannung

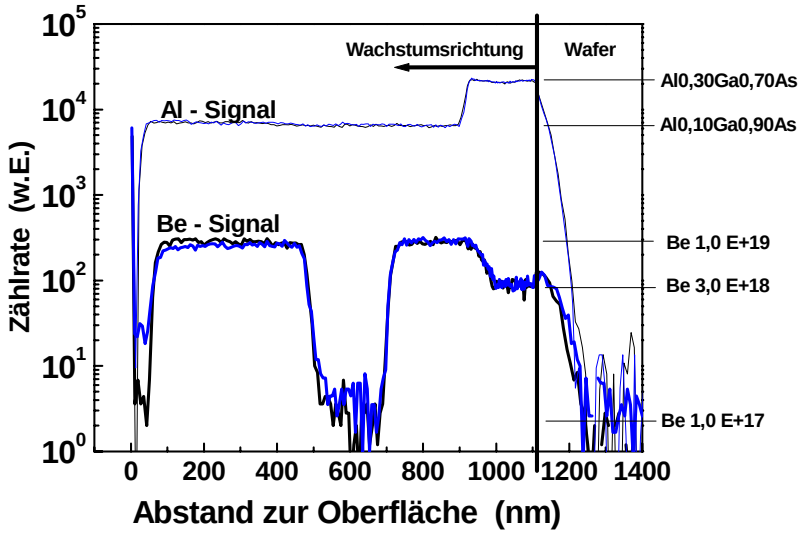


Abb. 42: SIMS-Messungen an der in Tab. 8 aufgeführten Struktur. Aufgetragen ist die Detektionsrate des gemessenen AsBe-Komplexes (zur Vermeidung von Interferenzen mit Al) und zur Kontrolle der Schichtdicke das Aluminium-Signal: (—) ungetemperte Struktur, (—) getemperte Struktur (650°C 120s).

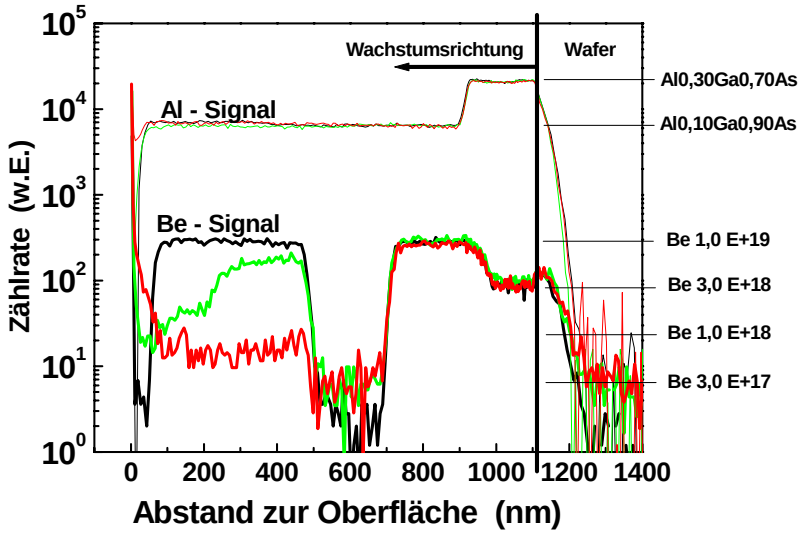


Abb. 43: SIMS-Messungen an der in Tab. 8 aufgeführten Struktur. Beryllium-Signal für die ungetemperte Struktur (—), nach Zn-Diffusion 600°C / 120s (—) bzw. nach Zn-Diffusion 650°C / 120s (—).

zusätzlich sinken würde (vgl. Abb. 40). Wird die Zink-Diffusionstiefe erhöht, wie im Fall (b), so ist die stromsperrende Wirkung praktisch aufgehoben, und es läßt sich keine Barriere für den Trägertransport mehr messen (s. Abb. 41).

Das bedeutet, dass für dieses Bauelement bei Be-dotiertem Material eine maximal mögliche Zn-Diffusionstiefe existiert. Um eine möglichst tiefe Zn-Diffusion zu ermöglichen, wurden die Schichten Nr. 4-7 entsprechend dick ausgelegt. Um die Be-Zn-Interferenz zu reduzieren, wurden die oberflächennahen Bereiche nicht Be-dotiert. Es ist sicherlich günstiger, bei diesem Bauelementkonzept anstelle des Berylliums einen p-Dotanden wie z.B. Kohlenstoff in der MBE einzusetzen, der sich Zn-Diffusion gegenüber unkritischer verhält, da er nicht zu einer Konkurrenz um Gruppe-III Plätze führt.

Die laterale Stromzuführung und Stromaufweitung

Bei Punktstrahlern muß stets das Problem der Stromverdichtung minimiert werden, um eine homogene Emission über die gesamte aktive Fläche zu erzielen. Aus diesem Grund wurde eine hochleitende und eine niedrigleitende Schicht zur Stromaufweitung implementiert. Um eine große Abklinglänge zu erzielen, ist ein sehr großer Leitfähigkeitsunterschied nötig. Die charakteristische Abklinglänge ist gerade dann maximal, wenn die hochleitende und die niedrigleitende Schicht gleich dick sind (Gl. 40). Für den Widerstand dieser Stromnivellierungsschichten ist es jedoch am günstigsten, wenn die hochleitfähige Schicht so dick wie möglich ist. Aus diesem Grund wurde für die hochleitfähige Schicht im Vergleich zur niedrigleitenden die doppelte Schichtdicke gewählt. Die Dotierhöhe der 1,4 µm dicken hochleitenden Schicht wurde auf $1{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ festgelegt. Eine Be-Dotierung von $1{,}0 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ wäre vom elektrischen Gesichtspunkt her zu bevorzugen. Durch die unvermeidbare Austreibung des Berylliums durch das Zink birgt solch hohe Dotierung die Gefahr, dass sich das Beryllium auf einem zu hohen Hintergrunddotierniveau im gesamten Bauelement verteilen würde. Das hätte u.a. zur Folge, dass durch die Be-Dotierung des aktiven Bereiches die Ausgangsleistung

durch das Erzeugen von nichtstrahlenden Rekombinationszentren abnehmen würde [Chen 1999].

Um nun eine Stromaufweitung über mindestens 15 µm zu erzielen, ist nach Gl. (40) unter Berücksichtigung des Schichtdickenverhältnisses ein Leitfähigkeitsunterschied von etwa 500 nötig (vgl. Abb. 36). So ergibt sich für die niedrigleitende Schicht eine Dotierhöhe im Bereich $1{,}0 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Nach Gl. (40) läßt sich nun aus dem Schichtdicken- und Leitfähigkeitsverhältnis der stromaufweitenden Schichten (Nr. 8 bis 10 in Tab. 7) eine charakteristische Abklinglänge von $\zeta_{niv,1} \approx 16\mu m$ berechnen. Eine zusätzliche Stromaufweitung ergibt sich aus dem Leitfähigkeitsverhältnis der eindiffundierten Zinkschicht und der mit $1{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ Be-dotierten Schicht.

Für die weiteren Berechnungen wird eine Zn-Diffusionstiefe von 150 nm mit einer Konzentration von $2{,}0 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ angenommen. Daraus ergibt sich zusammen mit der 1,4 µm dicken $1{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ Be-dotierten Schicht eine zusätzliche Stromaufweitung um $\zeta_{niv,2} \approx 2\,\mu\mathrm{m}$. Diese Angaben sind als Mindestabklinglängen zu verstehen, da sie durch die Radialsymmetrie vergrößert werden. Nach Gl. (43) läßt sich nun der zusätzliche Widerstand zu $R_{niv} \approx 4\,\Omega$ abschätzen.

Unter Berücksichtigung des verwendeten Maskensatzes in Tab. 6 läßt sich nach Gl. (25) der Widerstand der lateralen Stromzuführung berechnen. Die Zuführungsschicht ist insgesamt ca. 0,5 µm dick, wobei die obersten 150 nm $2{,}0 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ Zn-dotiert und die übrige Schicht $2{,}0 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ Be-dotiert ist. Bei einem Durchmesser des inneren Kontaktringes von 110 µm und einem Kraterdurchmesser von 70µm berechnet sich dieser Widerstand damit zu $R_2 \approx 3\,\Omega$.

Charakterisierung der Punktstrahler

Die Strom-Spannungskennlinie des in dieser Arbeit realisierten Punktstrahlers ist in Abb. 44 dargestellt. Der zu erwartende Gesamtwiderstand, der sich hauptsächlich aus dem Widerstand der lateralen Stromzuführung ($R_2 \approx 3\,\Omega$) und aus dem Widerstand der implementierten Nivellierungsschicht ($R_{niv} \approx 4\,\Omega$) zusammensetzt, sollte den Berechnungen zufolge ungefähr $7\,\Omega$ betragen. Die Messung zeigt einen differentiellen Widerstand von $7\,\Omega$ oberhalb von 2 Volt. Unter dieser Spannung ist der Widerstand etwas größer, vermutlich aufgrund von Heterobarrieren. Diese Barrieren lassen sich beim Design nach Tab. 7 weiter optimieren. Die Bauelemente werden erst ab einer Stromstärke von mehr als 150 mA zerstört, dass entspricht einer Stromdichte von über $600\,\mathrm{kA/cm^2}$ im diffundierten Ringkontakt. Um einen geringeren Widerstand zu erreichen, wäre eine tiefere Zn-Diffusion die beste Lösung. Zum einen würde dadurch der Widerstand der stromzuführenden Schicht kleiner sein, und zum anderen könnte man dann die niedrigleitende zur Stromaufweitung benutzte Schicht höher dotieren, sodass sich der Gesamtwiderstand deutlich reduzieren würde. Eine tiefere Zn-Diffusion ist jedoch mit dem hier in der MBE verwendeten p-Dotanden Beryllium äußert problematisch.

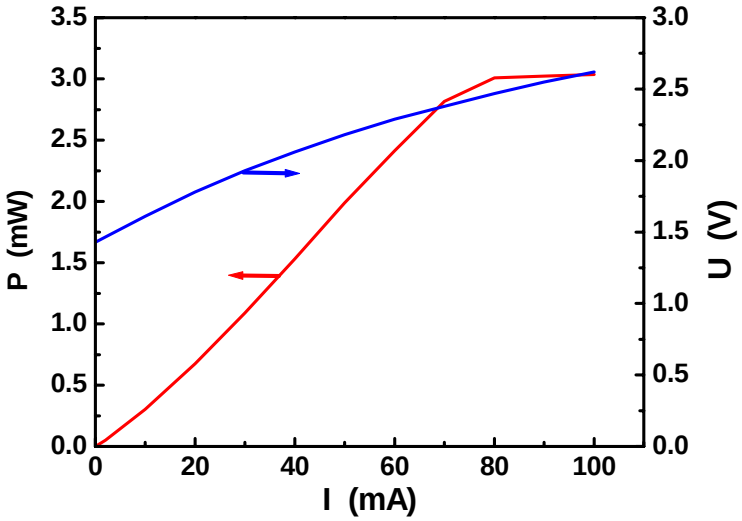


Abb. 44: Abhängigkeit der gemessenen Ausgangsleistung und der Betriebsspannung vom Strom des realisierten Punktstrahlers.

Die Ausgangsleistung der *on-wafer* gemessenen Punktstrahler steigt annähernd linear zum Strom bis zu 3 mW bei 75 mA an (bzw. 40 µW/mA). Der differentielle Wirkungsgrad η_d läßt sich durch

$$\eta_d = \frac{q}{h\nu}\left(\frac{dP_{out}}{dI}\right) \tag{45}$$

beschreiben. Der Term dP_{out}/dI beschreibt die Zunahme der gemessenen Ausgangsleistung durch die Erhöhung des Stromflusses, der Vorfaktor $q/h\nu$ berücksichtigt dabei die Energie der Photonen.

Diese oberflächenemittierende Leuchtdiode besitzt demnach einen differentiellen Wirkungsgrad von 3,2 %. Der Halbleiter-Luft-Übergang hat, vom aktiven Bereich aus berechnet, bei der Emissionswellenlänge eine Reflexion von ca. 31%. Durch die Entspiegelung dieses Überganges auf eine Restreflexion unter 1% ließ sich die gemessene Ausgangsleistung um 38 % auf 4,1 mW steigern. Nach der Theorie sollte eine Steigerung von maximal 45 % möglich sein. Da die Entspiegelung nur für Licht senkrecht zur Oberfläche optimal ist, und sich die Schichtdicken der Antireflexschichten bei größeren Abstrahlwinkeln für die Photonen vergößern, verschiebt sich für größere Abstrahlwinkel das Reflexionsminimum zu größeren Wellenlängen. Das hat zur Folge, dass die Restreflektivität bei $\lambda = 870$ nm bei größeren Abstrahlwinkeln wieder auf einige Prozent ansteigt und somit eine vollständige Auskopplung verhindert. Durch die Antireflexionsschicht erhöhte sich die Effizienz der Punktstrahler auf ca. 4,4 %.

Eine Nahfeldaufnahme des aktiven Bereiches in Abb. 45 mittels Infrarotkamera zeigt, dass es in jeder dieser Leuchtdioden nichtstrahlende Rekombinationszentren gibt. Je mehr Wachstumsdefekte vorhanden sind, desto geringer ist die Lichtleistung. Geht man von einem linearen Intensitätsverlauf der Infrarotkamera aus, so liesse sich Berechnungen zu Folge für den Fall einer defektfreien Struktur eine Leistungssteigerung von mindestens 100 % erwarten. Wird zusätzlich die Reflektivität des unteren Spiegels von 80 % auf 99 % gesteigert, sollte mit diesem Design ein differentieller Wirkungsgrad von über 10 % erreichbar sein. Hochwertige

Leuchtdioden anderer Wellenlängen erreichen heutzutage eine Effizienz über 15 %. Jedoch sind diese Leuchtdioden aufgrund ihrer Geometrie nicht als Sendedioden geeignet, da es keine Punktstrahler sind.

Das Emissionsspektrum ist in Abb. 46 dargestellt. Die gemessene Peak-Intensität im Dauerstrichbetrieb bei 60 mA liegt bei 873 nm mit einer Halbwerstbreite von nur 19nm. Diese im Vergleich zur PL um 30 % reduzierte Halbwertsbreite ist ein Resultat des optischen Design, d.h. es kommt zu den angesprochenen Mikrokavitätseffekten. Dadurch, dass alle Schichten in ihrer optischen Dicke einem Vielfachen der Wellenlänge von 870 nm angepasst wurden, kommt es bevorzugt zu einer Einkopplung der erzeugten Photonen in die in dieser Struktur bei dieser

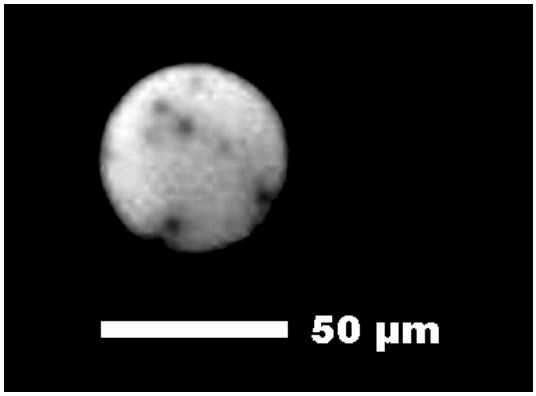


Abb. 45: Nahfeldaufnahme der Emissionsverteilung mittels Infrarot-sensitiver Kamera.

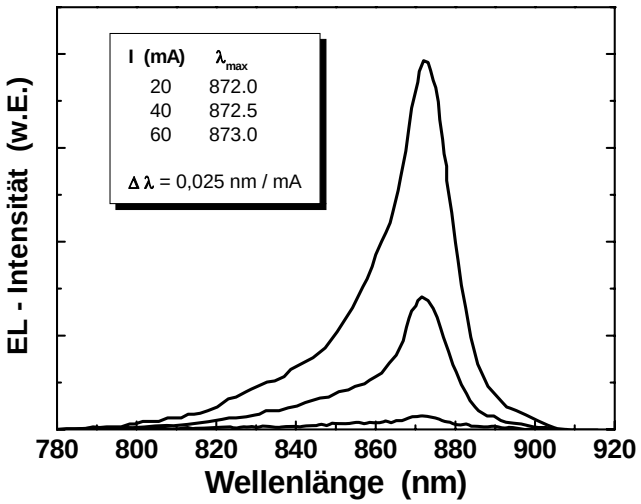


Abb. 46: Elektrolumineszenzspektren des Punktstrahlers bei verschiedenen Pumpströmen (Dauerstrichbetrieb).

Wellenlänge existierenden Moden, und die Halbwertsbreite sinkt. Das gemessene Intensitätsmaximum des Punktstrahlers verschiebt sich mit 0,025 nm pro mA. Die Zunahme der Wellenlänge bei Erhöhung des Stromes ist vorwiegend auf die Abnahme der Bandlücke des aktiven Materials bei erhöhter Temperatur zurückzuführen. Nach [Sze 81] kann die Abhängigkeit der Bandlücke von GaAs durch

$$E_g(GaAs) \approx 1{,}52 - \frac{(5{,}4 \times 10^{-4})T^2}{(T + 204)} \tag{46}$$

abgeschätzt werden. Daraus ergibt sich im Bereich der Raumtemperatur eine zu erwartende Wellenlängenzunahme von 0,28 nm pro Kelvin. Bei einem angelegten Strom von 100 mA entspricht das einer Erwärmung des Bauelementes bzw. des aktiven Materials von lediglich 9 °C.

In Abb. 47 sind Aufnahmen einer Infrarot-sensitiven Kamera zur Ermittlung der Emissionsverteilung dargestellt, die bei verschiedenen Stromstärken aufgenommen wurden. Es ist zu erkennen, dass sich die Emission innerhalb des Metallkontaktringes relativ homogen verteilt. Bei den dunklen Punkten, die um das Bauelement herum zu erkennen sind, handelt es sich um MBE-typische ovale Defekte. Trägt man die gemessene Helligkeit abzüglich der Hintergrundintensität über dem Ort auf, so ist die homogene Intensitätsverteilung in Abb. 48 deutlich zu erkennen, was den Schluß nahelegt, dass das Prinzip der Stromaufweitung sehr gut funktioniert. Bei zunehmender Stromstärke verteilen sich die Ladungsträger zunehmend inhomogener, da nach Gl. (31) die Abklinglänge mit zunehmender Stromdichte abnimmt (vgl. Abb. 34), wodurch die Abschattung durch den p-Kontaktring mit zunehmenden Strom kleiner wird.

Eine vereinzelte Diode wurde in ein Standardgehäuse für Punktstrahler (TO-18 Sockel) aufgebaut, welches je nach Anwendungszweck mit verschiedenen Linsen versehen werden kann. Obwohl dieses Gehäuse nicht für die direkte Modulation im MHz-Bereich ausgelegt ist, hat der Hochleistungs-Punktstrahler im Vergleich zu handelsüblichen LEDs überdurchschnittlich schnelle Schaltzeiten, wie Abb. 49 entnommen werden kann. Typische Werte für die Anstiegszeit (von 0 % auf 90 %

Intensität) liegen, gemessen bei einem Pulsstrom von ca. 50 mA, bei etwa 45 ns und für die Abklingzeit (von 100 % auf 10 %) bei 30 ns (die Verzögerung des Meßsysthems liegt bei max. 1ns).

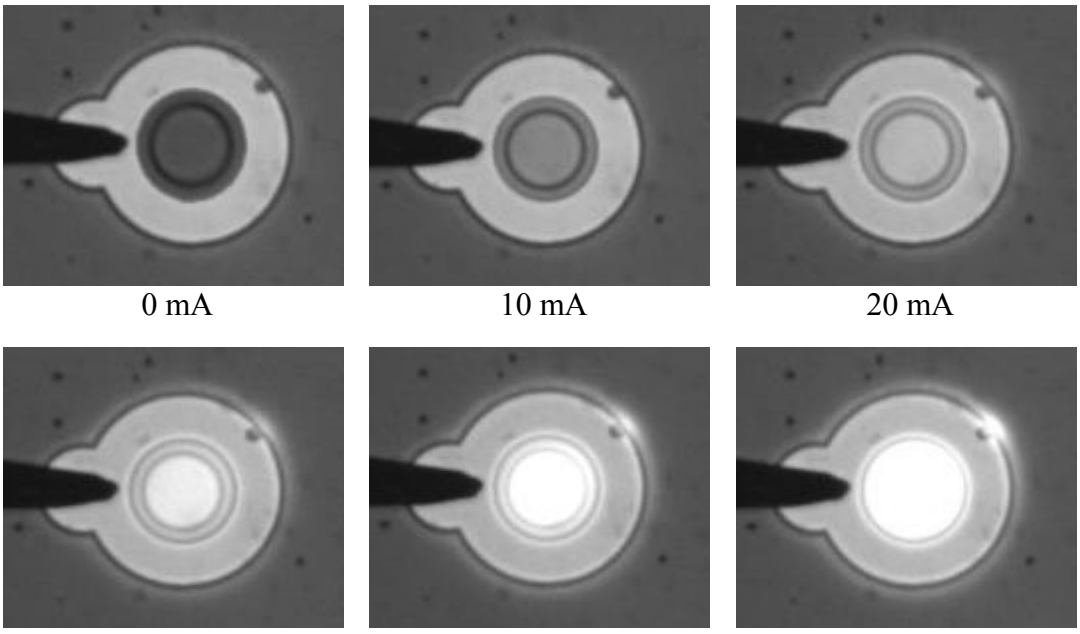


Abb. 47: Aufnahmen zur Ermittlung der Emissionsverteilung mittels Infrarot-sensitiver Kamera (aufgenommen bei verschiedenen Stromstärken).

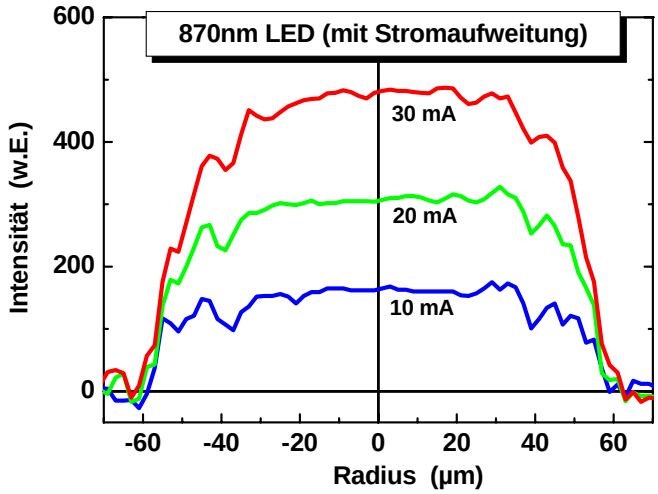


Abb. 48: Intensitätsverteilung einer bei $\lambda = 870$ nm oberflächenemittierenden LED mit lateraler Stromaufweitung (normiert auf die Hintergrundintensität) in Abhängigkeit von der Stromstärke. Der Durchmesser des aktiven Bereiches der Leuchtdiode beträgt 110 µm.

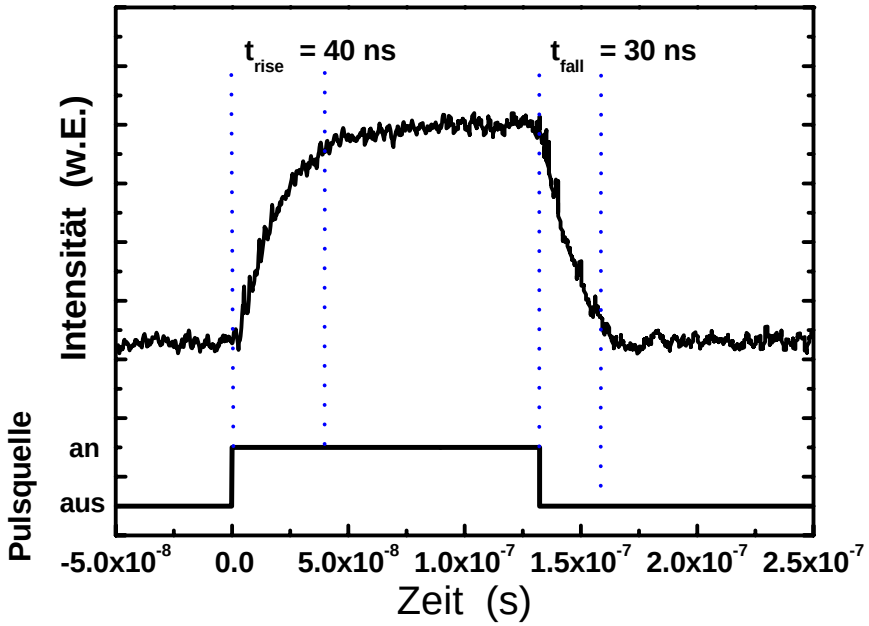


Abb. 49: Zeitverhalten der optischen Antwort eines aufgebauten Punktstrahlers (TO-18 Gehäuse). Der Pulsstrom entspricht einer Stromstärke von 50 mA.

4.2 Superlumineszenzdioden für die Telekommunikation

Für faseroptische Netzwerke im langwelligen optischen Nachrichtenfenster um 1,3 µm stellen langwellige oberflächenemittierende Sendedioden mit vertikalem Resonator wie RCLEDs und VCSELs preiswerte und leistungsfähige Schlüsselkomponenten dar. Zu ihren herausragenden Eigenschaften zählen die symmetrische Abstrahlcharakteristik zur effizienten Einkopplung in externe Wellenleiter, eine geringe Leistungsaufnahme bei gleichzeitig hohem Wirkungsgrad, gute Modulationseigenschaften für hochbitratige Übertragung, die Möglichkeit zur Integration in ein- oder zweidimensionale Arrays sowie die im Vergleich zu Kantenemittern stark vereinfachten Prüfverfahren.

Für moderate Datenraten stellen RCLEDs eine günstige Alternative zu VCSELs dar, da sie nicht solch hohe Anforderungen an die Struktur bzw. an die Epitaxie stellen. Im Grunde genommen sind Leuchtdioden mit vertikalem Resonator, d.h. mit einer Mikrokavität, eine Zwischenstufe zwischen gewöhnlichen Leuchtdioden und VCSELs. Es sind Superlumineszenzdioden, die die Vorteile der Erhöhung der spontanen Emission durch Mikrokavitätseffekte ausnutzen. Dazu wird das aktive Material in einer DH-Struktur zwischen zwei hochreflektierenden Bragg-Spiegeln platziert. Im Gegensatz zu VCSELs ist das Realisieren von Spiegelreflektivitäten von $> 99{,}9\,\%$ nicht erforderlich. Um eine hohe Lichtleistung auszukoppeln, wird in der Regel für den auskoppelnden Spiegel eine Reflektivität von 90 % gewählt. RCLEDs besitzen einen kleinen Abstrahlwinkel bei einer gleichzeitig geringen Halbwertsbreite, was die Einkopplung in Lichtleitern zur optischen Datenübertragung begünstigt.

Die attraktivste Methode zur Herstellung von bei einer Wellenlänge von 1,3 µm vertikal emittierenden Sendedioden ist, GaAs-basierende Bragg-Spiegel mit einem bei 1,3 µm Wellenlänge emittierenden aktiven Material monolithisch zu integrieren,

d.h. in einem Epitaxieschritt zu wachsen. Die Hauptvorteile dieser Herangehensweise sind die hohen erzielbaren Reflektivitäten und die gute thermische Leitfähigkeit der auf GaAs-basierenden Bragg-Spiegel. Um Emission bei 1,3 µm in auf GaAs-basierenden Strukturen zu erzeugen, kommen alternativ drei verschiedene aktive Materialkonzepte in Frage: GaInAsN Quantenfilme [Nakahara 98], GaAsSb Quantenfilme [Anan 99] und mittels selbst-organisiertem Wachstum abgeschiedene InAs-basierende Quantenpunkte [Huffaker 98]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Ansatz einer auf Quantenpunkten als aktivem Material basierenden Superlumineszenzdiode verfolgt.

4.2.1 Langwellig emittierende InAs/InGaAs-Quantenpunkte auf GaAs-Substrat

Bei InAs/InGaAs-Quantenpunktstrukturen ist die Abnahme der Bandkantenenergie direkt mit der Abnahme der Bandkantenenergie zum einen des a) einbettenden sowie b) eingebetteten Materials und c) mit der Quantisierung in alle 3 Raumrichtungen verknüpft. Im Fall von InGaAs-Mantelschichten führt zudem eine Umverteilung der In-Atome von diesen Mantelschichten heraus in die Quantenpunkte hinein zu einer weiteren Reduzierung der Bandkantenenergie, da die Quantisierungsenergie beeinflusst wird [Maleev 99]. Eine Reduzierung der Druckverspannung scheint eine zusätzliche Rolle bei der Rotverschiebung der Emissionswellenlänge solcher Quantenpunktstrukturen zu spielen [Nishi 99]. Als Folge dessen läßt sich durch die Anpassung der Epitaxieparameter eine Emissionswellenlänge um 1,3 µm einstellen.

Alle in dieser Arbeit präsentierten Strukturen wurden auf exakt orientiertem (001)-GaAs Substrat mittels konventioneller MBE gewachsen. Die Substrate sind semiisolierend, um parasitäre Kapazitäten zu reduzieren, die einer hohen Modulationsfrequenz entgegenstehen. Die Wachstumsprozedur wurde an Teststrukturen entwickelt, die eine oder mehrere Ebenen Quantenpunkte enthielten. Für Photolumineszenzmessungen wurden solche Quantenpunktebenen mittig in einer

GaAs-Schicht eingebettet, die durch AlGaAs/GaAs-Übergitter begrenzt wurde. Jede Quantenpunktschicht wurde durch ein Äquivalent von 2,5 Monolagen InAs erzeugt. Durch die Benutzung dieser kleinen kohärenten InAs-Inseln liessen sich vergleichsweise hohe Dichten von $(3-5)\cdot 10^{10}$ Quantenpunkten pro cm^2 erzeugen. Jede Quantenpunktebene wurde mit 6 nm $In_{0,15}Ga_{0,85}As$ bedeckt. Um die Korrelation zwischen den gewachsenen individuellen Quantenpunktebenen zu minimieren und Verspannungen abzubauen, kamen mit 15 - 30 nm relativ dicke GaAs-Zwischenschichten zum Einsatz, wobei die Gesamtschichtdicke zwischen den begrenzenden AlGaAs/GaAs-Übergittern konstant gelassen wurde. Das Ergebnis sind reproduzierbare selbst organisierte InAs/InGaAs-Quantenpunkte mit gleicher Quantenpunktdichte, jedoch ohne räumliche Korrelation der Quantenpunkte, wie hochauflösende TEM-Aufnahmen in Abb. 50 zeigen.

Es wurde eine ausführliche Optimierung der Wachstumsparameter in Bezug auf Wachstumsrate, Schichtdicken und Wachstumstemperatur durchgeführt. In Abb. 51 ist das Ergebnis von Photolumineszenzmessungen bei Raumtemperatur dargestellt. Jede dieser drei Proben hat dieselbe Geometrie und die gleiche Materialzusammensetzung sowie Wachstumsparameter, sie unterscheiden sich lediglich in der Anzahl der Quantenpunktschichten und in der GaAs-Zwischenschichtdicke. Die resultierenden Photolumineszenzspektren zeigen, dass die PL-Intensität durch das sukzessive Stapeln weder zu noch abnimmt. Das bedeutet, dass das Verhältnis der strahlenden zur nichtstrahlenden

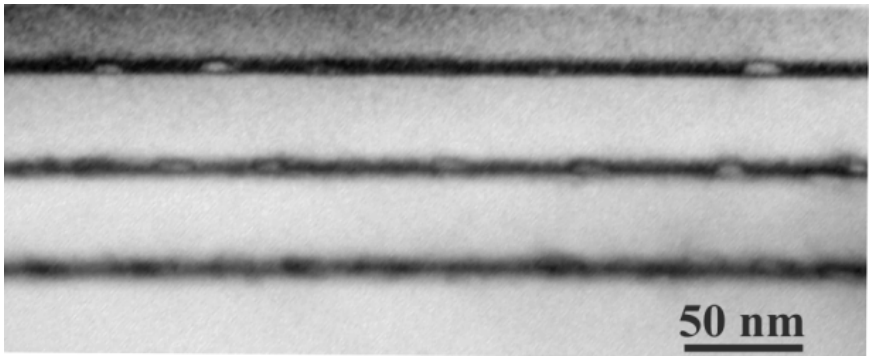


Abb. 50: Hochauflösende TEM-Aufnahme von drei durch 30 nm dicken GaAs - Zwischenschichten entkoppelten bei 1,3 µm emittierende InAs/InGaAs-Quantenpunktlagen.

Rekombinationsrate der Ladungsträger unverändert bleibt. Würde die gesamte Rekombination nicht auf die strahlende Rekombination fallen, so würde man durch das Einbringen zusätzlicher Quantenpunktebenen eine Erhöhung der strahlenden Rekombinationsrate erwarten, es sei denn, dass gleichzeitig zusätzliche nichtstrahlende Rekombinationszentren eingebracht wurden. Wird die GaAs-Zwischenschichtdicke von 18 nm auf 30 nm erhöht, so ist eine Steigerung der PL-Intensität meßbar. Dies lässt sich größtenteils auf die verstärkte Entkopplung der Quantenpunktebenen zurückführen, welche unmittelbar mit der Ausheilung von Wachstumsdefekten, die während das Wachstums einer Quantenpunktschicht entstehen, zusammenhängen. Nichtstrahlende Rekombinationszentren konnten so erfolgreich reduziert werden.

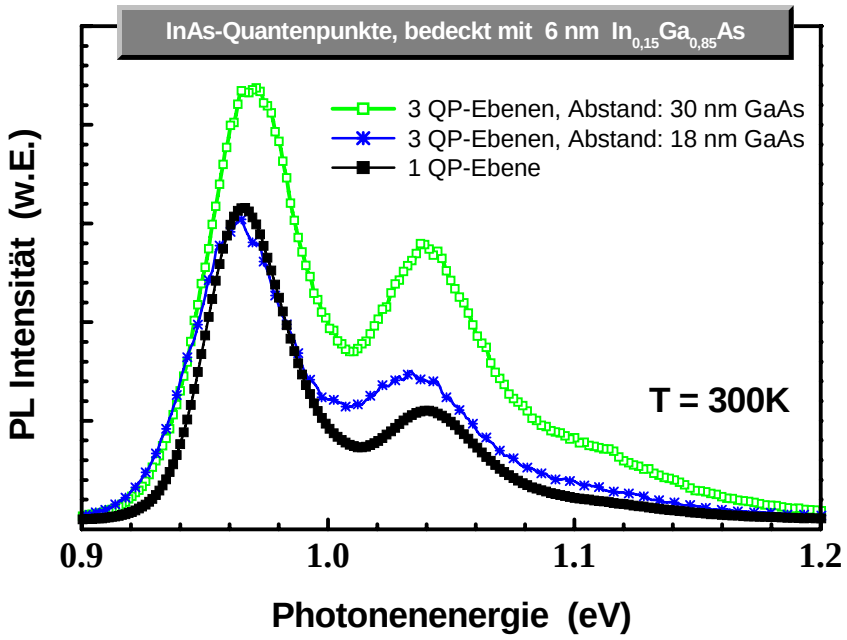


Abb. 51: Photolumineszensmessungen an InAs/InGaAs-Quantenpunkten: (■) eine einzelne Quantenpunktebene, (✱/□) drei Quantenpunktebenen mit 18 nm bzw. 30 nm dicken GaAs-Zwischenschichten.

Eine Studie der integrierten PL-Intensität als Funktion der Anregungsdichte des Lasers ergab, dass die Emission linear mit der Anregungsdichte zunimmt, und erst bei höchsten Dichten von der Linearität abweicht. Dies ist auf die Sättigung der Zustände des Grundniveaus der Quantenpunkte zurückzuführen. Wie in Abb. 52 zu erkennen ist, läßt sich der Effekt der vorzeitigen Intensitätsabnahme durch das Stapeln zusätzlicher Quantenpunktschichten reduzieren. Fünf bei 1,3 µm emittierende Quantenpunktebenen zeigen eine vergleichbare Intensitätsabnahme wie ein einzelner 980 nm InGaAs-Quantenfilm (die Intensitäten der Quantenpunktebenen können jedoch nicht direkt mit dem InGaAs-Quantenfilm verglichen werden, da sich diese PL-Teststrukturen in ihrem Aufbau und damit in ihren physikalischen Eigenschaften voneinander unterscheiden).

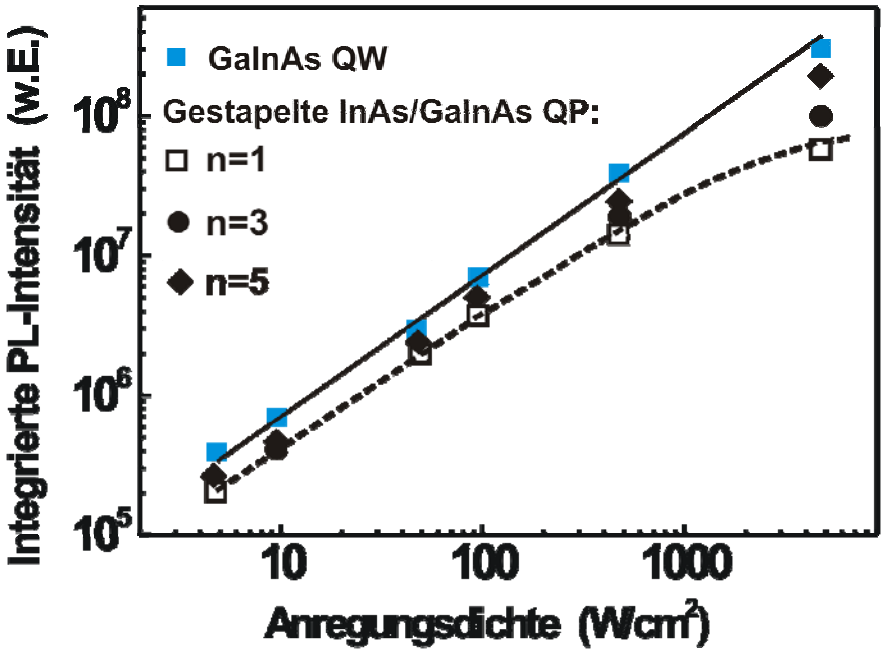


Abb. 52: Integrierte PL-Intensität aufgetragen über der Anregungsdichte für ein bis fünf Quantenpunktebenen (Anregung: Ar^+-Ionenlaser). Zum Vergleich ist die PL-Intensität eines bei 980 nm emittierenden Quantenfilms eingezeichnet.

4.2.2 Mikrokavitätsstrukturen mit InAs/InGaAs-Quantenpunkten

Wird aktives Material mit einer optischen Schichtdicke entsprechend der emittierten Wellenlänge zwischen Bragg-Spiegeln platziert, entsteht damit eine Mikrokavitätsstruktur. Optoelektronische Bauelemente mit Mikrokavität besitzen überlegene Eigenschaften im Vergleich zu solchen ohne eine solche wie z.B. eine erhöhte spontane Emissionsrate und eine geringere Halbwertsbreite bei gleichzeitig gerichteter Emission. Die Resonanzfrequenz wird dabei durch die Positionen der Reflexionsmaxima der Spiegel sowie durch die optische Schichtdicke der Kavität bzw. der zwischen den Spiegeln liegenden Materialien festgelegt. Besitzt das aktive Material einen hohen Materialgewinn bei gleichzeitig geringer energetischer Breite, so würde die Brechzahl des aktiven Materials nach der Kramers-Kronig-Relation gewinnabhängig sein, und die optische Schichtdicke würde sich gewinnabhängig verändern [McMahon 95]. Ensemble von Quantenpunkten unterschiedlicher Größe besitzen jedoch einen relativ niedrigen Materialgewinn bei gleichzeitig großer energetischer Breite, so daß die Brechzahl des aktiven Materials und damit die Resonanzfequenz der Kavität nur in einem geringen Maße gewinnabhängig ist. Die Resonanzfrequenz ist daher, wie beim Einsatz von Quantenfilmen, vorwiegend von der Temperaturabhängigkeit der Brechzahlen der in der Kavität verwendeten Materialien abhängig.

Bei LEDs für die optische Nachrichtentechnik ist u.a. die Linienbreite der Emission ein entscheidendes Designkriterium. Die zu erwartende Linienbreite $\Delta\lambda$ des Fabry-Perot Resonators ergibt sich aus dem Quotient des Abstandes zwischen den longitudinalen Moden λ_{FSR} und der Finesse F des Resonators:

$$\Delta\lambda = \lambda_{FSR} / F \tag{47}$$

Die Abstände benachbarter longitudinaler Moden ergeben sich aus der Fabry-Perot Resonanz-Bedingung für die geometrische Länge der Kavität

$$L_{cav} = m \cdot \frac{\lambda}{2n} \tag{48}$$

mit der ganzzahligen Zahl m zu

$$\lambda_{FSR} = \frac{\lambda^2}{2L_{cav} \cdot n} = \frac{\lambda}{m}. \tag{49}$$

Kommt eine endliche Eindringtiefe in die Spiegel hinzu, ist die Kavitätslänge entsprechend der effektiven Eindringtiefen in den Spiegeln zu vergößern. Die Finesse F des Resonators wird durch die Reflektivitäten der umgebenden Spiegel R_1 und R_2 durch

$$F = \frac{\pi (R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \tag{50}$$

festgelegt, sodass sich nun durch Einsetzen der Gleichungen (49) und (50) in (47) für die gesuchte Linienbreite der Kavitätsresonanz die Gleichung

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L_{cav} \cdot n} \cdot \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\pi (R_1 R_2)^{1/4}} = \frac{\lambda}{m} \cdot \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\pi (R_1 R_2)^{1/4}} \tag{51}$$

ergibt. Die Linienbreite läßt sich also durch das Design, d.h. durch die Reflektivitäten der Spiegel sowie durch die Länge der Kavität stark beeinflussen. Bei vertikal emittierenden LEDs ist es im allgemeinen üblich, den nicht

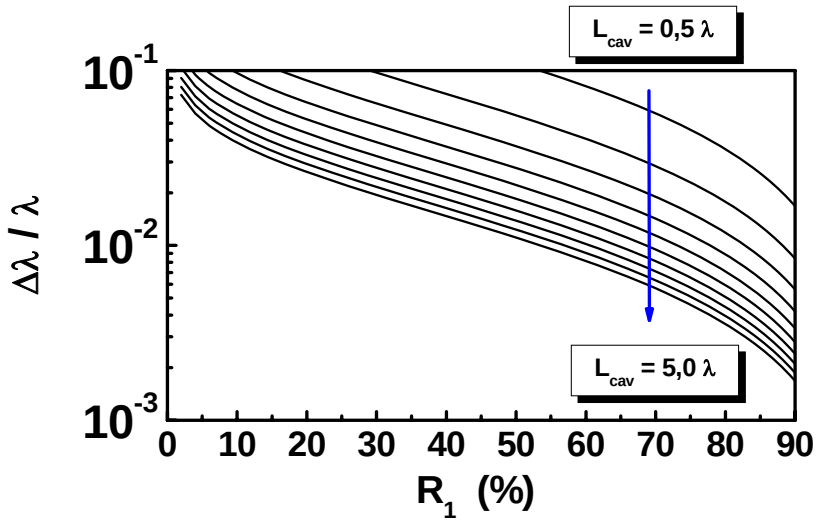


Abb. 53: Berechnung des theoretischen Verhältnisses der Linienbreite eines Fabry-Perot Resonators zur Wellenlänge für verschiedene Reflexionsgrade R_1 des auskoppelnden Spiegels (Annahme: rückseitiger Spiegel R_2 = 100 %) und unterschiedlich lange Kavitäten (optische Länge: 0,5...5,0λ).

lichtauskoppelnden Spiegel (R_2) möglichst hochreflektierend auszulegen. Eine Übersicht über den Einfluß der Reflexion des lichtauskoppelnden Spiegels (R_1) auf das Verhältnis der Linienbreite der Resonanz zur Wellenlänge $\Delta\lambda / \lambda$ ist für typische Kavitätslängen (von $0{,}5\lambda$ bis $5{,}0\lambda$, $m = 1...10$) in Abb. 53 dargestellt.

Mit zunehmender Finesse des Fabry-Perot Resonators steigt die Dichte der bei Resonanzfrequenz existierenden optischen Moden proportional an. Eine genauere Diskussion findet sich in [Wilmsen 99]. Da die Emissionsrate bei gegebener Wellenlänge direkt proportional zur Modendichte steigt, läßt sich die Steigerung der Emissionsrate in Abhängigkeit von der Finesse entlang der Kavitätsachse für Spiegelreflektivitäten $R_{1,2} \geq 90\,\%$ durch

$$G_e \approx \frac{2}{\pi} F \approx \left(\frac{2}{\pi}\right) \frac{\pi (R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \tag{52}$$

ausdrücken, wobei das Verstärkungsspektrum der Emission die Form einer Lorentzfunktion hat. Diese Gleichung zeigt, dass sich durch Mikrokavitäten eine große Verstärkung der spontanen Emissionsrate entlang der Kavitätsachse erzielen läßt. Wenn man nun den rückseitigen Spiegel mit einer sehr hohen Reflektivität versieht (R_2 = 1), die Verteilung des aktiven Materials in der stehenden optischen Welle durch den Faktor ξ und die reduzierte Photonenlebensdauer in der Kavität berücksichtigt, ergibt sich für die Emissionsratensteigerung

$$G_e \approx \left(\frac{\xi}{2}\right)\left(\frac{2}{\pi}\right) \frac{\pi (R_1 R_2)^{1/4} (1 - R_1)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \frac{\tau_{cav}}{\tau}. \tag{53}$$

Der Faktor ξ hat den Wert 2, falls das aktive Material in einem Maximum der stehenden Welle platziert wird, und null, falls es mit einem Wellenknoten zusammenfällt. Für eine dicke aktive Schicht, die sich über mindestens eine Wellenlänge erstreckt, hat ξ den Wert 1. Der Faktor τ_{cav} / τ berücksichtigt, dass die Verstärkung abnimmt, wenn die Photonenlebensdauer innerhalb der Kavität (τ_{cav}) in Bezug zur Photonenlebensdauer ohne Kavität (τ) abnimmt. Für planare Mikrokavitäten ist üblicherweise $\tau_{cav} / \tau \geq 0{,}9$ [Vredenberg 93].

Im Resonanzfall wird die spontane Emissionsrate entlang der Kavitätsachse nach Gl. (53) entsprechend verstärkt. Da aber die natürliche Breite des Emissionsspektrums des aktiven Materials ohne Kavität viel breiter als die Linienbreite der Kavitätsresonanz sein kann, und durch die Kavität sich in Resonanz befindliche Wellenlängen verstärkt und sich außerhalb der Resonanz befindliche Wellenlängen unterdrückt werden, muß die integrierte Emission durch eine Mikrokavität nicht zwangsläufig verstärkt werden. Um die über die Wellenlänge integrierte Verstärkung zu berechnen, muß die Linienbreite der Kavitätsresonanz und die Linienbreite der natürlichen Emission ohne Kavität bekannt sein. Die spektrale Breite im Resonanzfall läßt sich nach Gl. (51) berechnen. Der Gesamterhöhung G_{int} läßt sich analytisch bestimmen, indem für das natürliche Emissionsspektrum eine Gaussförmige Verteilung angenommen wird.

Für Quantenfilme sowie Ensembles von Quantenpunkten unterschiedlicher Größe ist die natürliche Linienbreite bzw. die Breite des Emissionsspektrums (inhomogen verbreitertes PL-Band) bei Raumtemperatur im Falle für Kavitäten hoher Finesse viel breiter als die der Kavitätsresonanz. Ein gaussförmiges Emissionsspektrum hat eine Linienbreite von

$$\Delta\lambda_n = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \tag{54}$$

mit einem Maximalwert von $(\sigma\sqrt{2\pi})^{-1}$, wobei σ die Standardabweichung der Gaussschen Funktion ist. Die Gesamterhöhung bzw. der integrierte Verstärkungsfaktor ergibt sich so nach [Hunt 93] zu

$$G_{\text{int}} = \frac{\pi}{2} G_e \Delta\lambda \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} = G_e \sqrt{\pi \ln 2}\, \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_n}. \tag{55}$$

Der Faktor $\pi/2$ rührt dabei von der Lorentzform des Verstärkungsspektrums her. Die Gesamtverstärkung hängt also umgekehrt proportional vom Verhältnis der Linienbreite der Kavitätsresonanz $\Delta\lambda$ zur natürlichen Breite des Emissionspektrums $\Delta\lambda_n$ ab. Der Wert von G_{int} kann daher für verschiedene optisch aktive Materialien sehr unterschiedlich ausfallen. Mikrokavitätsstrukturen mit einer hohen Finesse der Kavität mögen evtl. eine hohe Verstärkung der Resonanzwellenlänge zeigen.

Um die Erhöhung der spontanen Emissionsrate durch Mikrokavitätsstrukturen zu untersuchen, deren aktives Material auf InAs-Quantenpunkten basiert, wurden mittels MBE auf (001)-GaAs Substrat die in Abb. 54 vorgestellte bei 1265 nm Wellenlänge emittierende undotierte Schichtstruktur gewachsen. Für das erfolgreiche Wachsen von Bauelementen mit integrierter Mikrokavität ist eine genaue Kontrolle der Schichtdicken von besonderer Bedeutung und bedarf deshalb intensiver Kalibrierungsprozeduren. Da die verwendete MBE nicht mit einer *in-situ* Kontrolle der Schichtdicke während der Deposition ausgerüstet ist, wurde die in Kap. 3.4 beschriebene auf Teststrukturen basierende Kalibrierungsprozedur entwickelt. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die optische Kavitätsschichtdicke durch die Simulation der Reflexionsspektren direkt als Referenz bestimmt werden kann. Die untersuchte Struktur besteht aus einem substratseitigen 12-paarigen $Al_{0,85}Ga_{0,15}As$/GaAs Bragg-Spiegel und einer abschliessenden 1λ – GaAs-Kavität, in der sich zentral drei Quantenpunktebenen mit 30 nm GaAs-Zwischenschichten befinden. In einem weiteren Schritt wurde ein 2-paariger dielektrischer SiO_2/TiO_2 Bragg-Spiegel mittels Ionen-Sputter-Deposition aufgebracht. Die Simulation ergibt für die Reflexion des substratseitigen Spiegels einen Wert von 88,9 % und für den dielektrischen Spiegel einen Wert von 86,4 %. Simulierte Reflexionsspektren sind in Abb. 55 dargestellt. Die gemessenen Reflexionsspektren der ursprünglich gewachsenen Struktur (Abb. 56: „wie gewachsen“) sowie der fertigen Mikrokavitätsstruktur (Abb. 56: „mit zusätzlichem Top-DBR“) stimmen prinzipiell mit der Simulation überein. Das Reflexionsvermögen der fertigen Struktur is höher als angenommen. Die Brechzahlen des gesputterten dielektrischen Materials können, je nach verwendetem Target und Sputterbedingungen, leicht variieren. So ist es möglich, dass der Brechzahlunterschied der beiden Dielektrika des oberen Spiegels etwas größer ist als angenommen, so dass bei gleicher optischer Spiegelschichtdicke und Periodenanzahl ein um 1 - 2 % höheres Reflexionsvermögen erreicht wird (vgl. Kap. 3.2).

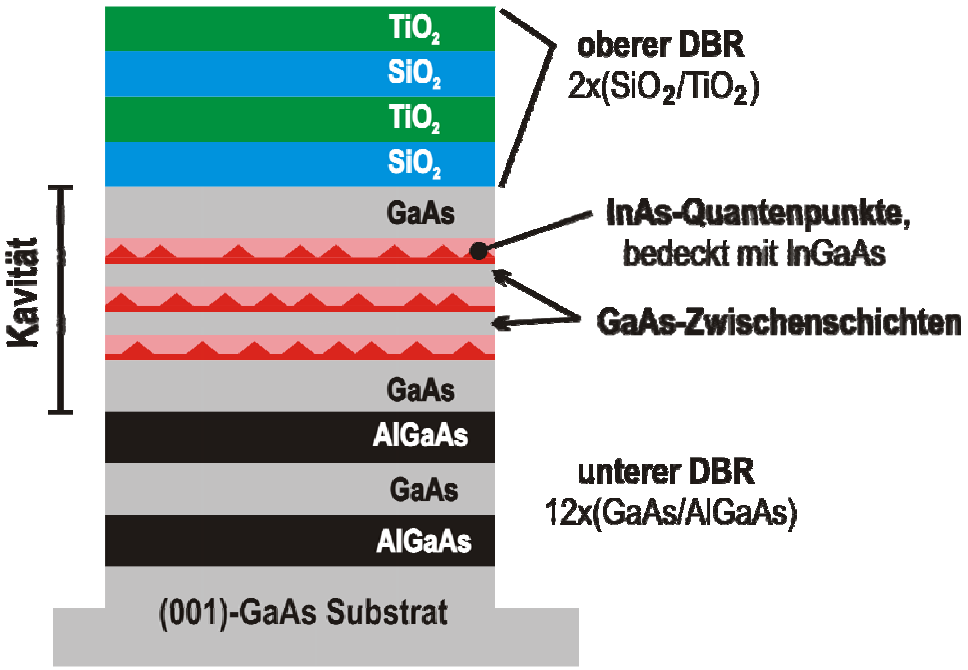


Abb. 54: Schematischer Aufbau der auf InAs/InGaAs-Quantenpunkten basierenden undotierten Mikrokavitätsstruktur zur Überprüfung der Veränderung der Emissionseigenschaften durch Mikrokavitätseffekte (ausgelegt für Photolumineszenzmessungen).

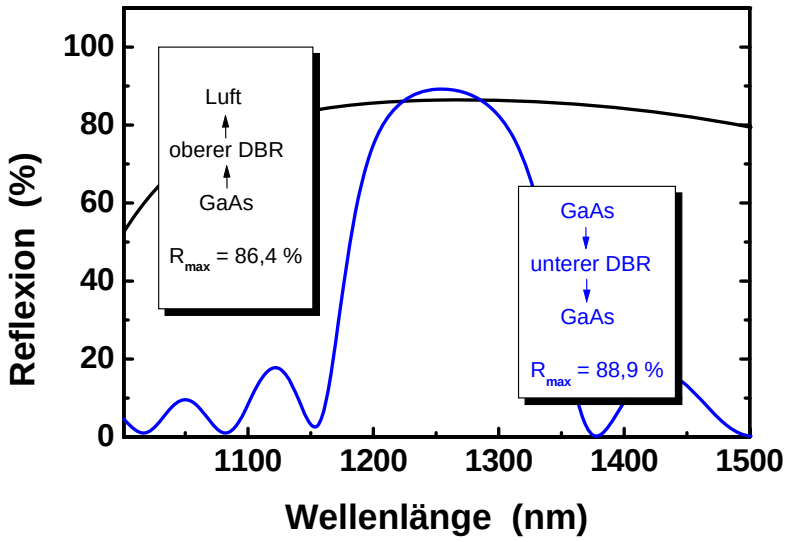


Abb. 55: Simulierte Reflexionsspektren der Bragg-Spiegel der in Abb. 54 dargestellten Mikrokavitätsstruktur.

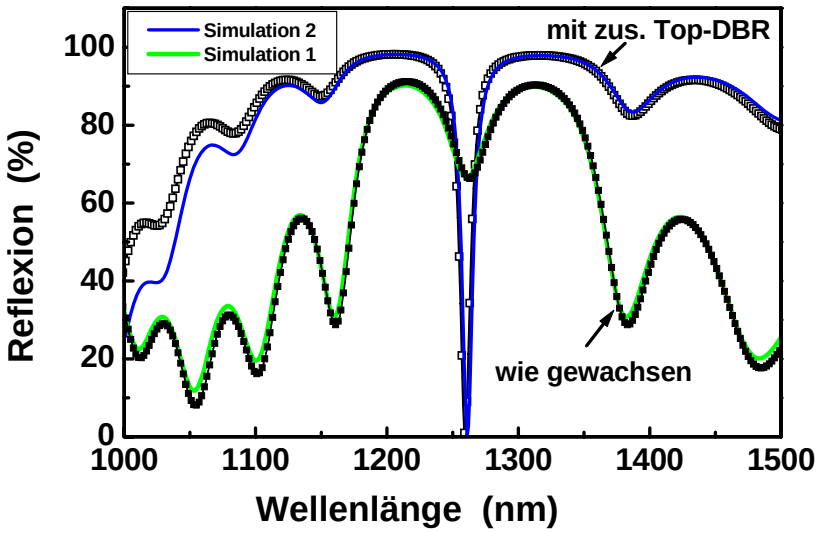


Abb. 56: Gemessene Reflexionsspektren der in Abb. 54 vorgestellten Mikrokavitätsstruktur, zum einen von der gewachsenen Schicht und zum anderen von der fertigen Struktur und die dazugehörigen Simulationen zur Überprüfung der korrekten Schichtdicken.

Beide Strukturen wurden mittels Photolumineszenzmessungen mit einer Struktur ohne Spiegel bzw. Mikrokavität verglichen, deren aktives Material unter nominell gleichen Bedingungen gewachsen wurde. Das Ergebnis hierzu ist in Abb. 57 dargestellt. Die zu erwartende Steigerung der spontanen Emissionsrate liegt für die Resonanzwellenlänge nach Gl. (53) bei einem Faktor um 12 (mit $\xi = 1{,}46$, $R_1 = 0{,}864$, $R_1 = 0{,}889$ und $\tau_{cav} / \tau = 1$). Für die Gesamtsteigerung der Emission, über alle Wellenlängen berechnet, sollte sich nach Gl. (55) ein Faktor 5,7 ergeben (mit $\Delta\lambda = 24{,}9\,\text{nm}$ und der in Abb. 57 gemessenen Linienbreite des Grundzustandes $\Delta\lambda_n = 79{,}0\,\text{nm}$). Die Photolumineszenzmessungen ergeben, dass die Emission der Mikrokavitätsstruktur vor dem Aufbringen des oberen dielektrischen Spiegels eine im Vergleich zur Struktur ohne jegliche Spiegel knapp doppelt so hohe Ausbeute hat. Dies zeigt, dass der substratseitige Spiegel die nach unten emittierten Photonen annähernd vollständig nach oben reflektiert, was bei dem hohen Reflexionsvermögen von 88,9 % nicht anders zu erwarten war. Die vollständige Mikrokavitätsstruktur zeigt eine bei der Resonanzwellenlänge ($\lambda = 1265\,\text{nm}$) gemessene

Emissionssteigerung um einen Faktor 13, jedoch wurde lediglich ein Faktor 12 erwartet. Die gemessene Halbwertsbreite ist mit 22,0 nm zudem etwas schmaler als die zuvor berechnete. Das läßt darauf schließen, dass die tatsächliche Finesse des Resonators etwas höher sein muss als angenommen. Da die Finesse lediglich (Gl. (50)) von den Reflektivitäten der Spiegel abhängt, kann hierdurch bestätigt werden, dass die Reflektivität des dielektrischen Spiegels in der Tat höher ist als angenommen. Andererseits nimmt die Gesamtverstärkung bei sehr hohen Reflektivitäten wieder ab (Gl. (51)), da dadurch die Linienbreite der Kavitätsresonanz weiter abnimmt (Gl. (55)). Dies wird der Grund dafür sein, dass die integrale Emissionssteigerung bei der fertigen Mikrokavitätsstruktur nur etwa einem Faktor 4 entspricht.

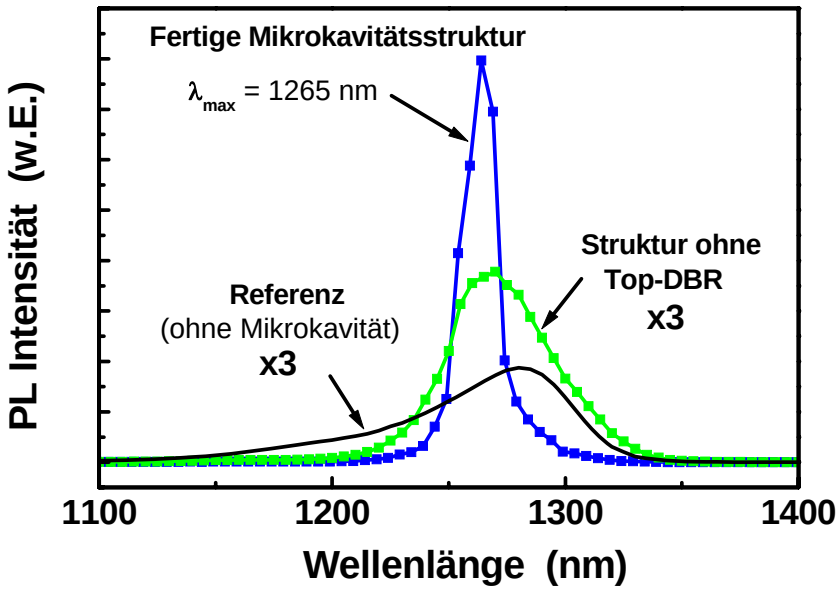


Abb. 57: Photolumineszenzspektren der in Abb. 54 vorgestellten Mikrokavitäts-struktur, vor und nach der Deposition des oberseitigen Spiegels, im Vergleich zu einer PL-Referenzstruktur ohne Mikrokavität.

4.2.3 Oberflächenemittierende Superlumineszenzdioden auf Quantenpunktbasis für den Wellenlängenbereich um 1,3 µm

Auf Basis der vorangegangenen Betrachtung zur Emissionssteigerung lassen sich für das Design von RCLEDs folgende Designkriterien aufstellen:

1. Die Reflektivität des lichauskoppelnden Spiegels sollte viel kleiner als die des rückseitigen Spiegels sein: $R_1 \ll R_2$

2. Die Kavität L_{cav} sollte so kurz wie möglich sein

3. Die Selbstabsorption des aktiven Materials sollte so gering wie möglich sein

Kriterium #1 trifft auf das Design der meisten RCLEDs zu, die für Telekommunikationsanwendungen (das Licht soll in eine Glasfaser geringen Durchmessers eingekoppelt werden) und für Aufgaben in der Sensorik (die Emission soll vorwiegend in Richtung eines Betrachters bzw. Sensors erfolgen) bestimmt sind.

Das Kriterium #2 läßt sich aus Gl. (55) ableiten, indem mittles der Gleichungen (47-53) zu:

$$G_{\text{int}} = \left(\frac{\xi}{2}\right)\left(\frac{2}{\pi}\right)\frac{1-R_1}{1-\sqrt{R_1 R_2}}\sqrt{\pi \ln 2}\,\frac{\lambda}{\Delta\lambda_n}\,\frac{\lambda_{cav}}{L_{cav}}\,\frac{\tau_{cav}}{\tau} \tag{56}$$

umgeformt wird. Hierbei ist λ die Wellenlänge im Vakuum und $\lambda_{cav} = \lambda / n$ die Wellenlänge in der Kavität, dessen Material die Brechzahl n besitzt. Da die gewünschte Emissionswellenlänge λ und die Linienbreite des aktiven Materials $\Delta\lambda_n$ festgelegte Größen sind, läßt sich die integrierte Emissionsverstärkung durch den Einsatz einer kleinen Kavität maximieren.

Designkriterium #3 steht für die Minimierung der Selbstabsorption des aktiven Materials. Die Reabsorption von Photonen, die vom aktiven Material aus in die Kavitätsmoden emittiert werden, sollte viel kleiner sein als die Wahrscheinlichkeit, dass Photonen aus einem der Spiegel austreten. Dies läßt sich durch

$$2\xi\alpha_{act}d_{act} < (1 - R_1) \tag{57}$$

mit dem Absorptionskoeffizienten α_{act} und der Schichtdicke d_{act} des aktiven Materials ausdrücken. Wenn Gl. (57) für RCLEDs nicht erfüllt wäre, würden Photonen, die sich in der fundamentalen Mode befinden, durch das aktive Material reabsorbiert werden. Dadurch würde die Wahrscheinlichkeit der Reemission zu den Seiten hin zunehmen.

Es wurden verschiedene RCLEDs mit Emissionswellenlängen zwischen 1260 nm und 1340 nm auf semiisolierendem (001)-GaAs Substrat realisiert, wobei die prinzipielle Struktur der Skizze in Abb. 54 entspricht. Drei InAs/InGaAs-Quantenpunktebenen wurden in die Mitte der GaAs-Kavität platziert. Substratseitig kam ein 12- (RCLED *Typ A*) oder 27-periodiger (RCLED *Typ B*) AlGaAs/GaAs Bragg-Spiegel mit einer Reflektivität von 88,9 % bzw. ≥ 99,9 % zum Einsatz. Die letzten zwei Spiegelpaare, die vor der Kavität gewachsen wurden, waren dabei $5{,}0 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ n-dotiert. Oberhalb der GaAs-Kavität wurde die Struktur durch eine Kombination aus $5{,}0 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ p-dotiertem AlGaAs und $2{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ p^{++}-dotiertem GaAs vollendet, deren Schichtdicke jeweils einem Viertel der Wellenlänge entsprach. Durch eine Kombination aus Mesaätzen und standard Lift-Off Prozeduren wurden n-typ AuGe/Ni/Au und p-typ Ti/Pt/Au-Intrakavitätskontakte definiert. Die Realisierung der bei Intrakavitätskontakten nötigen Stromapertur erfolgte anschließend durch eine Protonenimplantation bei 75 keV mit einer Dosis von $5{,}0 \cdot 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$, um so den Stromfluß auf den aktiven Bereich einzugrenzen. Vollendet wurden die RCLEDs mit einem 2-paarigen dielektrischen SiO_2/TiO_2 Bragg-Spiegel mit einem Reflexionsgrad von 86,4 %.

Optisch wurden die Bauelemente charakterisiert, indem das durch die Oberfläche emittierte Licht durch eine 60 µm Multimode-Glasfaser erfasst wurde. Das gesammelte Licht wurde in einem Doppel-Monochromator in Verbindung mit einer Germanium Photodiode zerlegt und analysiert. Abb. 58 zeigt typische Elektrolumineszenzspektren (gemessen *on-wafer*), für zwei RCLEDs, mit 40 µm aktivem Durchmesser im Dauerstrichbetrieb von 10 mA bei Raumtemperatur, die

von zwei verschiedenen MBE-Wafern stammen (*Typ A* und *Typ B*), um den realisierbaren Wellenlängenbereich ($\lambda(A) = 1263\,\text{nm}$ bzw. $\lambda(B) = 1345\,\text{nm}$) zu demonstrieren. Die RCLED von *Typ A* hat im Vergleich zu *Typ B* durch den geringeren Reflexionsgrad des substratseitigen Spiegels eine wie nach Gl. (51) zu erwartende größere Halbwertsbreite. Sie liegen bei 26 nm (*Typ A*) bzw. 17 nm (*Typ B*) und damit im Rahmen der Erwartungen (theoretisch: $\Delta\lambda(A) = 24{,}9\,\text{nm}$, $\Delta\lambda(B) = 15{,}2\,\text{nm}$). Die Linienform der Emission ist weitestgehend stromunabhängig. Dazu sind in Abb. 59 die Elektrolumineszenzspektren einer bei 1318 nm emittierenden RCLED (*Typ B*) stromabhängig über der Wellenlänge dargestellt.

Die Licht/Strom-Charakteristik, gemessen im Dauerstrichbetrieb *on-wafer* bei Raumtemperatur, verläuft für alle Dioden bei niedrigen Stromdichten linear und fängt bei Stromdichten ab 1 - 2 kA/cm^2 an zu sättigen, wie die Messungen in Abb. 60 zeigen. Dieser Effekt beruht auf der Sättigung der Emission des Grundzustandes der Quantenpunkte, und stimmt mit den Messungen an Kantenemittern, die ein vergleichbares aktives Material enthielten, überein [Maleev 99]. Bei einer RCLED mit 40 µm Aperturdurchmesser betrug die mit einem großflächigen Detektor gemessene Leistung bei einer Stromstärke von 20 mA 9,5 µW. Obwohl die

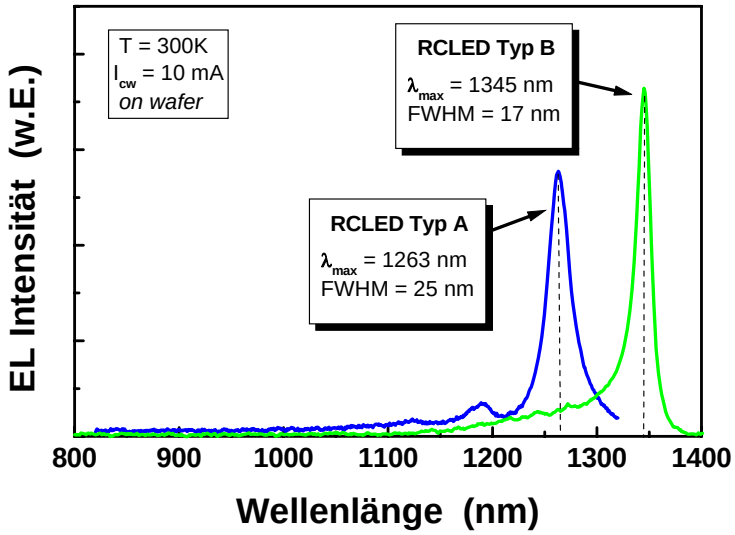


Abb. 58: Elektrolumineszenzspektren der realisierten RCLEDs vom *Typ A* und *Typ B*, gemessen *on-wafer* bei 10mA im Dauerstrichbetrieb.

ermittelte Leistung um einiges größer als vergleichbare in der Literatur veröffentlichte Werte ist [Gray 99], war sie noch nicht ausreichend, um Hochfrequenzmessungen mit einem optischen Glasfasersystem durchzuführen.

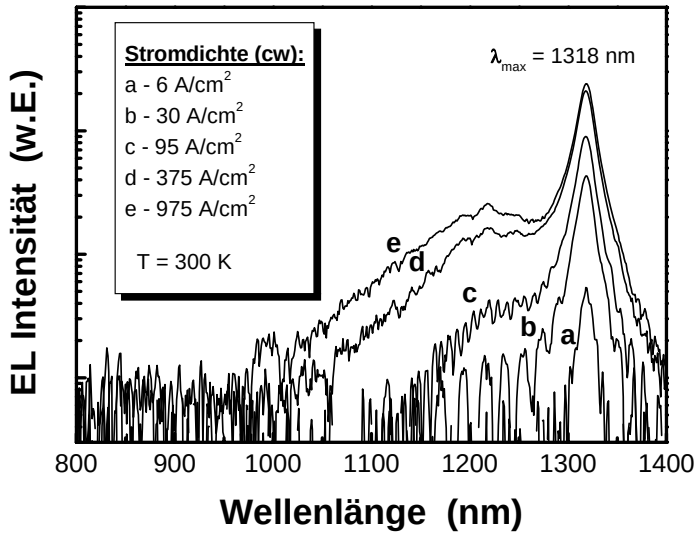


Abb. 59: Elektrolumineszenzspektren im Dauerstrichbetrieb *on-wafer* gemessen von RCLED *Typ B* bei verschiedenen Stromdichten.

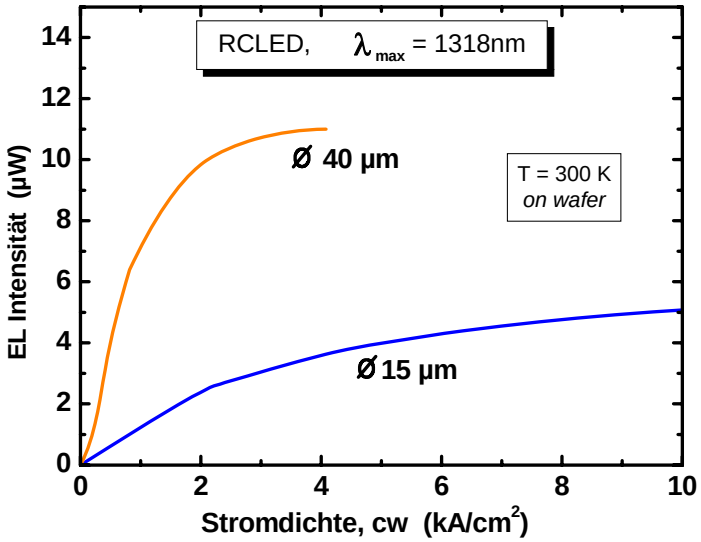


Abb. 60: Emittierte Leistung von RCLED *Typ B* in Abhängigkeit von der Stromdichte für zwei Bauelementdurchmesser.

Um das Abstrahlverhalten zu untersuchen wurden an einer in einem TO-46 Gehäuse montierten RCLED Fernfeldmessung durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 61 dargestellt. Die Emission erfolgt wie zu erwarten kreissymmetrisch mit einem typischen Abstrahlwinkel von 17° für alle Wellenlängen und kleiner als 10° für die Resonanzwellenlänge (gemessen bei $1/e^2$ der maximalen Intensität).

Die Ausgangsleistung der realisierten RCLEDs ist durch die frühzeitige Sättigung des Grundzustandes der Quantenpunkte relativ gering. Um einer vorzeitigen Sättigung vorzubeugen, müßte man noch mehr Quantenpunktebenen stapeln. Es ist dabei jedoch zu berücksichtigen, dass dadurch die Kavität bei gleicher GaAs-Zwischenschichtdicke länger werden würde, und durch die verlängerte Kavität nach Gl. (56) wiederum die Gesamtintensität sinken würde. Eine andere Möglichkeit, um hohe Effizienz bei niedrigen Strömen zu realisieren, wäre die Implementierung einer Mikrokavitätsstruktur mit Oxid-Apertur. Durch den Brechzahlsprung des umgebenden Materials lassen sich auf diese Weise kleine Modenvolumen erzeugen, so dass die Modendichte ansteigen würde, wie es von [Huang 00] vorgeschlagen wurde.

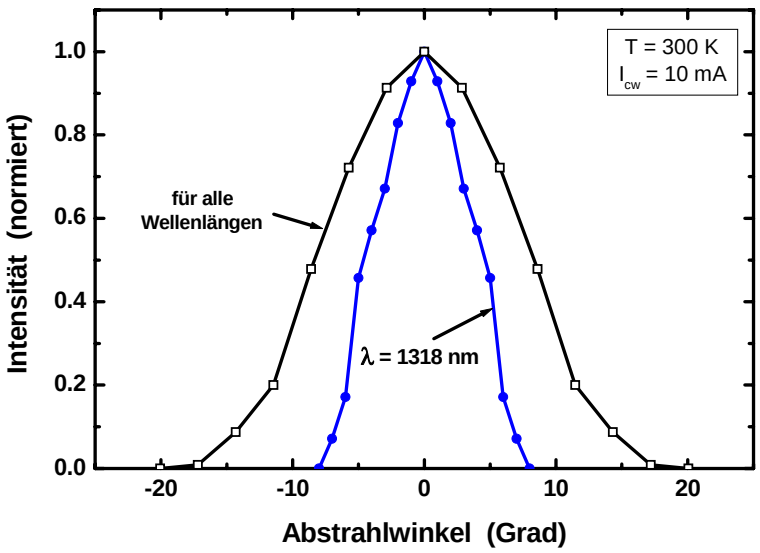


Abb. 61: Typische Fernfeldmessungen einer montierten RCLED von *Typ B* (TO-46 Gehäuse) bei 10mA.

5. Einsatz der selektiven Oxidation für AlGaAs-basierende Strukturen

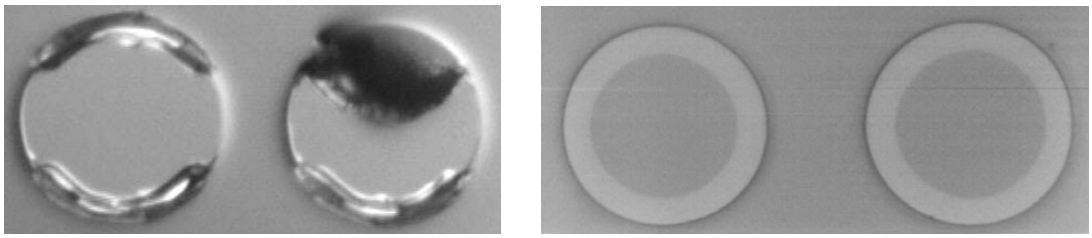
Holonyak et al. waren mit die ersten, die die in der Industrie für Silizium bereits etablierte Technik der thermischen Naßoxidation für die Oxidation von hoch Al-haltigen $Al_xGa_{1-x}As$-Schichten erfolgreich umsetzten [Holonyak 90]. Seitdem wird die Technik der selektiven Oxidation von AlGaAs immer häufiger verwendet, um vergrabene Oxidschichten zu erzeugen, mit denen sich sehr gute optoelektronische III-V Bauelemente wie z.B. selektiv oxidierte VCSELs herstellen lassen. Die Oxidationsrate ist dabei stark vom Al-Anteil der jeweiligen Schicht abhängig. Schon bei einem Ga-Anteil von einigen Prozent nimmt sie drastisch um mehrere Größenordnungen ab. Es ist bis jetzt nicht eindeutig geklärt, was mit dem geringen Ga-Anteil während der Oxidation geschieht. Mikro-Ramanmessungen in Kap. 5.2.2 weisen darauf hin, dass auch das Gallium ein Oxid bildet. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird der Einfachheit halber nur der Ausdruck Al_2O_3 gebraucht. Durch die selektive Oxidation erhält man die Möglichkeit, eine zuvor evtl. leitfähige AlGaAs-Schicht zu dem Isolator Aluminiumoxid zu konvertieren. So lassen sich hochwirksame Stromaperturen erzeugen. Bei VCSELs mit lateral oxidierter Stromapertur stellen die oxidierten Schichten sowohl für die Elektronen als auch für die Photonen eine Begrenzung dar, sodass sich bei entsprechendem Design eine Modenführung bewirken lässt. Das entstandene Oxid besitzt im Vergleich zum Ausgangsmaterial $Al_xGa_{1-x}As$ eine etwa nur halb so große Brechzahl, sodass sich durch die Oxidation Al_2O_3/GaAs-Bragg-Spiegel mit hoher Güte erzeugen lassen. Diese Spiegel haben aufgrund des großen Brechzahlunterschiedes der Materialien viele Vorteile, doch gibt es auch den Nachteil, dass über diese Spiegel kein Strom mehr vertikal zugeführt werden kann (Al_2O_3 hat einen Bandabstand von etwa $9\,eV$). So muß die Stromzufuhr über Intrakavitätskontakte lateral erfolgen. Dabei wird der Kontakt auf einer leitfähigen Schicht platziert, die dann für die nötige laterale Stromzufuhr sorgt. Durch geeignetes Design lässt sich dieses Problem minimieren, sodass letztendlich die Vorteile selektiv oxidierter Strukturen überwiegen. VCSELs

mit integrierter Oxidapertur zur Stromeinschnürung und optischen Modenführung sowie Al_2O_3/GaAs-Bragg Spiegel weisen überragende Eigenschaften wie höheren Quantenwirkungsgrade, geringe Schwellströme und niedrige Betriebsspannungen im Vergleich zu anderen Stromeinschnürungsverfahren wie z.B. Ionenimplantation auf [Huffaker 94, Lear 95, MacDougal 95].

5.1 Thermische Naßoxidation von $Al_xGa_{1-x}As$-Mischkristallen

Hoch Al-haltige AlGaAs-Schichten sind sehr oxidationsfreudig und reagieren bereits an Luft mit Sauerstoff. Nach einiger Zeit sind diese Schichten dann stark degradiert, wie in Abb. 62 (a) zu sehen. Hier wurde ein $Al_{0,98}Ga_{0,02}As$/GaAs-Schichtenpaket zu Mesen strukturiert und 12 Monate unkontrolliert der Luft bei Raumtemperatur ausgesetzt, d.h. natürlich oxidiert. Das Ergebnis ist ein mechanisch instabiles Oxid, das dicker als das Ausgangsmaterial ist und die oxidierten Schichten abplatzen lässt. Wird eine hoch Al-haltige AlGaAs-Schicht jedoch definiert bei Temperaturen zwischen 350 - 500 °C einer feuchten Atmosphäre ausgesetzt, wird diese Schicht zu einem mechanisch robusten, chemisch unempfindlichen und elektrisch isolierenden Oxid mit niedriger Brechzahl konvertiert.

In Abb. 62 (b) ist das Ergebnis einer Oxidation zu sehen, die bei 420 °C für 30 min durchgeführt wurde. Der deutliche Kontrastunterschied der Randbereiche zu den zentralen Bereichen in der Nomarski-Aufnahme weist auf die stark veränderten Materialeigenschaften des oxidierten äußeren Bereiches hin. Für eine erfolgreiche Oxidation ist daher eine stabile und reproduzierbare Oxidationstechnologie nötig.



a) 12 Monate an Luft oxidiert b) Nassthermisch oxidiert (420°C 20min)

Abb. 62: Nomarski Aufnahme von $Al_{0,98}Ga_{0,02}As$/GaAs Mesen mit 100 µm Durchmesser, die unter unterschiedlichen Bedingungen oxidierten.

Sie benötigt eine präzise Kontrolle des Trägergasflusses sowie der Gaszusammensetzung, des Feuchtigkeitsgehaltes und der Oxidationstemperatur. Diese Kriterien lassen sich erfüllen, wenn z.B. Massenflussregler für die Gaszufuhr benutzt werden, als Trägergas ein Inert-Gas wie z.B. Stickstoff benutzt wird, dem eine konstante Feuchtigkeit durch ein Wasser-Bubbler-System aufgeprägt wird, und der verwendete Ofen reproduzierbare stabile Temperaturen erzeugt. Das für diese Arbeit entwickelte Oxidationssystem, dass diese Kriterien erfüllt, ist in Abb. 63 dargestellt. Bevor das Trägergas durch den Wasser-Bubbler geleitet wird, wird es in einer 3 m langen beheizten Edelstahl-Spirale vorgeheizt. Die ständig gemessene Temperatur des Wassers wird über die Temperatur des heisseren Bades, in dem sich der Bubbler befindet, konstant auf 94 °C gehalten. Der befeuchtete Stickstoff, der mit $2\,\ell/\mathrm{min}$ fließt, ist nun annähernd mit Wasserdampf gesättigt. Alle weiteren Zuleitungen sowie Ventile werden bei höherer Temperatur (130 °C) gehalten, um Kondensation zu vermeiden. Die Heizung des Ofens ist großflächig ausgelegt, sodass eine konstante Temperatur über die maximal 2-Zoll große Probe sichergestellt ist. Das Thermoelement ist im Suszeptor dicht unterhalb der Probe platziert. Die Oxidationsanlage ist mit einem Spülsystem ausgestattet, damit der Reaktor nach erfolgter Oxidation schnell mit max. $10\,\ell/\mathrm{min}$ trockenem Stickstoff gespült werden kann. Der Ablauf eines typischen Temperaturverlaufes bei der Oxidation, wie er in dieser Arbeit verwendet wurde, ist in Abb. 64 dargestellt.

Es ließ sich für die laterale Oxidation von AlGaAs eine lineare Oxidationsrate feststellen, die in einem besonderen Maße von der Temperatur und vom Al-Anteil der hoch Al-haltigen $Al_xGa_{1-x}As$-Schichten abhängig ist, wie in Abb. 65 für die Oxidation einer 50 nm dicken AlAs-Schicht bei drei verschiedenen Temperaturen sowie in Abb. 66 bei konstanter Oxidationstemperatur für verschiedene Al-Anteile dargestellt ist. Diese Ergebnisse stehen in Übereinstimmung mit denen anderer Forschungsgruppen [Burton 94, Choquette 95/96, Nickel 95, Ochiai 96]. Es sei dabei bemerkt, dass sich die Angabe des Al-Anteils auf die nominell für die Epitaxie berechneten Werte bezieht, welche auf Flußmessungen und Wachstumsratenkalibrierungen basieren. Es ist somit von einer Ungenauigkeit von 1% im Al-Anteil auszugehen.

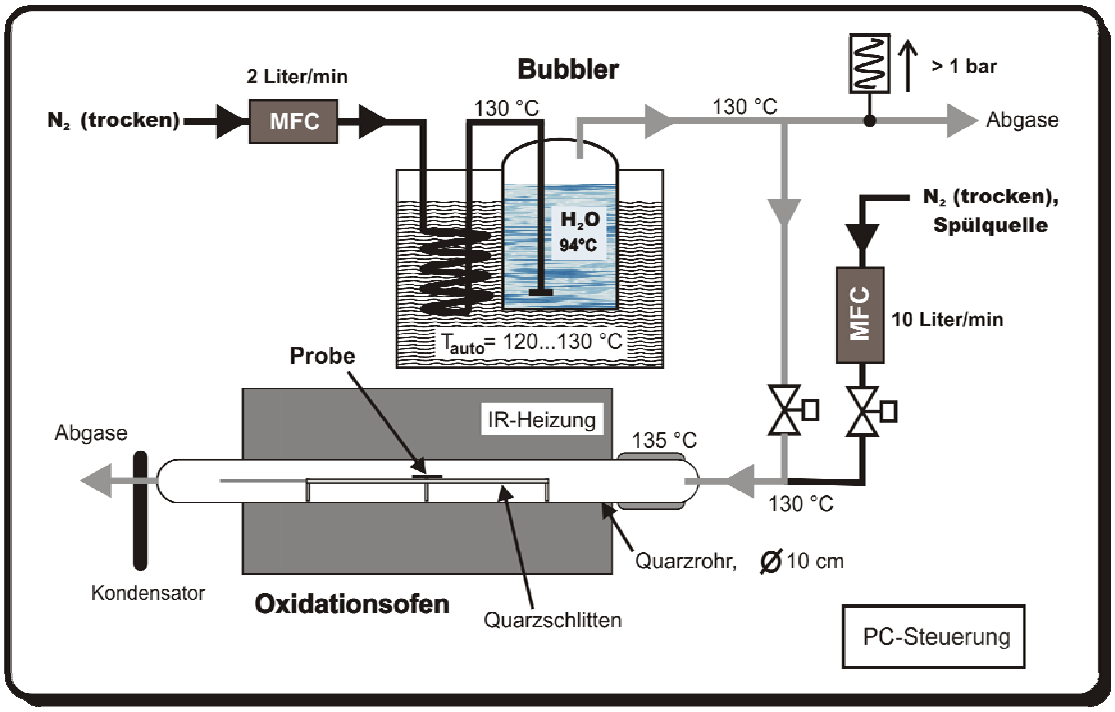


Abb. 63: Aufbau der für diese Arbeit entwickelten Oxidationsanlage zur thermischen selektiven Naßoxidation von $Al_xGa_{1-x}As$-Schichten.

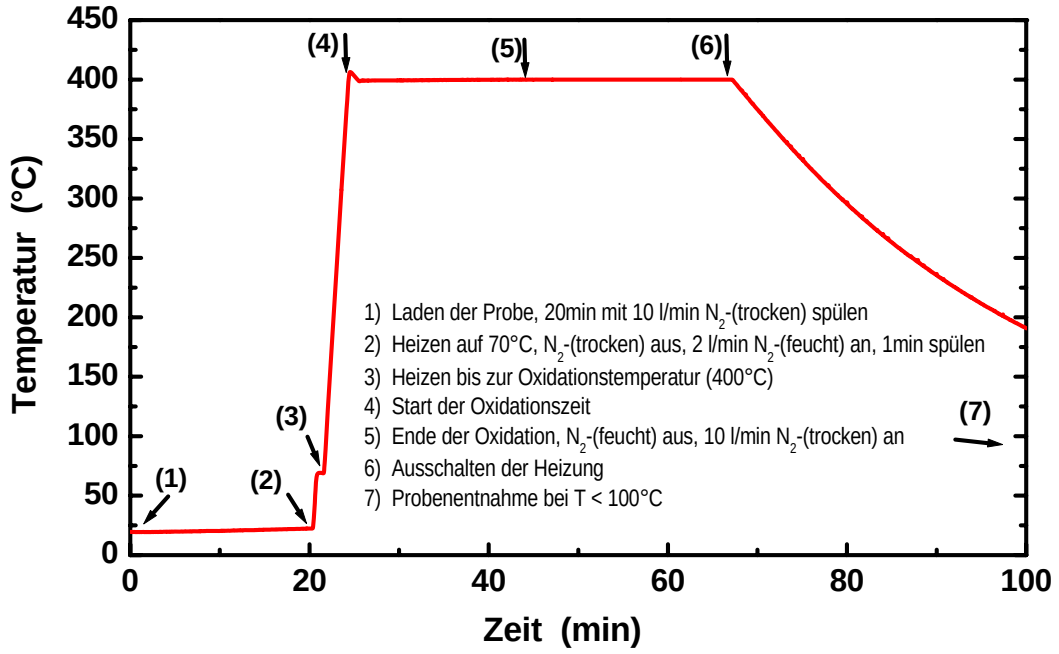


Abb. 64: Temperaturprofil bei einer typischen Oxidation von $Al_xGa_{1-x}As$ bei 400 °C für 20 min.

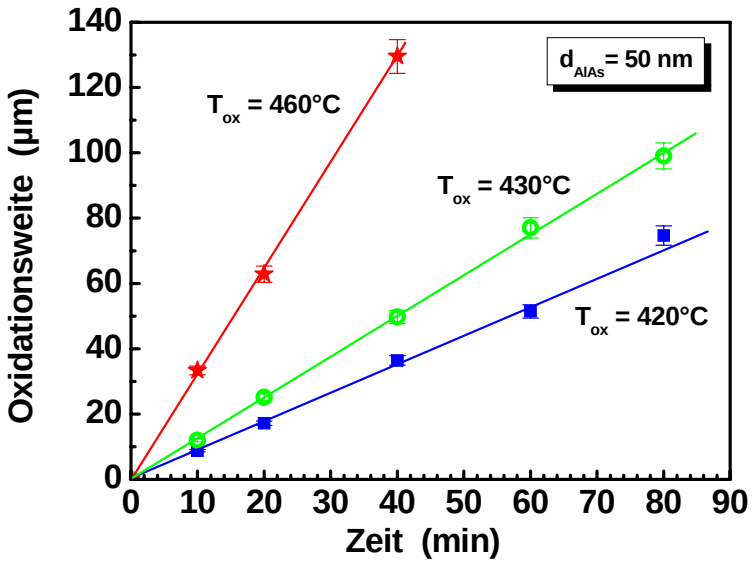


Abb. 65: Gemessene laterale Oxidationsweite einer 50 nm dicken AlAs-Schicht in Abhängigkeit von der Oxidationszeit für typische Oxidationstemperaturen.

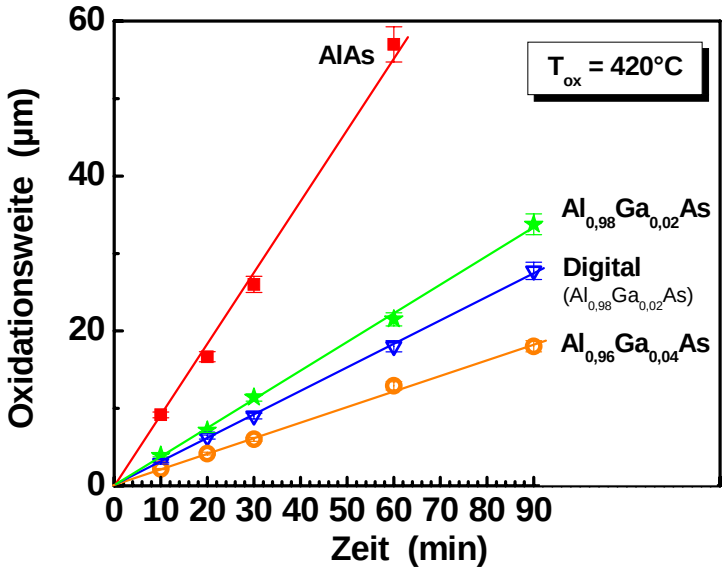


Abb. 66: Gemessene laterale Oxidationsweiten verschiedener mit MBE-gewachsener $Al_xGa_{1-x}As$-Schichten, oxidiert bei 420 °C. Die aus Monolagen zusammengesetzte Schicht (*"Digital"*) hat im Mittel einen Al-Anteil von 98 % (nach 24,5 ML AlAs wurden stets 0,5 ML GaAs gewachsen).

Die Oxidation erfolgt ohne Verzögerung, selbst wenn die zu oxidierende AlGaAs-Schicht bereits einige Tage vorher strukturiert bzw. freigelegt wurde und seitdem an Luft lag. Deal und Grove entwickelten ein Modell für die thermische Naßoxidation für Silizium [Deal 65], dass in erster Näherung auch für die Oxidation von AlGaAs

angewendet werden kann. Die Oxidationslänge d_{ox}, die nach der Oxidationszeit t erreicht wird, lässt sich durch

$$d_{ox}^2 + Ad_{ox} = Bt \tag{58}$$

beschreiben, wobei sich B auf die Diffusion der Reaktanden durch die bereits oxidierte Schicht bezieht. Das Verhältnis B/A ist proportional zur Reaktandenversorgung an der Oxidationsfront. Für dicke Schichten kann die Diffusion der Reaktanden durch die bereits oxidierten Bereiche vernachlässigt werden, sodass sich Gl. (58) zu

$$d_{ox} = (B/A)t \tag{59}$$

reduziert. Basierend auf diesem Modell ist die lineare Oxidationsrate, wie sie in Abb. 65 und Abb. 66 zu erkennen ist, ein Indiz dafür, das die laterale Oxidation von AlGaAs vorwiegend reaktionsbegrenzt und nicht diffusionsbegrenzt ist. Die Temperaturabhängigkeit der Oxidation hat Arrhenius Charakter, wobei die Aktivierungsenergie der Oxidation von der Zusammensetzung des AlGaAs abhängt [Choquette 97]. Daher ist die Oxidationsrate sehr empfindlich vom Gallium-Gehalt abhängig. So ist die Oxidationsrate von $Al_{0,84}Ga_{0,16}As$ um zwei Größenordnungen niedriger als die von binärem AlAs gleicher Dicke. Daher ist es möglich, einen großen Oxidationsratenunterschied mit nur geringer Veränderung des Gallium-Anteils zu erreichen, und so AlGaAs-Strukturen selektiv zu oxidieren. Die Schichtdicke hat einen geringen Einfluß auf die Oxidationsrate, solange sie dicker als etwa 50 nm ist. Für dünnere Schichten nimmt die Oxidationsrate drastisch ab. So kann z.B. eine 200 nm dicke $Al_{0,98}Ga_{0,02}As$ Schicht schneller als 20 nm dünnes AlAs oxidieren. Nach [Naone 97] ist die Abnahme der Oxidationsrate für dünnere Schichten nicht hauptsächlich auf die verminderte Diffusion der Reaktanden, sondern vielmehr auf die Verspannung des gebildeten Oxides an der Oxidationsfront zurückzuführen, die mit einer Erhöhung der zur Oxidation an der Oxidationsfront benötigten Energie einhergeht.

5.1.1 Oxidationsratenkalibrierung

Voraussetzung für eine kontrollierbare Oxidationsrate ist eine reproduzierbare Materialqualität der Epitaxieschichten. Es wurde eine an die MBE angepasste Prozedur entwickelt, die gut reproduzierbare Oxidationsraten ergibt, solange die Basis Parameter der Epitaxie wie z.B. das V/III-Verhältnis, die Wachstumstemperatur und die Wachstumsrate der zu oxidierenden Schicht für alle nachfolgenden Epitaxien konstant gehalten wird. Zunächst wird ein mehrfacher AlGaAs/GaAs-Schichtenstapel gewachsen, wobei der Ga-Gehalt in den hoch Al-haltigen Schichten in Wachstumsrichtung sukzessive abnimmt. Da die verwendete MBE mit nur einer Ga-Quelle ausgerüstet ist, muß die Ga-Quellentemperatur bei jedem Wechsel der Schichtenzusammensetzung während einer Wachstumsunterbrechung für die nächste Schicht angepasst werden. Wird zuerst GaAs gewachsen und anschließend $Al_{0,98}Ga_{0,02}As$, so muß die Ga-Quellentemperatur stärker abgesenkt werden, als wenn als nächstes $Al_{0,95}Ga_{0,05}As$ gewachsen werden soll. Einige Grad Änderung in der Temperatur ergeben bereits einen deutlichen Unterschied in der Oxidationsrate des AlGaAs, was mit der MBE gut reproduzierbar einzustellen ist. Als letzte Schicht wird für die Oxidationsratenkalibrierung eine Referenzschicht gewachsen, die aus einer 100nm dicken AlAs-Schicht besteht. Die Oxidationsrate dieser Schicht sollte bei gegebener Temperatur stets die gleiche sein. Der Wafer wird vor der Oxidation zunächst gespalten, sodass die Schichten bei der Oxidation freiliegen. Anschließend wird die Oxidation bei der gewünschten Temperatur und Zeit durchgeführt. Die Schichten oxidieren nun aufgrund ihrer Materialzusammensetzung unterschiedlich schnell, die oberste Schicht (100 nm AlAs) am schnellsten. Nach der Oxidation wird der Wafer quer zur Oxidationsfront gespalten, sodass nun die Oxidationstiefen und somit die Oxidationsraten mittels REM-Aufnahmen ausreichend präzise bestimmt werden können, wie in Abb. 67 an Hand einer solchen Aufnahme zu erkennen ist. Das Ergebnis einer entsprechenden Auswertung ist in Abb. 68 dargestellt. Es lassen sich so mit nur einer einzigen Teststruktur Oxidationsraten in einem weiten Bereich (hier: 1...50 µm/h) reproduzierbar einstellen und kalibrieren.

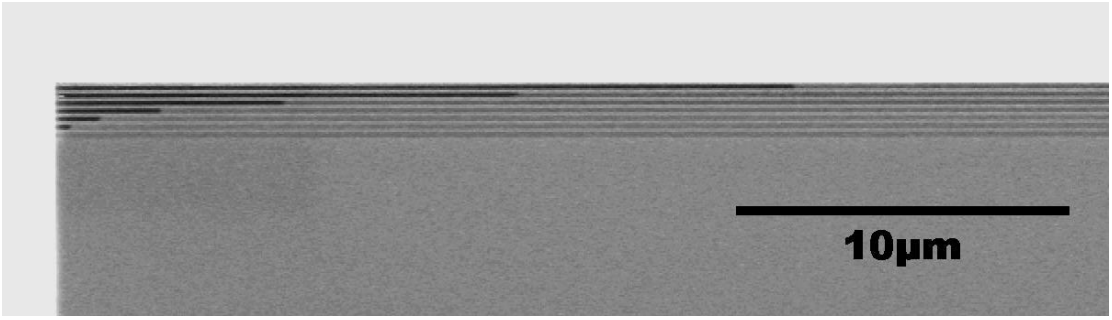


Abb. 67: REM-Aufnahme von der Spaltkante eines AlGaAs/GaAs-Schichtenstapels zur Kalibrierung der Oxidationsrate in Abhängigkeit vom Ga-Gehalt, der in den AlGaAs-Schichten sukzessive in Wachstumsrichtung abnimmt. Die dunklen Bereiche (links) entsprechen den oxidierten Schichten.

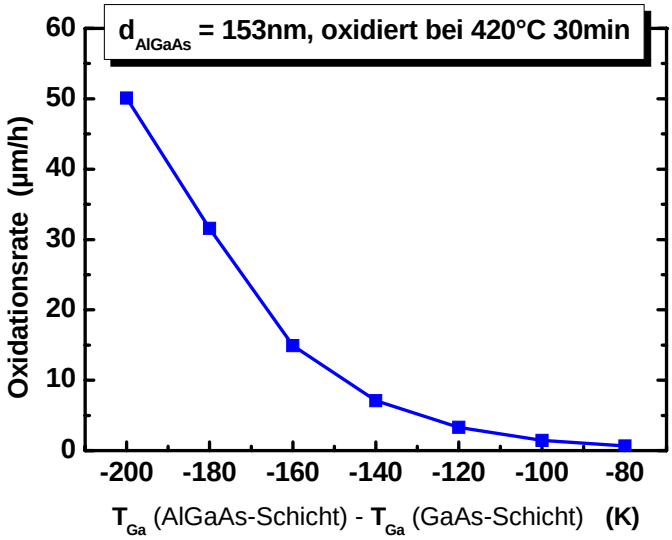


Abb. 68: Oxidationsraten von nominell 153 nm dicken $Al_xGa_{1-x}As$-Schichten, deren Ga-Gehalt sich durch die sukzessive Temperaturerniedrigung der Ga-Quelle von Schicht zu Schicht in Wachstumsrichtung reduziert.

5.2 Design von Oxidspiegeln und Oxidaperturen

Wie bereits dargelegt, zeigen selektiv oxidierte VCSELs gegenüber ionenimplantierten VCSELs eine höhere Leistung. Von besonderem Interesse sind dabei Oxidaperturen und Oxidspiegel. Oxidierte Spiegel besitzen aus den folgenden Gründen ein großes Potential:

- ⊕ Hohe Reflektivität bereits ab wenigen Spiegelpaaren,
  geringere Gesamtschichtdicke für gleiche Reflektivität
  - ⇒ niedrigere Wachstumszeiten
  - ⇒ kleinere Strukturhöhe
  - ⇒ bessere Wärmeabfuhr
- ⊕ Maximale erreichbare Reflektivität nahezu 100%,
  bei guter Qualität sind sie nahezu verlustfrei
- ⊕ Breites Stoppband des Reflexionsspektrums
  - ⇒ größere Epitaxietoleranz
- ⊕ Geringe Eindringtiefe der Lichtwelle
  - ⇒ kurze eff. Kavitätslängen sind realisierbar
- ⊖ Das Halbleitermaterial wird zu einem Isolator konvertiert
  - ⇒ es lässt sich kein Strom mehr durch diese Spiegel zuführen

Um Bragg-Spiegel verschiedener Materialien mit Oxidspiegeln zu vergleichen, wurde in Tab. 9 für die Wellenlänge von 1,3 µm berechnet, wie viele Halbleiterspiegelpaare auf GaAs- oder InP-Basis benötigt werden, um eine vergleichbar hohe Reflektivität wie die eines Al_2O_3/GaAs-Spiegels zu erreichen. Die Spiegelmaterialien wurden dabei als absorptionsfrei angenommen. Zum Design optimaler Oxidspiegel ist eine genaue Kenntnis der optischen Parameter der oxidierten Schicht, wie Brechzahl und Schrumpfungsfaktor, sehr wichtig. Zu deren Bestimmung wurde ein 7-paariger $Al_{0,95}Ga_{0,05}As$/GaAs-Spiegel gewachsen. Das dazugehörige Reflexionsspektrum der gewachsenen Schicht ist in Abb. 69 dargestellt. Die tatsächlichen Schichtdicken wurden anhand des auf der Transfer-Matrix Methode aufsetzenden Simulationsprogrammes (s. Anhang A) zu 164,2/73,5nm mit einer Schichtdickenungenauigkeit von ± 0,5 nm bzw. ± 0,2 nm bestimmt.

Das gemesse Reflexionsspektrum nach einer unter typischen Bedingungen (420 °C / 30 min) durchgeführten Oxidation ist in Abb. 70 dargestellt. Zu erkennen ist das sehr breite Stoppband, das sich über knapp 200 nm erstreckt. Die Simulation ergibt einen optimalen Fit für Schichtdicken von 150,0 / 73,5 nm, wobei die optimal ermittelte Brechzahl des Al_2O_3 $n = 1{,}60$ mit einem Fehler von $\pm 0{,}01$ behaftet ist. Die gemessene absolute Reflektivität des 7-paarigen Al_2O_3/GaAs-Spiegels beträgt am Reflexionsmaximum ($\lambda = 1050$ nm) 99,7 % mit einem apparativ bedingten Messfehler von absolut $\pm 0{,}3$ %. Das $Al_{0,95}Ga_{0,05}As$ schrumpft von ursprünglich 164,2 nm auf 150,0 nm, was einer Schrumpfung von 8,6 % entspricht. In der Literatur werden Werte für thermisch naßoxidiertes binäres AlAs von $n = 1{,}50$

Ziel: Reflektivität bei λ=1300nm ist größer als	**GaAs/AlOx** Δn = 1,84	**GaAs/AlAs** Δn = 0,54	**InP/Q1.22** Δn = 0,22
41 %	**1 Paar** d = 0,3µm R = 41,03 %	**5 Paare** d = 1,0 µm R = 47,84 %	**12 Paare** d = 2,4 µm R = 45,09 %
82 %	**2 Paare** d = 0,6 µm R = 82,52 %	**9 Paare** d = 1,9 µm R = 82,96 %	**23 Paare** d = 4,5 µm R = 83,78 %
95 %	**3 Paare** d = 0,9 µm R = 95,88 %	**13 Paare** d = 2,9 µm R = 95,33 %	**33 Paare** d = 6,7 µm R = 95,54 %
99 %	**4 Paare** d = 1,3 µm R = 99,08 %	**18 Paare** d = 3,9 µm R = 99,13 %	**45 Paare** d = 8,9 µm R = 99,10 %
99,8 %	**5 Paare** d = 1,6 µm R = 99,80 %	**23 Paare** d = 4,5 µm R = 99,84 %	**56 Paare** d = 11,0 µm R = 99,80 %
99,96 %	**6 Paare** d = 1,9 µm R = 99,96 %	**27 Paare** d = 5,6 µm R = 99,96 %	**68 Paare** d = 13,4 µm R = 99,96 %
99,99 %	**7 Paare** d = 2,2 µm R = 99,99 %	**31 Paare** d = 6,4 µm R = 99,99 %	**78 Paare** d = 15,4 µm R = 99,99 %

Tab. 9: Vergleich der typischen verwendeten Spiegelmaterialien zur Herstellung langwelliger vertikal emittierender Sendedioden, unter der Annahme, dass es sich um absorptionsfreies Material handelt.

[Nelson 96] bis $n = 1{,}63$ [Richard 95] angegeben. Für Ga-reiches oxidiertes $Al_xGa_{1-x}As$ ist für das gebildete Oxid eine leicht höhere Brechzahl zu erwarten (z.B. ist für $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ $n(Al_2O_3) = 1{,}707$ [Luo 98]). Für die Schrumpfung wird 12 - 13 % für binäres AlAs und 6,7 % für $Al_{0,92}Ga_{0,08}As$ angegeben [Takamori 96]. Die hier gemessenen Werte liegen damit im Rahmen der Erwartungen.

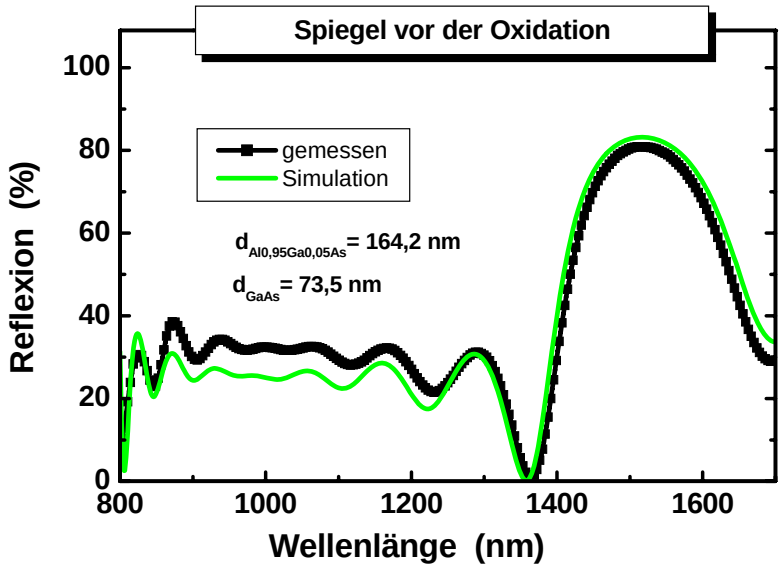


Abb. 69: Reflexionsspektrum eines unoxidierten für die Oxidation ausgelegten Spiegels.

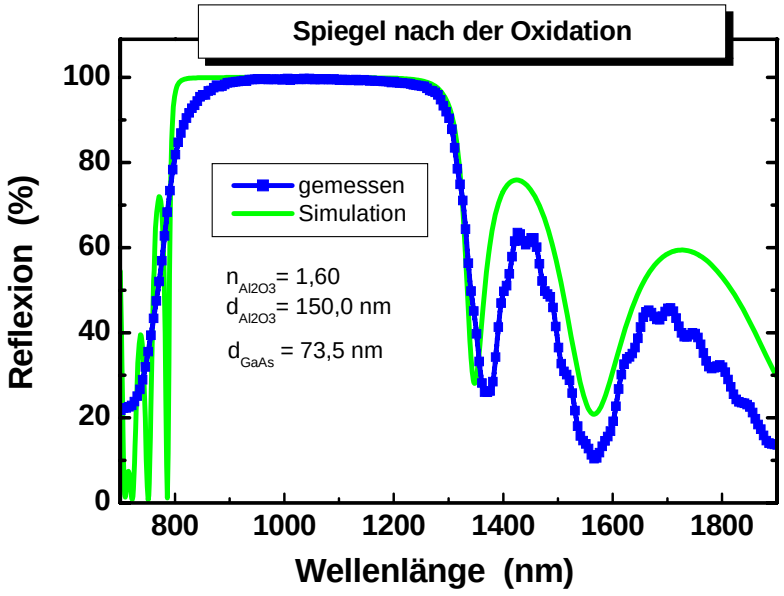


Abb. 70: Reflexionsspektrum des Spiegels nach der Oxidation.

5.2.1 Thermische Belastungs- und Alterungsuntersuchungen

Für Vertikaldiodenlaser auf der Basis von GaAs bilden oxidierte Al_2O_3/GaAs-Schichtstrukturen eine nahezu ideale Möglichkeit, die benötigten Bragg-Spiegel zu realisieren. Eine offene Frage ist aber, ob solche Spiegel den Anforderungen an die Betriebsbedingungen von VCSELs langzeitstabil genügen. Hierzu wurden entsprechende Voruntersuchungen an Teststrukturen durchgeführt, die sich an etablierten Qualifizierungsprozeduren (Bellcore-Test) orientieren. Die Struktureigenschaften des Oxides und die erzeugten Verspannungen, die aufgrund der starken Schrumpfung vorhanden sind, wurden des weiteren mit Mikro-Ramanmessungen genauer untersucht.

Zur Untersuchung der Stabilität von thermisch naßoxidierten Al(Ga)As/GaAs Bragg-Spiegeln wurden Proben mit der MOVPE und der MBE auf (001)-GaAs Substraten gewachsen, thermisch oxidiert und in einer Klimakammer für 30 Tage bei dem Bellcore-Test ähnlichen kontrollierten Temperatur- und Feuchtigkeitszyklen gelagert. Von den Proben wurden vor und nach der Lagerung Bilder mittels eines Rasterelektronenmikroskopes aufgenommen. Zudem wurde die eventuelle Änderung der optischen Reflektion und, falls eine Kavität mit aktivem Material vorlag, auch die der Emission untersucht. Es wurden folgende Bragg-Spiegel enthaltende Strukturen untersucht (schematisch in Abb. 71 dargestellt):

1. Al_2O_3/GaAs-Spiegel (DBR) mit 3 bis 7 Paaren
2. Eine GaAs-Kavität zwischen zwei mehrpaarigen Al_2O_3/GaAs DBRs
3. Ein unterer-DBR aus 5 bzw. 6 Paaren Al_2O_3/GaAs, gefolgt von einer 3λ-Kavität mit drei Lagen bei 1300 nm emittierenden Quantenpunkten als aktivem Material und darüber ein zweipaariger dielektrischer DBR, bestehend aus SiO_2/TiO_2 (vgl. Abb. 71)
4. Ein unterer-DBR mit 7 Paaren Al_2O_3/GaAs, gefolgt von einer 4λ-Kavität mit einem bei 1050 nm emittierendem InGaAs Quantenfilm und als oberer-DBR 6 Paare Al_2O_3/GaAs (vgl. Abb. 71)

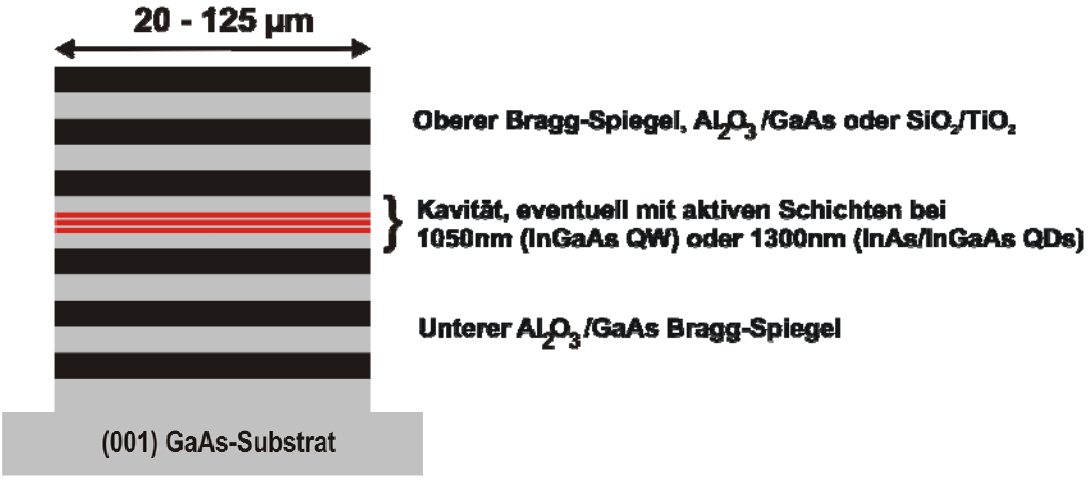


Abb. 71: Schema der untersuchten selektiv oxidierten AlGaAs-Strukturen.

Probe	DBR #1	Kavität	DBR #2	$Al_xGa_{1-x}As$, x	1. Puffer d, x	2. Puffer d, x	3. Puffer d, x
MOVPE #1	3 p	-	-	0,02	2,5 nm, 0,9	2,5 nm, 0,65	5,0 nm, 0,3
MOVPE #2	3 p	-	-	0,02	2,5 nm, 0,8	2,5 nm, 0,65	5,0 nm, 0,3
MOVPE #3	3 p	-	-	0,02	2,5 nm, 0,8	-	5,0 nm, 0,3
MOVPE #4	7 p	4 λ, aktiv 1050nm	6 p	0,01	2,5 nm, 0,9	2,5 nm, 0,65	5,0 nm, 0,3
MOVPE #5	6 p	-	-	0,01	2,5 nm, 0,9	2,5 nm, 0,65	5,0 nm, 0,3
MBE #1	3 p	λ/2	3 p	0,02	5,0 nm, 0,8	5,0 nm, 0,65	5,0 nm, 0,3
MBE #2	7 p	-	-	0,02	abrupt	-	-
MBE #3	5 p	1 λ, aktiv 1300nm	2 p	0,02	5,0 nm, 0,85	5,0 nm, 0,65	5,0 nm, 0,3
MBE #4	5 p	3 λ, aktiv 1300nm	2 p (SiO_2/ TiO_2)	0,02	abrupt	-	-
MBE #5	6 p	3 λ, aktiv 1300nm	2 p (SiO_2/ TiO_2)	0,02	abrupt	-	-

* Die Herstellung der MOVPE-Strukturen erfolgte an der Technischen Universität Berlin

Tab. 10: Übersicht über die Schichtenfolge der untersuchten selektiv oxidierten AlGaAs-Strukturen (p = Zahl der Perioden des Oxid-DBR, $n\lambda$ = Dicke der Kavität).

In Tab. 10 finden sich nähere Angaben zu den einzelnen in diesen Strukturen verwendeten Schichten. Die kreisförmigen und quadratischen Spiegel bestehen aus abwechselnden GaAs- und hoch-Aluminiumhaltigen $Al_xGa_{1-x}As$-Schichten ($x = 0{,}98$ bis 0,99). Der geringe Gallium-Gehalt garantiert, daß Spiegel großen Durchmessers ($> 100\,\mu m$) schnell und lateral homogen oxidieren, ohne dass der Randbereich zu stark überoxidiert wird und dadurch degradiert. Um zu untersuchen, inwieweit sogenannte Pufferschichten zwischen dem GaAs und dem $Al_xGa_{1-x}As$ zur Stabilität beitragen, wurden Spiegel mit und ohne Zwischenschichten getestet. Für einen GaAs-$Al_{0,98}Ga_{0,02}As$ Übergang wurden bis zu drei $Al_xGa_{1-x}As$ Pufferschichten mit steigendem Aluminium-Gehalt ($x = 0{,}3...0{,}9$) eingesetzt, wobei die am höchsten Aluminium haltige Pufferschicht dem $Al_{0,98}Ga_{0,02}As$ zugewandt ist. Die Stabilität in Abhängigkeit von Oxidationstemperatur und Oxidationszeit wurde im Bereich von Oxidationstemperaturen von 400 °C und 440 °C untersucht. Für jede Probe wurden die Mesen vollständig durchoxidiert oder zum Teil bewußt überoxidiert. Die Prozessierung der Proben erfolgte nach einem etabliertem Standardschema. Die DBR Mesen wurden zuerst mittels Lithografie definiert, dann bis zum Substrat trockengeätzt und anschliessend, nach Entfernen des Fotolackes, oxidiert. Die prozessierten Mesagrößen liegen im Durchmesser zwischen 25 µm und 125 µm. Anschließend wurden sie in einer Temperatur- und Feuchtigkeits-kontrollierten Klimakammer gelagert. In der Klimakammer wurde die Temperatur zyklisch von -40 °C bis $+90$ °C und die relative Feuchtigkeit zyklisch von 0 % bis 90 % variiert, wie in Abb. 72 im Detail dargestellt ist. Die Proben wurden für 30 Tage (= 720 Stunden) zyklisch getempert, wobei ein voller Zyklus 12 Stunden dauerte. Dies ergibt 60 Zyklen mit insgesamt mehr als 340 Stunden bei $+90$ °C und mehr als 340 Stunden bei -40 °C, in der übrigen Zeit wurde die Temperatur zwischen diesen Werten variiert. Um zu testen, ob eine hohe Luftfeuchtigkeit bei warmer Umgebung und anschliessendes schnelles Abkühlen der Proben auf -40 °C eine Degradation der Materialeigenschaften zur Folge hat, wurde die Umgebungsluft bei einer Temperatur von $+90$ °C mit einer relativen Feuchtigkeit von 90 % angereichert.

Die untersuchten Proben sind nicht in der Klimakammer degradiert. Dabei spielte es keine Rolle, ob Pufferschichten eingesetzt wurden oder nicht. Aufnahmen mit einem Rasterelektronenmikroskop sämtlicher Strukturen zeigen nach dem thermischen Belastungstest keine Anzeichen von Degradation. Dies ist in Abb. 73 von den Proben MBE #1, MOVPE #4 und MOVPE #5 dargestellt. Es lassen sich keine strukturellen bzw. kristallinen Veränderungen feststellen, weder auf der oberen Spiegelseite, noch an den Mesenflanken. Die optischen Reflektionspektren der Proben haben sich durch die Temperaturzyklen nicht verändert. Beispielhaft ist dieser Befund in Abb. 74 von den Proben MOVPE #3, MBE #3 und MBE #5 dargestellt. Die Spiegel von Probe MOVPE #3 sind für 1050 nm ausgelegt (das erste nach dem Plateau maximaler Reflexion kommende, im langwelligen Bereich liegende Minimum liegt bei ca. 1450 nm), für die Proben MBE #3 und MBE #5 (beide mit Kavität) für 1300 nm.

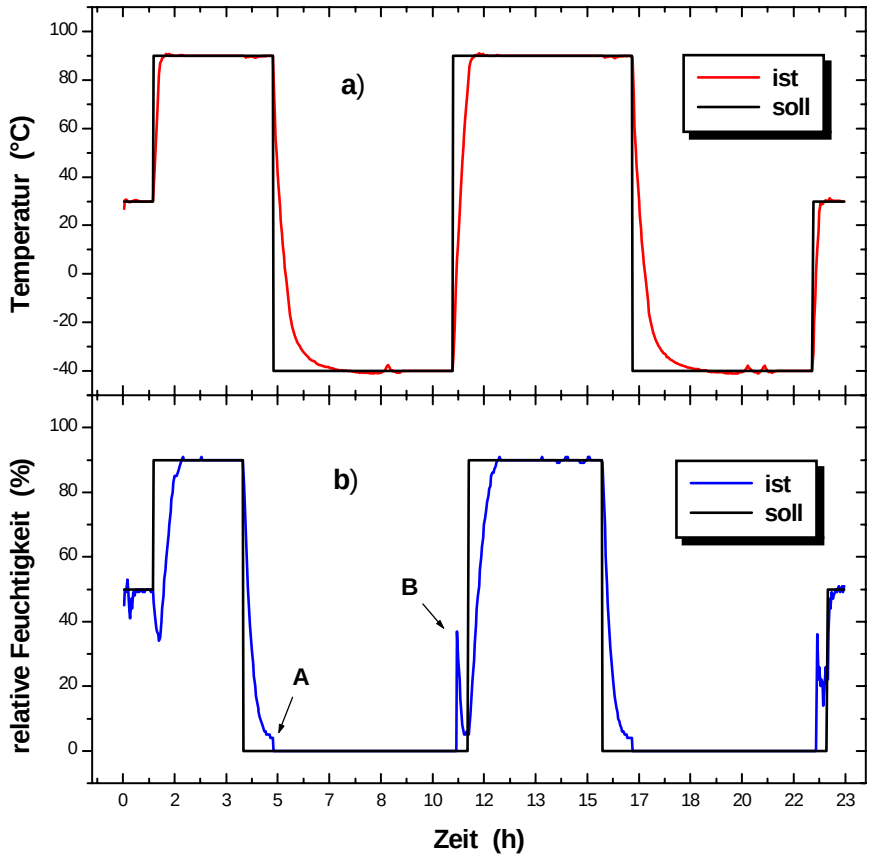
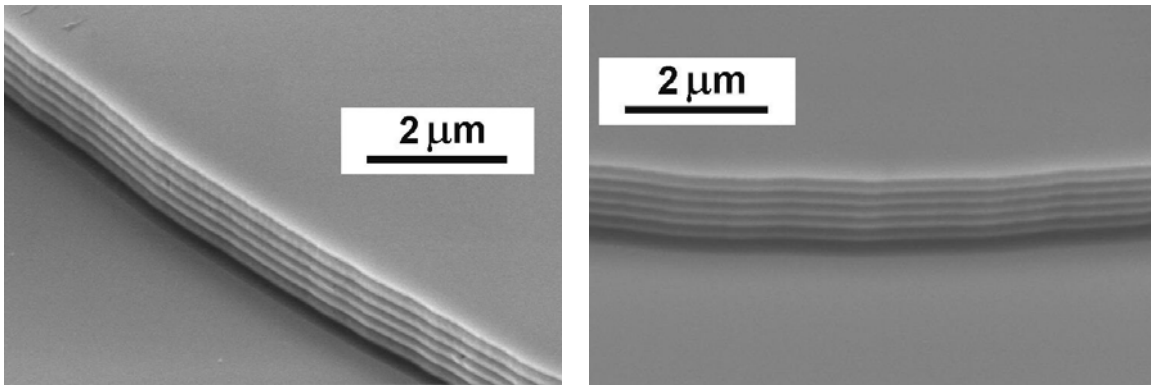
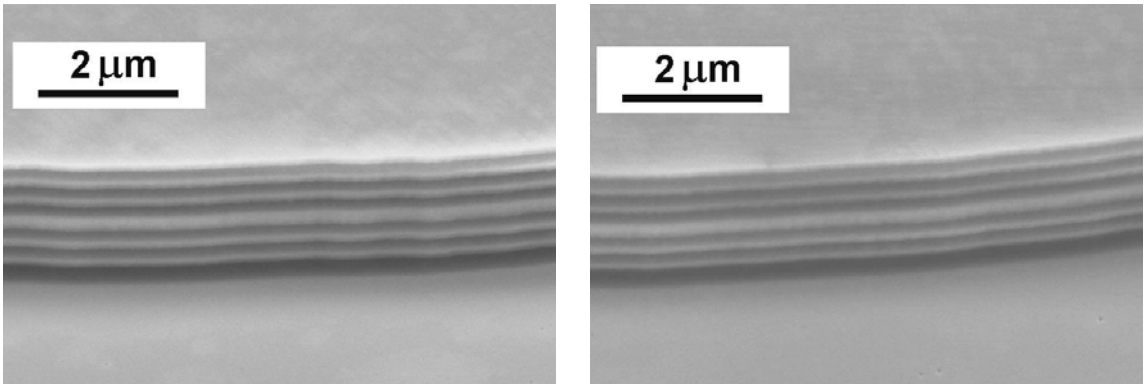


Abb. 72: a) Temperatur- und b) Feuchtezyklen der verwendeten Klimakammer. Bei Punkt **A** kommt es beim Unterschreiten von 0 °C zum Ausfrieren der geringen Restfeuchtigkeit in der Kammer, das bei Punkt **B** beim Überschreiten von 0 °C zu einer kurzzeitigen Verdampfung führt.

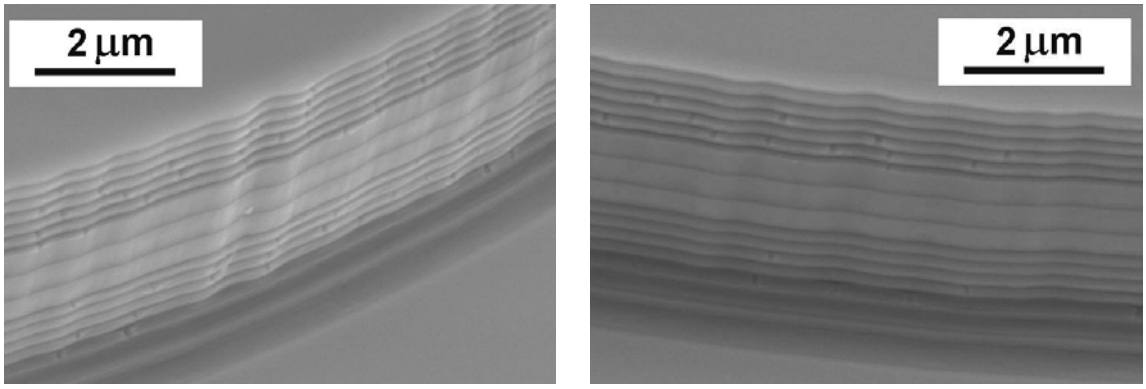
Vor den Temperaturzyklen **Nach 720 Stunden Klimakammer**



Struktur MOVPE #5
(6 paariger Al_2O_3/GaAs-Spiegel)



Struktur MBE #1
(3 Paare Al_2O_3/GaAs unterer-DBR, GaAs λ/2-Kavität, 3 Paare Al_2O_3/GaAs oberer-DBR)



Struktur MOVPE #4
(7 Paare Al_2O_3/GaAs unterer-DBR, GaAs 4λ–Kavität mit 2x 40nm Al_2O_3-Oxidaperturen,
6 Paare Al_2O_3/GaAs oberer-DBR)

Abb. 73: REM-Aufnahmen der selektiv oxidierten Strukturen, aufgenommen vor und nach dem Belastungstest in der Klimakammer.

Die Reflektionsspektren in Abb. 74 (b) von Probe MOVPE #3 zeigen keine erkennbare Degradation, obwohl die Mesen doppelt so lange als es für vollständige Oxidation nötig wäre oxidiert wurden. Bei den MBE-Proben #3 und MBE #5 sind die Schichtdicken bei der Epitaxie insgesamt zu dünn geraten, so daß der Kavitäts-Dip nicht bei 1300 nm liegt, was die Aussage dieser Studie jedoch nicht tangiert. Die Reflexionsspektren, die vor und nach dem Belastungstest aufgenommen wurden, unterscheiden sich nur meßtechnisch bedingt voneinander: Da die Reflexionsspektren mit einer an eine 50 µm Multimode-Faser gesplissene Microlinse aufgenommen wurden, verändern kleinste Positionierungsungenauigkeiten, sowie

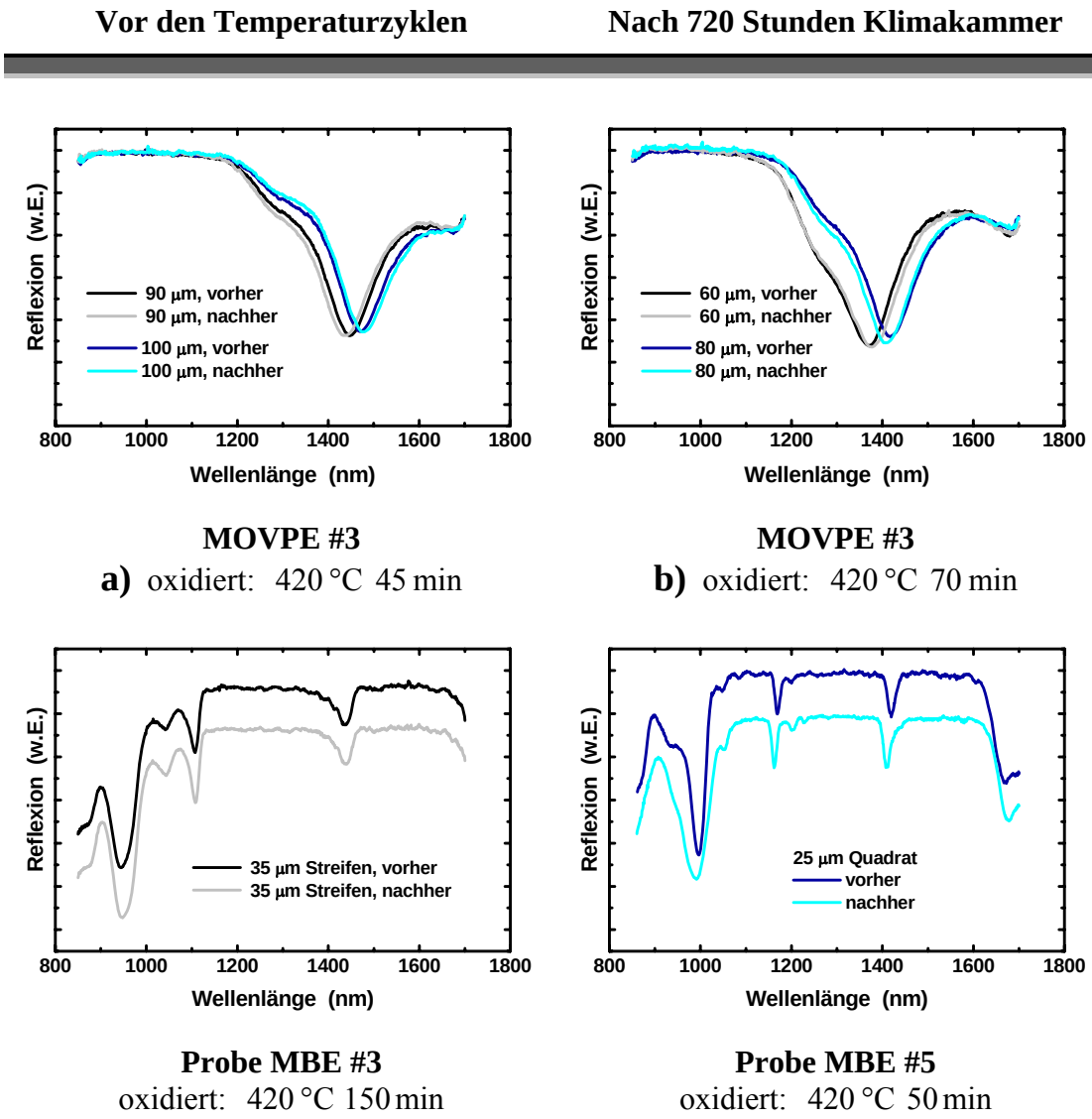


Abb. 74: Reflexionsspektren der untersuchten selektiv oxidierten Strukturen, aufgenommen vor und nach dem Belastungstest in der Klimakammer.

eine unterschiedliche Biegung der Glasfaserzuleitung (d.h. eine Veränderung der Leitungsverluste des Glasfaserkabels), die Reflektionsspektren in der Intensität um maximal 1 - 2 %. Dadurch, daß nicht exakt die identischen Mesen vorher und nachher gemessen wurden, ergibt sich zudem eine leichte Variation in der Lage der Reflexionsminima. Dies wird durch die Tatsache bestätigt, daß die Verschiebung der Reflexionsspektren zueinander in Abb. 74 von maximal 10 nm nicht nur zum kurzwelligen sondern auch zum langwelligen auftritt.

Die Untersuchung der Veränderung der PL-Halbwertsbreite ist die genaueste der hier verwendeten Meßmethoden zur Ermittlung einer Veränderung der optischen Qualität durch eventuelle Alterungsprozesse, da die Halbwertsbreite stark von der Qualität der Mikrokavität abhängt (vgl. Kap. 4.2.2), die wiederum sehr empfindlich auf veränderte Spiegelreflektivitäten reagiert. Eine Degradation der Spiegel würde nach Gl. (51) zu einer Verbreiterung der Halbwertsbreite führen. In Abb. 75 sind die Photolumineszenzspektren von Probe MOVPE #4 dargestellt. Die Halbwertsbreite der Photolumineszenz ($18{,}2 \pm 0{,}1$ nm) hat sich durch die Temperaturzyklen nicht geändert (die Verschiebung der PL-Maxima um ca. 10 nm ist durch den Dickengradienten über den Wafer verursacht, da die Messungen nicht an der identischen Position durchgeführt wurden). Die integrierte PL-Intensität hat sich ebenfalls nicht verändert. Es konnte keine Verminderung der optischen Qualität der Spiegel durch die Behandlung in der Klimakammer festgestellt werden.

Alle in Tabelle 10 dargestellten getesteten Strukturen zeigten keinerlei äußerliche und/oder optische Veränderungen. Dabei hat sich ergeben, daß eine Implementierung von Pufferschichten zwischen den zu oxidierenden hoch Aluminium-haltigen $Al_xGa_{1-x}As$-Schichten ($x = 0{,}98$ bis 0,99) und den GaAs-Schichten für die Langzeitstabilität nicht nötig ist, solange der Gallium-Gehalt von 1 - 2 % eingehalten wird. Es wurden Mesen von bis zu 125 µm lateral homogen oxidiert, die dann mechanisch und in einem Temperaturbereich von -40 °C bis $+90$ °C bei bis zu 90 % relativer Feuchtigkeit stabil sind. Die vorliegenden Untersuchungen haben keinerlei Hinweise darauf gegeben, dass die Verwendung oxidierter Spiegel zu Alterungs-/Stabilitätsproblemen führen.

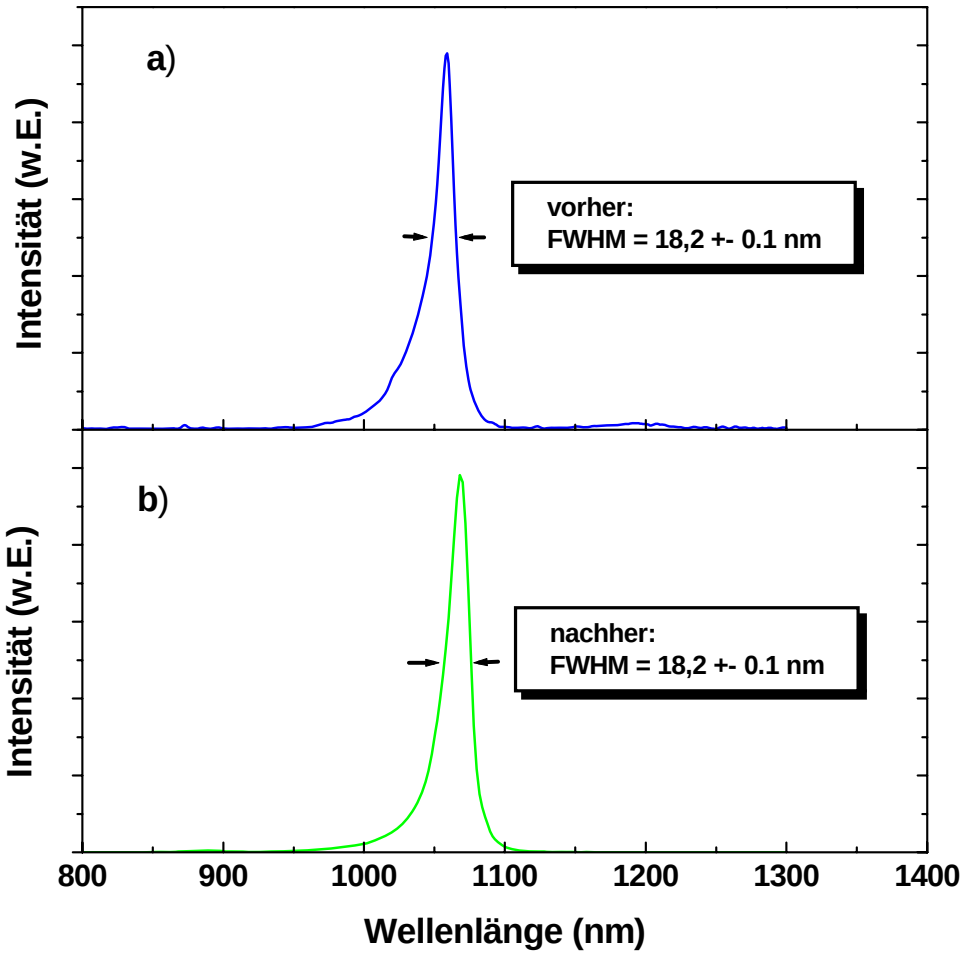


Abb. 75: Photolumineszenzspektren von Struktur MOVPE #4 (80 µm Kreise), a) vor und b) nach den Temperaturzyklen.

5.2.2 Mikro-Raman-Untersuchungen an oxidierten Strukturen

Unter Einsatz der Raman Spektroskopie lassen sich zum einen durch materialspezifische Phononenstrukturen im Spektrum Rückschlüsse auf die einzelnen Schichten ziehen, und zum anderen lassen sich insbesondere durch die Verschiebung von Phononenenergien Verspannungen erkennen. Daher ist diese zerstörungsfreie optische Untersuchungsmethode für strukturelle Untersuchungen an vollendeten oder halb fertigen Bauelementen geeignet. Zudem gewährt die verwendete Mikro-Raman Spektroskopie eine hohe Ortsauflösung im µm-Bereich.

Zur Analyse wurde die Struktur MBE #1 herangezogen (s. Tab. 10). Sie besteht aus einer GaAs $\lambda/2-$Kavität platziert zwischen jeweils 3 Paar $Al_{0,98}Ga_{0,02}As$/GaAs-Spiegelschichten, die für die Oxidation ausgelegt sind. Jede dieser $Al_{0,98}Ga_{0,02}As$-Schichten besitzt zum GaAs hin drei je 5 nm dicken $Al_xGa_{1-x}As$-Übergangsschichten, deren Al-Gehalt zum GaAs sukzessive abnimmt ($x = 0{,}80 / 0{,}65 / 0{,}30$). Sie wurde wie im vorigen Kapitel beschrieben zu Mesen mit 20µm Durchmesser strukturiert.

Die Raman Spektren wurden in der Rückstreu-Geometrie mit einem 647,1 nm Kr^+ Laser aufgenommen, wobei die Ortsauflösung ca. 2,5 µm betrug. Das Raman Spektrum eines unoxidierten Spiegels ist in Abb. 76 (a) dargestellt. Die Peaks bei $294\,cm^{-1}$ und $404\,cm^{-1}$ werden den longitudinalen optischen (LO)-GaAs und LO-AlAs Phononen zugeschrieben (markiert als LO_{GaAs} und LO_{AlAs}). Die Peaks bei $270\,cm^{-1}$ und $362\,cm^{-1}$ rühren von den transversalen optischen (TO)-GaAs und TO-AlAs Phononen her (markiert als TO_{GaAs} und TO_{AlAs}). Die Peaks bei $280\,cm^{-1}$ und $380\,cm^{-1}$ lassen sich den LO-(GaAs)- und LO-(AlAs)-ähnlichen Phononen der AlGaAs-Zwischenschichten zuordnen (markiert als LO_1 und LO_2) [Adachi 85]. Durch die Oxidation kommt es zu mechanischen Veränderungen in der Struktur. Mechanische Veränderungen haben wiederum Einfluß auf die Phononen, sodass sich durch die Veränderung der Peaks, sei es die Lage oder die Intensität, Aussagen bezüglich der oxidierten Struktur treffen lassen. Durch die simultane Beobachtung der Phononen LO_{AlAs}, TO_{AlAs}, LO_1 und LO_2 lassen sich Informationen bezüglich der

Oxidationskinetik sowohl von den hoch- wie auch von den niedrig Al-haltigen $Al_xGa_{1-x}As$-Zwischenschichten gewinnen.

Während der Oxidation von AlGaAs werden flüchtige Zwischenprodukte wie As und As_2O_3 in der oxidierenden Schicht erzeugt, welche sich durch Raman Spektroskopie detektieren lassen [Ashby 97, Landesman 97]. Um dieses zu verdeutlichen, ist in Abb. 76 (b) das Raman Spektrum eines bei 420 °C vollständig oxidierten Mesas abgebildet, dessen Seite zuvor mit 100 nm dicken Si_3N_4 belegt wurde. Durch die Bedeckung wird die Diffusion des Wassersdampfes behindert, sodass sich durch die Dicke des Si_3N_4 die Oxidationsrate steuern, d.h. verlangsamen läßt. Ein Nachteil ist jedoch, dass entstandene Oxidationsprodukte nur erschwert die oxidierte Schicht verlassen können. Das breite Signal im Raman Spektrum von 180 cm^{-1} bis 260 cm^{-1} setzt sich aus einer Überlagerung vieler Peaks zusammen, die von kristallinem und amorphen Arsen stammen [Choquette 97]. Ein breiter und

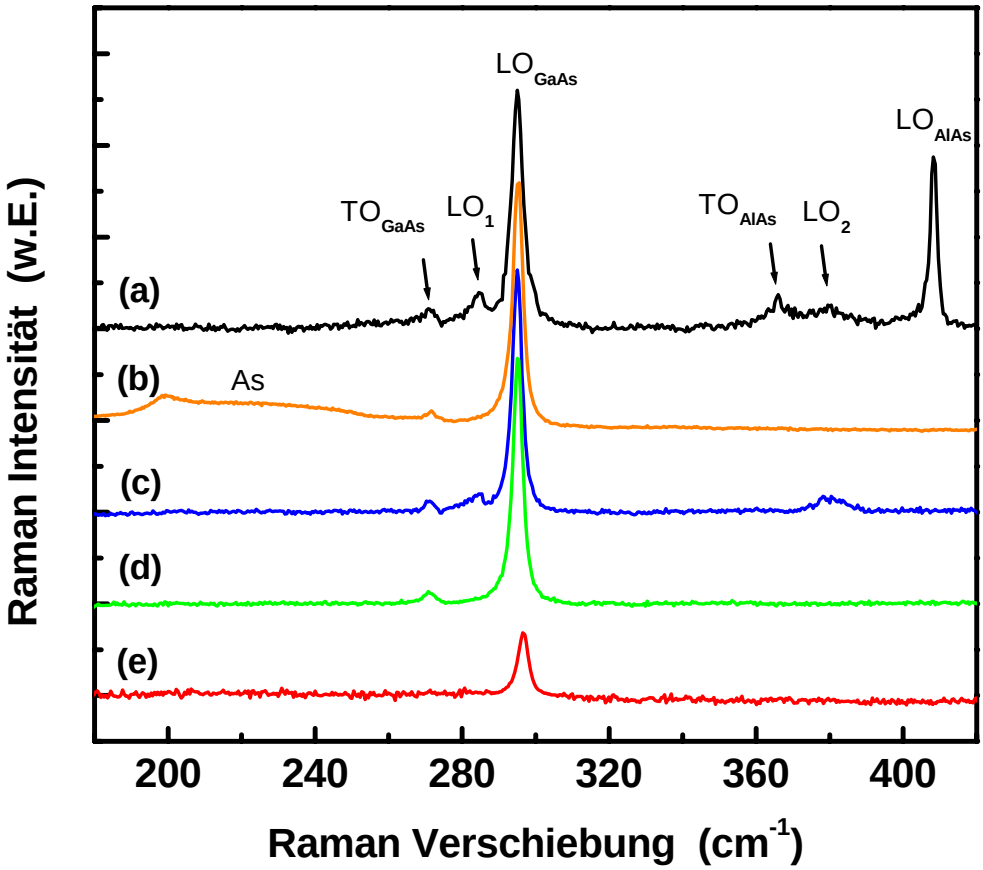


Abb. 76: Raman Spektren eines für die Oxidation ausgelegten AlGaAs-Spiegels, (a) vor der Oxidation und (b)-(e) nach der Oxidation (vgl. Text).

schwacher Peak läßt sich bei $475\,cm^{-1}$ feststellen (nicht abgebildet), der As_2O_3 zugeordnet werden kann. Die Qualität und thermische Stabilität hängt entscheidend von der erfolgreichen Reduzierung dieser Zwischenprodukte ab [Choquette 97, Jia 02]. Um die Konzentration von As und As_2O_3 zu reduzieren, wird jede Probe direkt nach dem Oxidationsprozess *in-situ* getempert, ohne zwischenzeitlich abzukühlen. Wie in Abb. 64 zu sehen, wird zum Beenden der Oxidation das feuchte Trägergas ausgeschaltet und trockener Stickstoff zum Spülen eingeschaltet. Bevor die oxidierte Probe abgekühlt wird, wird sie noch für mindestens 20 min bei der Oxidationstemperatur getempert.

Die Oxidation der Struktur MBE #1 wurde bei 420 °C durchgeführt, die Oxidationszeit von Teilstücken betrug 15, 30 oder 60 Minuten. Nach 15 Minuten hat die Oxidationsfront die Mitte des Mesas erreicht. Das vom Mesazentrum aufgenommene Raman Spektrum in Abb. 76 (c) zeigt, dass die LO_{AlAs} und TO_{AlAs} Phononen nicht mehr vorhanden sind. Das deutet darauf hin, dass die hoch Al-haltige $Al_{0,98}Ga_{0,02}As$-Schicht bereits vollständig oxidiert ist. Die Phononen der Zwischenschichten LO_1 und LO_2 sind noch vorhanden, ihre Intensität hat jedoch schon abgenommen. Etwa 5µm entfernt vom Mesazentrum lassen sich die Phononen der Zwischenschichten nicht mehr detektieren (Abb. 76 (d)), sie sind jetzt vollständig oxidiert. Wird ein 20 µm Mesa 5 Minuten länger oxidiert, sind auch in der Mesamitte diese Pufferschichten vollständig oxidiert. Die oxidierte Schicht weist gegenüber der ursprünglichen AlAs-Schicht mittels Profilometer gemessen eine um etwa 8 % verringerte Schichtdicke auf. Beträgt die Oxidationszeit 60 Minuten, also das Dreifache der für die vollständige Oxidation notwendigen Zeit (Abb. 76 (e)), so beträgt die Schrumpfung der oxidierten Schicht nun 10 %, und die Intensität des LO_{GaAs} Phonons ist drastisch reduziert, was ein Indiz für starke Degradation der kristallinen GaAs-Spiegelschicht nach übermäßiger Oxidation ist. Jedoch weisen die Zentren größerer Mesen, welche erst ab 50 Minuten vollständig oxidiert sind, immer noch eine gute Strukturqualität auf. Aus diesem Grunde müssen die Oxidationsraten für unterschiedliche Mesagrößen optimal angepasst werden.

In den oxidierten Spiegeln weist das LO_{GaAs} Phononsignal im Vergleich zum unoxidierten Zustand eine Verschiebung zu höheren Frequenzen auf (Abb. 77 (a)). Diese Verschiebung ist ein Indiz für vorhandene kompressive Verspannung in den GaAs-Spiegelschichten, verursacht durch die Schrumpfung des AlGaAs während der Oxidation [Choquette 97]. Abb. 77 (b) zeigt die Verschiebung des LO_{GaAs} Phonons im Detail. Durch den absoluten Wert der Raman Verschiebung ist man in der Lage, den Gesamtdruck in den GaAs Spiegelschichten zu bestimmen. Nimmt man eine biaxiale Drucksymmetrie an, sind nur zwei Komponenten des Drucktensors ungleich null,

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma \,. \tag{60}$$

Der entsprechende Verspannungstensor enthält drei von null verschiedene Komponenten,

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = (S_{11} + S_{12})\sigma \tag{61 a}$$
$$\varepsilon_{zz} = 2S_{12}\sigma \tag{61 b}$$

Dabei sind S_{11} und S_{12} die Elastizitätskonstanten von GaAs. Die Abhängigkeit der LO_{GaAs}-Phononenverschiebung $\Delta\Omega$ von einwirkendem Druck σ ergibt sich nach [Cerdeira 72] zu

$$\Delta\Omega = \frac{pS_{12} + q(S_{11} + S_{12})}{\Omega}\sigma \,. \tag{62}$$

Hier steht Ω für die Frequenz des LO_{GaAs} Phonons in unverspanntem GaAs, und die Koeffizienten p und q beschreiben die von der Verspannung abhängige Veränderung der Phononenfrequenz. Nach dieser Gleichung lässt sich nun der Druck σ in den GaAs-Schichten in Abhängigkeit von der Oxidationszeit bestimmen. Der so ermittelte Druck beträgt für einen $20\,\mu m$ großen Mesa von Struktur MBE #1, der bei $420\,°C$ 15 Minuten lang oxidiert wurde, etwa $30\,MPa$. Wird die Struktur 60 Minuten lang oxidiert (das entspricht der vierfachen Zeit, die zum Oxidieren nötig wäre), steigt die Verspannung und somit der in den GaAs-Schichten resultierende

Druck weiter an, der Druck beträgt nun bereits 190 MPa, bei gleichzeitiger mittels Profilometer meßbarer weiterer Abnahme der Oxidschichtdicke. Wie bereits erwähnt führt dies zu der Generation von Defekten und zu sichtlicher Degradation der GaAs-Schichtenqualität.

Die Raman-Messungen zeigen, dass optimale Bedinungen für einen Oxidationsprozess existieren, bei denen sich hochqualitative oxidierte Bragg-Spiegel herstellen lassen. Die Oxidationszeit sollte gerade lang genug sein, um die hoch Al-haltigen Spiegelschichten vollständig zu oxidieren und eine Überoxidation zu vermeiden. Übermäßige Oxidation führt zu großer mechanischer Verspannung und letztendlich zur Degradation der GaAs-Schichten. Zwecks Optimierung sollten spezielle Behandlungen nach der Oxidation wie *in-situ* Tempern durchgeführt werden, um die bei der Oxidation anfallenden Arsen-Zwischenprodukte zu verflüchtigen, da sie erhöhte Absorptions- und Streuverluste verursachen, und die mechanische Stabilität der Spiegel reduziert wird.

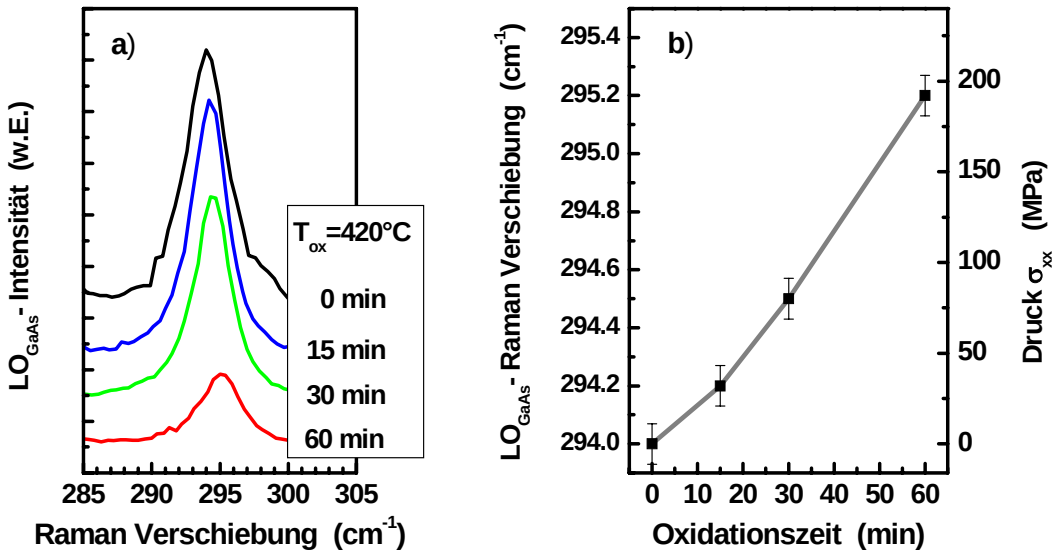


Abb. 77: Raman Spektren von unterschiedlich oxidierten Teilstücken. Verschiebung des LO_{GaAs}-Phonons mit zunehmender Oxidationszeit und Abhängigkeit der Druckverspannung in den GaAs-Spiegelschichten von der Oxidationszeit: a) Darstellung der Spektren und b) Änderung der Peaklage mit der Oxidationszeit.

5.3 Selektiv oxidierte VCSEL

VCSELs lassen sich in zwei große Gruppen einteilen. Sie unterscheiden sich in der Art und Weise, wie die Ladungsträger auf das aktive Gebiet eingegrenzt werden. Bauelemente mit leitfähigen Spiegeln bilden die erste Gruppe. Wegen des einfachen planaren Designs sind solche VCSELs mit leitfähigen Spiegeln im Wellenlängenbereich um 850nm bereits allgemein kommerziell verfügbar. Die Implementierung von VCSEL-Strukturen mit dotierten Spiegel hoher elektrischer und optischer Qualität verlangt aufwendige Dotierungsprofile und eine sehr gut reproduzierbare graduelle Zusammensetzung der Schichten um Widerstände niedrig zu halten. Das hierfür notwendige hohe Dotierniveau der stromleitenden Spiegel führt zu einer merklichen Erhöhung der optischen Verluste aufgrund der Absorption durch freie Ladungsträger, was ein limitierender Faktor für die Herstellung langwelliger VCSELs ist, da ihr aktives Material einen vergleichsweise niedrigen optische Gewinn besitzt [Coldren 01]. Die von den dotierten Spiegeln herrührenden zusätzlichen parasitären Kapazitäten können die Modulationsfrequenz des Bauelementes limitieren. Diese Faktoren stimulierten die Entwicklung von VCSELs mit undotierten bzw. nicht-leitfähigen Spiegeln. Ein besonderes Merkmal des Designs dieser VCSELs sind die notwendigen Intrakavitätskontakte. Hierbei werden die stromzuführenden Kontakte auf leitfähigen Schichten platziert, die innerhalb der Kavität liegen [Huffaker 99, Wilmsen 99]. Da beide Kontaktflächen nun auf der Oberseite liegen, ist es u.a. auch relativ einfach möglich, diese VCSEL in der *flip-chip* Konfiguration aufzubauen. Die Emission erfolgt dabei durch die Substratseite. Diese Methode ist optimal für die 2D-Integration von Sendedioden mit auf Silizium-Basis integrierten Schaltkreisen geeignet [Pu 99]. Undotierte bzw. isolierende Spiegel bieten die niedrigst möglichen optischen Verluste, daher sind sie für die Herstellung von langwelligen VCSELs zu favorisieren. Bei diesem Design werden entweder zwei Halbleiterspiegel oder eine substratseitiger Halbleiterspiegel in der Kombination mit einem oberen dielektrischen Spiegel implementiert. Eine weitere

Alternative ist die Verwendung von Spiegeln, die auf der selektiven Oxidation von AlGaAs basieren.

Oxidierte Spiegel sind in einem weiten Wellenlängenbereich einsetzbar. Aufgrund des großen Brechzahlunterschiedes besitzen sie ein hohes Reflexionsvermögen und eine geringe Eindringtiefe des optischen Feldes [Wilmsen 99]. Dieser Umstand erlaubt den Einsatz von InAs/InGaAs-Quantenpunkten, die einen niedrigen optischen Gewinn haben, als aktivem Material, zur Herstellung von VCSELs mit Wellenlängen um 1300 nm. Solche VCSELs, die auf GaAs-Susbtrat basieren, zeigen im Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur Schwellströme von ~1,5 mA, eine Ausgangsleistung von mehr als 1 mW und einen externen Quantenwirkungsgrad von mehr als 45 %. Ein großer Nachteil ist jedoch der relativ hohe Serienwiderstand von $200-300\Omega$ [Lott 00], sowie die Notwendigkeit einer sorgfältigen Kalibrierung der Schichtenzusammensetzung, um die drei verschiedenen Oxidationsraten für die beiden Spiegel und die Oxidapertur einzustellen [Choquette 97]. In diesem Zusammenhang muß ein Design eingesetzt werden, dass geringere Anforderungen an die Technologie stellt, und es trotzdem ermöglicht, Kavitäten hoher optischer Güte zu erzeugen. Das Ergebnis einer theoretischen Analyse liefert als Design einen VCSEL mit substratseitigem undotierten AlGaAs/GaAs und einem oberen oxidierten Al_2O_3/GaAs Spiegel (Abb. 78). Da der VCSEL für die substratseitige Emission ausgelegt ist, und für den auskoppelnden Spiegel keine so hohen Anforderungen bezüglich der Reflektivität gestellt werden, lässt sich dieser Spiegel gut mit konventioneller MBE herstellen. Beim Design der Kavität müssen die für die Intrakavitätskontakte relativ dicken Stromzuführungsschichten berücksichtigt werden, um zum einen einen niedrigen Serienwiderstand zu gewährleisten, und zum anderen um beim selektiven Ätzen der Mesen auf diesen Schichten reproduzierbar stoppen zu können. Um die internen optischen Verluste, die hauptsächlich durch die Absorption freier Ladungsträger in den p-dotierten Schichten bedingt sind, so gering wie möglich zu halten, wurden die stromzuführenden Schichten nicht homogen dotiert. Die hochdotierten Bereiche

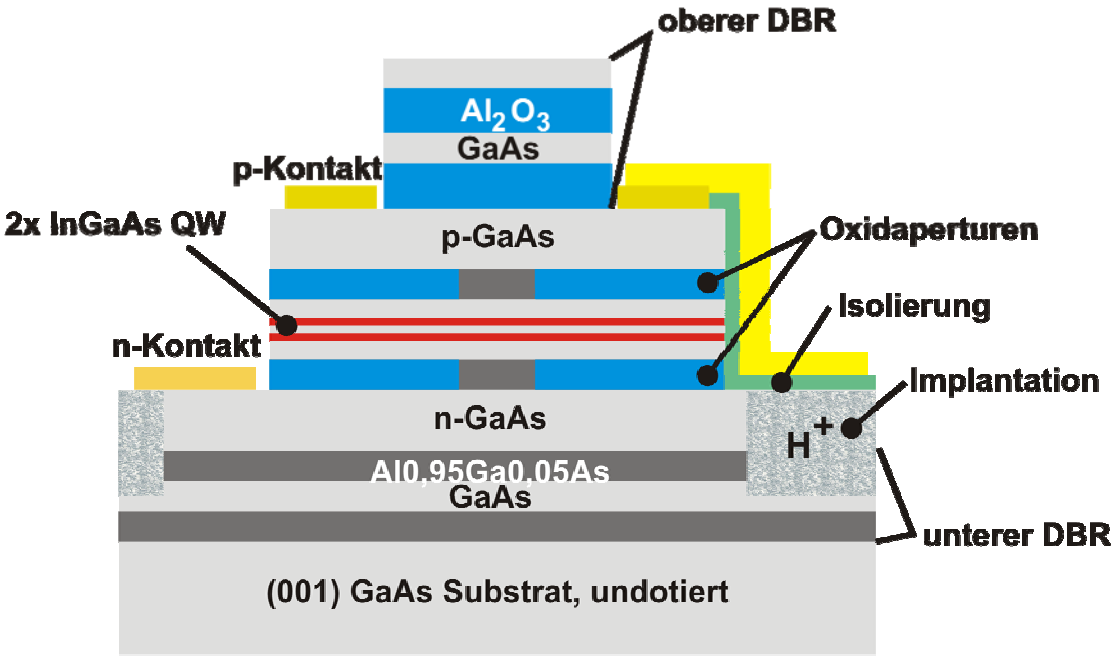


Abb. 78: Schema eines VCSELs mit oberem Oxid- und unterem Halbleiterspiegel, zwei Oxidaperturen, Doppelintrakavitätskontakten und Protonenimplantation.

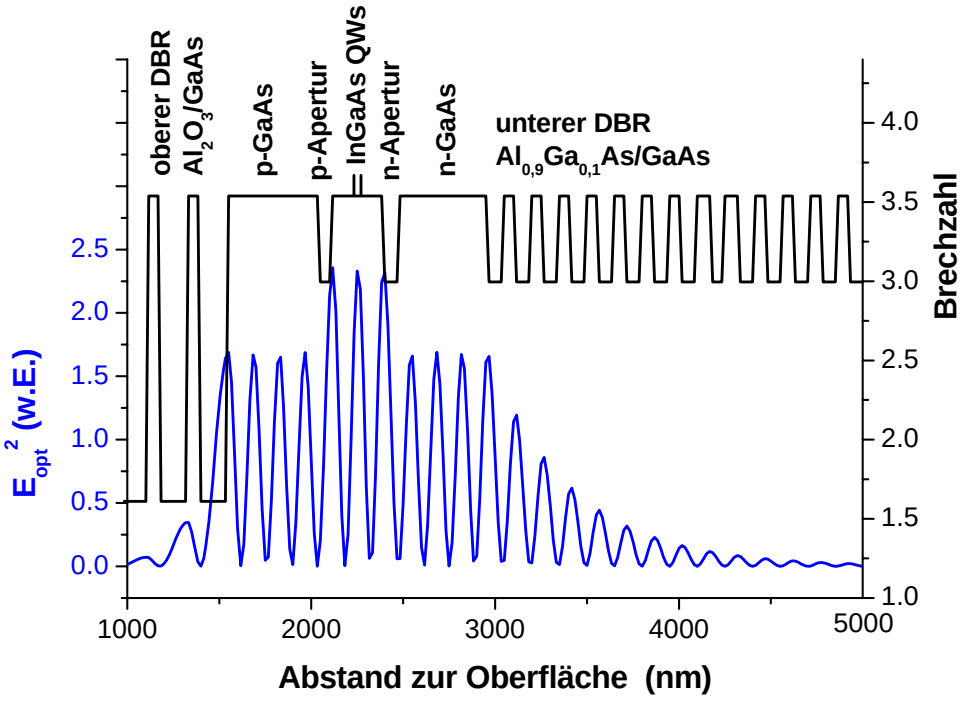


Abb. 79: Darstellung der simulierten Intensitätsverteilung der stehenden optischen Welle und das berechnete Tiefenprofil der Brechzahlen im VCSEL.

befinden sich im Knoten der stehenden optischen Welle. Die Dotierungen wurden entsprechend Kapitel 4.1.1 so eingestellt, dass der Serienwiderstand von VCSELs mit Aperturen um 10 µm Durchmesser etwa 100 Ω betragen sollte. Zwei relativ dicke Oxidaperturen sorgen für eine teilweise Umverteilung des optischen Feldes innerhalb der Kavität (Abb. 79), wodurch die Verluste weiter reduziert werden. Zur Erhöhung der Intensität des optischen Feldes beträgt die Schichtdicke dieser Aperturen genau ein Viertel der Resonanzwellenlänge. Sie werden in Resonanz zur optischen Welle um das aktive Material platziert und wirken wie zusätzliche integrierte Bragg-Spiegel. Eine genauere Betrachtung dieses speziellen Designs findet sich dazu in [Maleev 01]. Die Fläche des p-Kontaktes liegt auf einer isolierenden Si_3N_4-Schicht oberhalb der stromzuführenden n-Halbleiterschicht. Um Kriechströme und parasitäre Kapazitäten zu reduzieren wurden diese Stellen mit Protonen implantiert. Da der untere Spiegel nicht für die Oxidation ausgelegt ist, ist es bei einem solchen Design nicht nötig, den unteren Spiegel bis zum Substrat freizulegen. Dies stellt zusätzlich eine deutliche Vereinfachung der Produktionstechnologie dar.

Die Epitaxiestruktur besteht aus folgenden Teilstrukturen:

1. Oberer DBR (7 Paare $Al_{0,97}Ga_{0,03}As$/GaAs)
2. p-GaAs Stromzuführungs-/Kontaktschicht (inhomogene Dotierung)
3. p-dotierte $Al_{0,98}Ga_{0,02}As$-Apertur (mit graduellen Übergängen zum GaAs)
4. Undotiertes aktives Gebiet, 2x $In_{0,15}Ga_{0,85}As$ QWs ($\lambda = 970\,nm$), eingebettet in GaAs
5. n-dotierte $Al_{0,98}Ga_{0,02}As$-Apertur (mit graduellen Übergängen zum GaAs)
6. n-GaAs Stromzuführungs-/Kontaktschicht
7. substratseitiger DBR (19 Paare $Al_{0,95}Ga_{0,05}As$/GaAs)

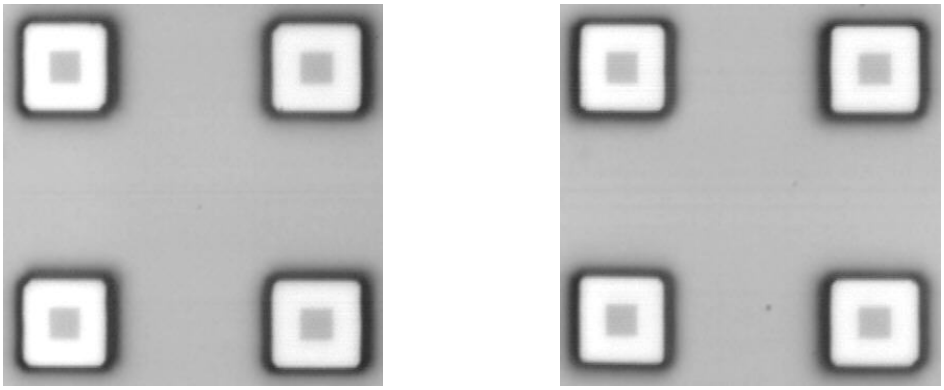
Die Dicke der AlGaAs- und GaAs-Schichten im substratseitigen Spiegel, der Aperturschichten und der GaAs-Schichten im oberen Spiegel entsprechen gerade einem Vielfachen eines Viertels der Resonanzwellenlänge der Mikrokavität. Die resultierende optische Gesamtdicke der Kavität beträgt 5λ. Die Schichtdicke der

$Al_{0,97}Ga_{0,03}As$-Schichten im oberen Spiegel wurde gerade so gewählt, dass sie nach der selektiven Oxidation (unter Berücksichtigung der Brechzahländerung und der stattfindenden Schrumpfung des oxidierenden Materials) ebenfalls einem Viertel der Resonanzwellenlänge entspricht.

Beim Design von selektiv oxidierten VCSELs ist eine genaue Einstellung der Oxidationsraten des Spiegels und der Aperturen ein wichtiger Punkt. Falls die Oxidationsrate der Aperturen zu hoch ist, sind sie bereits vollständig geschlossen, während der Spiegel noch nicht ausreichend oxidiert ist. Ist die Oxidationsrate des oberen Spiegels zu hoch, so wird er u.U. beim Erzeugen von Aperturen geeigneten Durchmessers zu stark überoxidiert. Ein wichtiger Parameter ist das Verhältnis des Durchmessers des oberen Spiegels zum Aperturmesa. In diesem Design besitzen die Aperturen die gleiche Schichtdicke wie der obere Spiegel, sodass beim Kalibrieren der Oxidationsraten nur eine Schichtdicke betrachtet werden muss, d.h. der nötige Unterschied der Oxidationsraten zwischen Spiegel und Aperturen wird allein durch den Al-Gehalt in den jeweiligen Schichten festgelegt. Um eine vollständige Oxidation des oberen Spiegels bei gewünschtem Aperturdurchmesser sicherzustellen, wird die Oxidationsrate typischerweise 10 - 20 % höher als nötig eingestellt. Die exakte Einstellung der Oxidationsraten erfolgte mit der in Kap. 5.2 entwickelten Kalibrierungsmethode. Vorteil dieser Methode ist, dass sich so mit nur einer Teststruktur sowohl für den Spiegel als auch für die Apertur die gewünschten Oxidationsraten bestimmen lassen. Um das Legieren der Kontakte zu simulieren, wurden die in Abb. 80 abgebildeten Teststrukturen angefertigt. Es sind Mesen mit geformten Aperturen nach selektiver Oxidation, bei denen der obere Spiegel zuvor selektiv entfernt wurde. Die Aperturen zeigen nach einem Temperschritt bei 400 °C keine Veränderung. Eine optimierte Technologie sichert die Uniformität der Aperturgrößen (reproduzierbare Genauigkeit der Oxidation: $\pm 0{,}5\,\mu m$ Durchmesser des offenen, unoxidierten Bereiches) und die mechanische Stabilität der Strukturen.

Abb. 81 zeigt typische Kennlinien des selektiv oxidierten VCSELs. Die Abstrahlcharakteristik (im Insert) ist in Polarkoordinaten dargestellt. Die Aperturdurchmesser der verschiedenen VCSELs liegen zwischen 7 µm und 12 µm.

On-Wafer gemessen besitzen diese VCSELs einem Schwellstrom von $I_{th} = 0{,}5 - 1{,}5\,\mathrm{mA}$ (Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur), eine hohe externe differentielle Effizienz von $dp/dI \approx 0{,}5\,\mathrm{mW/mA}$ und eine maximale Ausgangsleistung von mehr als $3\,\mathrm{mW}$ (*Multimode*). Die Bauelemente sind mechanisch stabil, ihr Serienwiderstand liegt bei akzeptablen $80 - 100\,\Omega$. Das VCSEL-Design, bestehend aus einer Kombination aus substratseitigem Halbleitspiegel $Al_{0,95}Ga_{0,05}As/GaAs$ und einem selektiv oxidierten oberen Spiegel $Al_2O_3As/GaAs$ konnte somit experimentell erfolgreich umgesetzt werden.



vorher **nach Tempern (400°C 20sec)**

Abb. 80: Nomarski-Aufnahmen von Aperturmesen nach der Oxidation (der obere Spiegel wurde vorher selektiv entfernt), (a) vor und (b) nach einem Temperschritt.

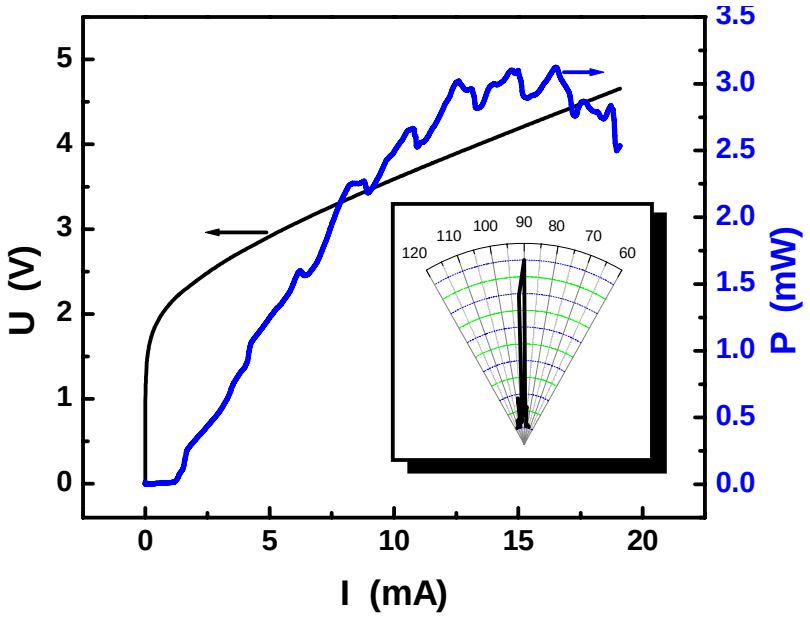


Abb. 81: Bei Raumtemperatur gemessene typische *cw*-Kennlinie eines bei $\lambda = 980\,\mathrm{nm}$ emittierenden VCSEL mit 10µm Aperturen. Die Abstrahlcharakteristik ist im Insert in Polarkoordinaten abgebildet.

6. GaAs-basierende Tunneldioden für vertikal emittierende Sendedioden

Die Tunneldiode (auch *Esaki-Diode*, nach dem Erfinder und Nobelpreisträger Dr. Leo Esaki benannt) ist für die Optoelektronik ein sehr interessantes Bauelement. Sie ist ein beidseitig hochdotierter p^{++}/n^{++}-Übergang. Diese Diode erhält durch die hohen Dotierungen einzigartige Eigenschaften, die sich u.a. auch in der Optoelektronik nutzen lassen. Solche Tunneldioden ähneln in Sperrrichtung betrieben einem ohmschen Widerstand. Fließt der Strom vertikal zur Ebene der Tunneldiodenschichten, so läßt sich diese Diode durch einen Flächenwiderstand ausdrücken, dessen Wert im Bereich von weniger als $10^{-4}\ \Omega cm^2$ liegen kann. Wird z.B. eine Tunneldiode auf eine p-dotierte Schicht aufgebracht, so ist die abschliessende Schicht nun n-dotiert. Durch das Austauschen von p-dotierten Schichten durch n-dotierte oder umgekehrt ist es möglich, durch den Einbau von Tunneldioden in bereits bekannte Bauelemente diese zu verbessern, oder aber völlig neue Bauelemente mit verbesserten Eigenschaften zu konzipieren. Der Einsatz von Tunneldioden besitzt in der Optoelektronik auch folgende Aspekte:

⊕ Austausch von stromzuführenden niedrigleitenden p-Schichten durch hochleitfähige n-Schichten. Wenn anstelle einer p-Schicht eine n-Schicht mit gleich hoher Dotierung gewachsen wird, so sinkt der Schichtwiderstand durch die höhere Mobilität der Elektronen im Vergleich zur Beweglichkeit der Löcher deutlich (vgl. Kap 2.2, Abb. 2).

⊕ Substitution von im infraroten stark absorbierenden p-Schichten durch ca. Faktor 10 geringer absorbierende n-Schichten. Wird z.B. ein p-dotierter Bragg-Spiegel durch einen n-dotierten ersetzt, so verringert sich die Absorption deutlich, die gerade im langwelligen Bereich für p-Halbleiter viel stärker als für n-Halbleiter zunimmt. Verringert man zudem das Dotierniveau für den n-DBR so, dass er dem Gesamtwiderstand des ursprünglichen p-Spiegels entspricht, so erhält man eine zusätzliche Reduzierung der Absorption durch die geringer ausfallende Dotierhöhe.

⊕ Homogene Verteilung der Ladungsträger über die aktive Zone großer Bauelemente. Gerade bei Vertikalemittern mit einem relativ großen Durchmesser des aktiven Bereiches ($> 10\,\mu m$) ist es schwierig, bei einem ringförmig angeordneten Kontakt die Ladungsträger gleichmäßig bis in die Mitte zu verteilen (s. Kap. 4.1.1). Durch Einsatz einer Tunneldiode läßt sich dieses Problem deutlich reduzieren, indem die lateral stromzuführende Schicht n-Typ anstelle p-Typ ausgelegt wird.

⊕ Nahezu verlustfreies Kaskadieren von Solarzellen oder vertikalen Sendedioden. Zwischen die kaskadierten aktiven Bereichen wird eine Tunneldiode gewachsen, in der die Ladungsträger *recycled* werden. Da nun ein Elektron zwei Photonen erzeugen kann, läßt sich der interne Quantenwirkungsgrad auf über 100 % steigern [Knödl 01].

Es ist gibt jedoch auch Nachteile, die es beim Design zu berücksichtigen gilt. Die hochdotierten Schichten der Tunneldiode können zu zusätzlicher Absorption führen. Dies läßt sich reduzieren, indem z.B. der Tunnelübergang in einem VCSEL in ein Wellental der stehenden Welle platziert wird. Ein weiterer Nachteil ist der zusätzliche Eigenwiderstand der Tunneldiode. Bei qualitativ hochwertigen Tunnelübergängen lässt sich der Eigenwiderstand durch höchste Dotierkonzentrationen und Lokalisierung der Störstellenatome im Vergleich zu den anderen Serienwiderständen eines Bauelementes jedoch vernachlässigbar klein halten.

6.1 Theoretische Betrachtung von auf GaAs-basierenden Tunneldioden

Eine Tunneldiode besteht aus einem einfachen pn-Übergang, nur sind die Schichten so hoch dotiert, dass sich die Quasi-Ferminiveaus E_{Fp} und E_{Fn} in den Bändern befinden. Abb. 82 zeigt eine Tunneldiode im thermodynamischem Gleichgewicht. Der Grad der Dotierungsentartung, V_p und V_n, beträgt typischerweise einige $k_B T$, und die Breite der Verarmungszone W, welche viel schmaler als die konventioneller pn-Dioden ist, liegt in der Größenordnung von 10 nm.

Sind die effektiven Dotierhöhen N_A und N_D für die p- bzw. n-Seite bekannt, so lassen sich die Entartungen V_p und V_n des p- bzw. n-Gebiets in Abhängigkeit von den effektiven Zustandsdichten N_v und N_c sowie der Temperatur T berechnen,

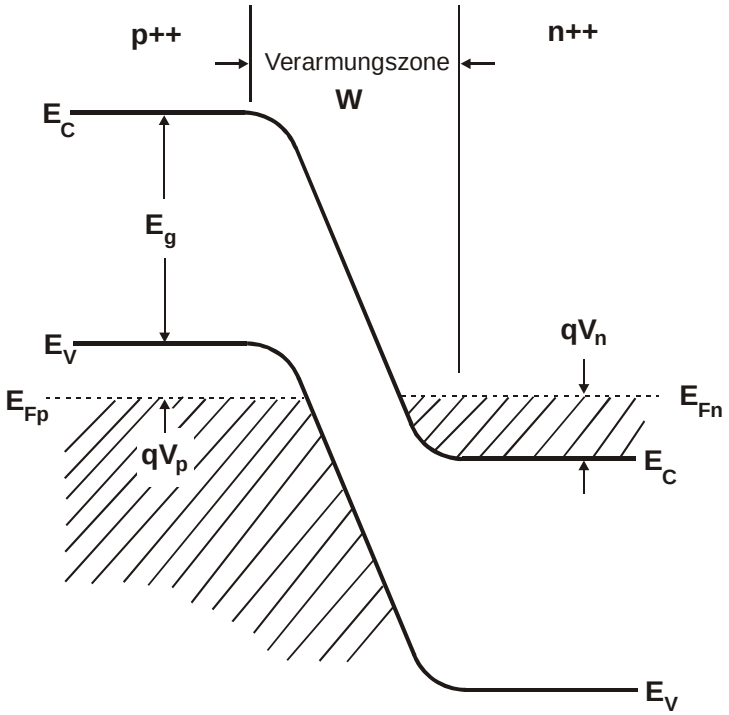


Abb. 82: Energiebanddiagramm einer Tunneldiode im thermodynamischem Gleichgewicht. V_p und V_n stellen die Dotierungsentartungen der p- bzw. n-Seite dar.

$$V_p = \frac{k_B T}{q}\left[\ln\left(\frac{N_A}{N_v}\right) + \frac{1}{\sqrt{8}}\left(\frac{N_A}{N_v}\right)\right] \tag{63}$$

$$V_n = \frac{k_B T}{q}\left[\ln\left(\frac{N_D}{N_c}\right) + \frac{1}{\sqrt{8}}\left(\frac{N_D}{N_c}\right)\right] \tag{64}$$

Die effektiven Zustandsdichten N_v und N_c des Valenz- bzw. Leitungsbandes ergeben sich durch

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi \cdot m_e k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \tag{65}$$

$$N_v = 2\left(\frac{2\pi \cdot m_h k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \tag{66}$$

Hier steht m_e für die Masse eines Elektrons und m_h für die kombinierte Masse aus leichten (m_{lh}) und schweren Löchern (m_{hh}),

$$m_h = \left(m_{lh}^{3/2} + m_{hh}^{3/2}\right)^{2/3}. \tag{67}$$

Da damit die Entartungen V_p und V_n für die p- bzw. n-Seite bekannt sind, kann die zum Tunneln entscheidende Breite der Verarmungszone W durch

$$W = \sqrt{\frac{2 \in_s}{q}\left(\frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D}\right)\left(V_{bi} - V\right)} \tag{68}$$

bestimmt werden. Das innere Potential des pn-Überganges wird bei angelegter Spannung V durch V_{bi} berücksichtigt. Dieses eingebaute Potential ist von der Bandenergie des Halbleiters E_g sowie von den Entartungen V_p und V_n abhängig,

$$V_{bi} = E_g + V_n + V_p. \tag{69}$$

Bei abrupten pn-Übergängen muß im thermischen Gleichgewicht Ladungsneutralität herrschen, d.h. die Raumladung des p-Gebietes muß der Raumladungs des n-Gebiets entsprechen,

$$N_a x_p = N_d x_n \quad \text{mit} \quad W = x_p + x_n . \tag{70 a,b}$$

Aus dieser Bedingung läßt sich nun die Breite der Verarmungszone auf der p-Seite (x_p) und auf der n-Seite (x_n) angeben,

$$x_p = \frac{N_D}{N_A + N_D} W \quad \text{und} \quad x_n = W - x_p . \tag{71 a,b}$$

Die Breiten der Verarmungszonen haben eine großen Einfluß auf das Design der Diode. Um ein uneingeschränktes Tunneln zu ermöglichen, müssen die hochdotierten Diodenschichten mindestens diesen Längen entsprechen, da sich sonst die Breite der Verarmungszone über die umgebenden niedrigdotierten Schichten verbreitern und so die Tunnelwahrscheinlichkeit stark reduzieren würde.

Um genauere Vorhersagen über die Charakteristika einer Tunneldiode machen zu können, muss der Verlauf der Strom-Spannungskennlinie, die schematisch in Abb. 83 dargestellt ist, genauer betrachtet werden. Sie besteht aus einer Überlagerung dreier verschiedener Ströme: Band-zu-Band Tunnelstrom J_{tunnel}, Überschußstrom J_{excess} und Thermionischer Strom $J_{thermal}$. Nach [Demassa 69] läßt sich der Gesamtstrom

$$J_{total} = J_{tunnel} + J_{excess} + J_{therm} \tag{72}$$

durch die drei verschiedenen Anteile abschätzen. Der Band-zu-Band Tunnelstrom ergibt sich zu

$$J_{tunnel} = J_{peak} \cdot \frac{V}{V_{peak}} \exp\left(1 - \frac{V}{V_{peak}}\right) \tag{73}$$

mit einer maximalen Stromdichte J_{peak} bei der Spannung

$$V_{peak} = (V_p + V_n)/3 . \tag{74}$$

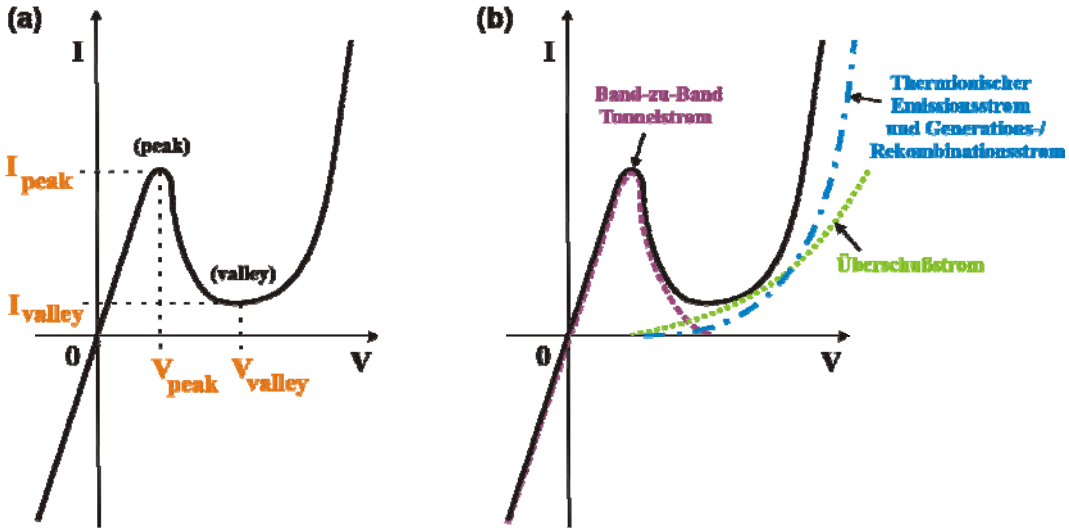


Abb. 83: a) Schematische Strom-Spannungskennlinie einer Tunneldiode, b) Zusammensetzung des Gesamtstromes aus Tunnelstrom, Überschußstrom und Thermionischem Strom.

Der Überschußstrom mit der Talstromdichte J_{valley} bei der Spannung V_{valley} zu

$$J_{excess} = J_{valley} \exp\left(\frac{4}{3}\frac{2\pi}{h}\left(V - V_{valley}\right)\sqrt{\frac{m^* K \in_0}{n^*}}\right), \tag{75}$$

mit der effektiven Masse der vorwiegend am Tunneln beteiligten Ladungsträger

$$m^* = \frac{m_e m_{lh}}{m_e + m_{lh}}, \tag{76}$$

der effektiven Dotierhöhe

$$n^* = \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \tag{77}$$

sowie der Planck'schen Konstante h, der relativen Dielektrizitätskonstante K von GaAs und der Dielektrizitätskonstante $\in_0$. Der thermionische Diffusions- und Generations-/Rekombinationsstrom wird durch

$$J_{thermal} = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nk_B T}\right) \tag{78}$$

beschrieben, wobei J_0 die Sättigungsstromdichte einer in Sperrichtung betriebenen pn-Diode ist. Der Idealitätsfaktor n hängt von dem Verhältnis zwischen der Größe des Diffusionsstromes und der des Generations-/Rekombinationsstromes ab. Dominiert der Diffusionsstrom, so ist $n = 1$, ansonsten ist er größer.

Für Bauelemente wie Leuchtdioden und Laser wird eine integrierte Tunneldiode typischerweise in Sperrrichtung betrieben. Besonderes Interesse gilt dann dem Band-zu-Band Tunnelstrom J_{tunnel}, da kein Überschußstrom in Sperrrichtung existiert und der thermionische Strom vernachlässigbar klein ist. Je größer J_{peak} ist, desto größer ist auch der in Sperrichtung zu erwartende Stromfluß (Gl. (73)). Die Spannung V_{peak} läßt sich direkt durch die Dotierhöhen bestimmen (Gl. (74)). Der Punkt maximaler Stromdichte läßt sich nach [Roy 71] abschätzen, er ist in Abhängigkeit von der effektiven Dotierhöhe (Gl. (77)) in Abb. 84 aufgetragen. Die effektive Dotierhöhe muß also maximiert werden. Nach Gl. (77) ist es offensichtlich, dass die effektive Dotierhöhe gerade dann maximal wird, wenn die p- und n-Dotierhöhen gleich hoch sind.

Entscheidend für aktive optoelektronische Bauelemente ist zudem die Tunnelzeit. Die Tunnelzeit ist proportional zu $\exp(W)$, wobei W die Breite der

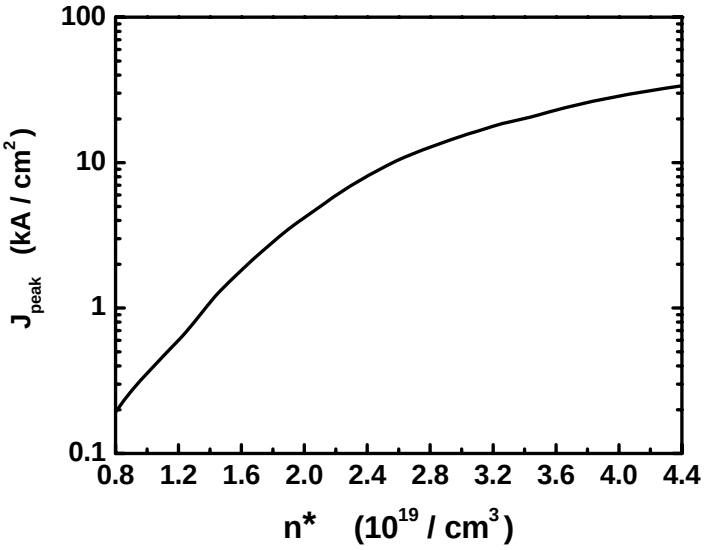


Abb. 84: Abhängigkeit der maximalen Tunnelstromdichte von der effektiven Dotierhöhe.

Verarmungszone ist. Durch höhere Dotierung läßt sich die Breite der Verarmungszone verkleinern (vgl. Gl. (68)) und somit die Bandbreite vergrößern. Nach [Sze 81] ist die Tunnelzeit sehr kurz, da sie durch die quantenmechanische Wahrscheinlichkeit gegeben ist. Sie liegt typischerweise bei maximal 3 bis 30 Picosekunden, sodass sich theoretisch Bauelemente bis zu einer Bandbreite von 30 bis 300 GHz realisieren lassen.

6.2 Herstellung hochwertiger GaAs-Tunneldioden mittels MBE

Tunneldioden sollten einen möglichst geringen spezifischen Widerstand aufweisen, d.h. der Tunnelstrom bzw. J_{peak} muß möglichst groß sein. Wie in Abb. 84 zu erkennen ist, ist der Tunnelstrom stark von der effektiven Dotierung n^* abhängig, sodass nach Gl. (77) die p- und n-Dotierung zu maximieren sind. Um die maximal erreichbare homogene effektive Dotierung zu ermitteln, wurden einzelne mit Beryllium oder Silizium dotierte Schichten auf undotierten (100) GaAs-Substraten gewachsen und anschließend mit Hall- (Van der Pauw - Methode), SIMS- und C-V-Messungen ausgewertet. Wie bereits in Kap. 2.2 und Kap. 2.3 beschrieben, ließ sich für Silizium in GaAs eine maximale homogene Dotierhöhe von $2{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ und für Beryllium von $1{,}0 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ erreichen, wenn die Wachstumstemperatur auf $400\,^{\circ}\mathrm{C}$ reduziert wird. Wird das Dotierstoffangebot weiter erhöht, so kommt es bei Silizium zu dem Effekt der Autokompensation (das Si-Atom wird auf Grund seines amphoteren Charakters nicht nur auf einem Donator- sondern auch auf einem Akzeptorplatz eingebaut) und die Beryllium dotierten Schichten werden rauh, da das Be zunehmend in Gitterzwischenplätzen eingebaut wird. Mit diesen als Optimum ermittelten Werten wurde die in Abb. 85 skizzierte p^{++}/n^{++} dotierte Tunneldioden-Teststruktur gewachsen.

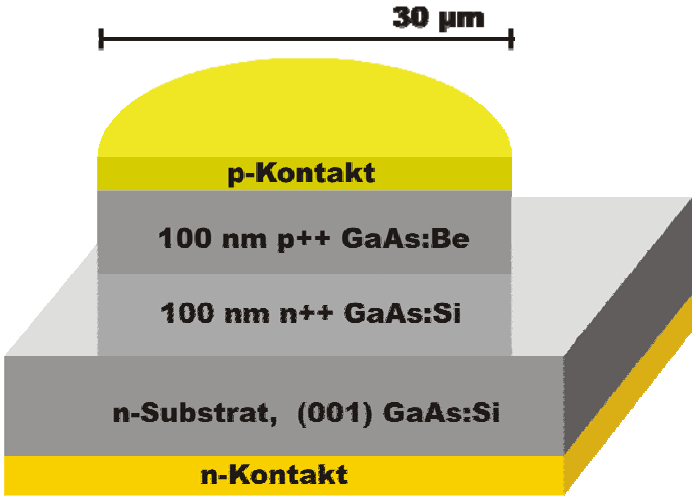


Abb. 85: Prinzipielle Tunneldioden-Teststruktur. Die Strukturierung erfolgte naßchemisch. Die p- und n-Kontakte wurden standardmäßig bei 400 °C für 10 s mittels RTA getempert.

Um zu überprüfen, ob alle Dotanden elektrisch aktiv sind, wurde mittels SIMS-Messungen die tatsächlich vorhandene Dotierstoffmenge quantitativ bestimmt und mit CV-Messungen (elektrochemischer Profiler der Fa. Bio-Rad) verglichen. Abb. 86 zeigt das SIMS-Profil. Das Beryllium-Signal hat bei $1{,}0 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ sein Maximum. Das Silizium-Signal erreicht ein Maximum von $2{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Bei 0,2 µm Tiefe befindet sich ein relatives Beryllium-Maximum. Dies kommt durch die Anlagerung von Be während einer notwendigen Wachstumsunterbrechung (unvollständige Abschaltung der Quelle) oder durch Be-Diffusionseffekte zustande, in der die Si-Quelle für die hohe Si-Dotierung hochgeheizt wurde. Die Be-Quellentemperatur ist während der gesamten Wachstumszeit auf die hohe Be-Dotierung eingestellt, was zu einem relativ hohen Be-Hintergrund führt. Dieser Effekt ist für das Wachsen von vollständigen Bauelementen zu tolerieren bzw. zu berücksichtigen. Die Dotierungsprofilmessung mittels eines CV-Profilers (Abb. 87) bestätigt die SIMS-Messung. Für Beryllium und Silizium wird eine etwas höhere effektive Dotierung gemessen, jedoch liegt der Fehler der CV-Messung bei hohen Dotierungen grundsätzlich bei etwa 10%. Die gemessene effektive Ladungsträgerkonzentration entspricht damit der Dotierstoffkonzentration, sodass davon ausgegangen werden kann, das die Autokompensation sehr gering ist.

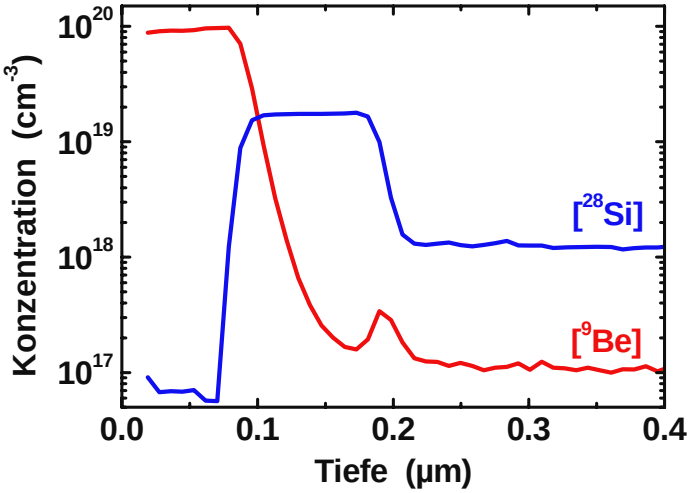


Abb. 86: SIMS-Profil der Tunneldioden-Teststruktur aus Abb. 85 mit optimierter homogener Dotierhöhe.

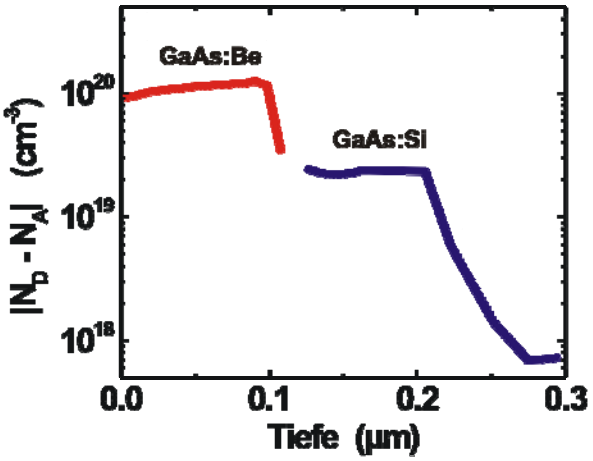


Abb. 87: C-V Messung der Tunneldioden-Teststruktur aus Abb. 85 mit optimierter homogener Dotierhöhe.

Die Prozessierung eines solchen Tunnelkontaktes erfolgte, indem naßchemisch Mesen strukturiert und Standardkontakte für die p- und n-Seite aufgebracht wurden, welche nach dem Aufdampfen gleichzeitig für 10 Sekunden bei 400 °C getempert wurden. Durch diesen Temperschritt könnte es bereits zu einer geringfügigen Degradation des Tunnelüberganges durch Dotierstoffdiffusion kommen. Da die Tunnelkontakte jedoch unter realen Bauelementherstellungsbedingungen getestet werden sollten, wurde absichtlich auf eine evtl. schonendere Prozessierung verzichtet. Um den Einfluß eines eventuellen nachfolgenden Überwachsens auf die elektrischen Eigenschaften des Tunnelkontaktes zu untersuchen, wurden Teilstücke (vor dem Prozessieren) für 3 Stunden einer Temperatur von 420 °C ausgesetzt und anschließend die Kennlinien des ungetemperten und getemperten Probenstückes miteinander verglichen. In Abb. 88 wird die I-U Kennlinie dieser GaAs-Tunneldiode bei Raumtemperatur dargestellt, einmal ohne und einmal mit simuliertem Überwachsen.

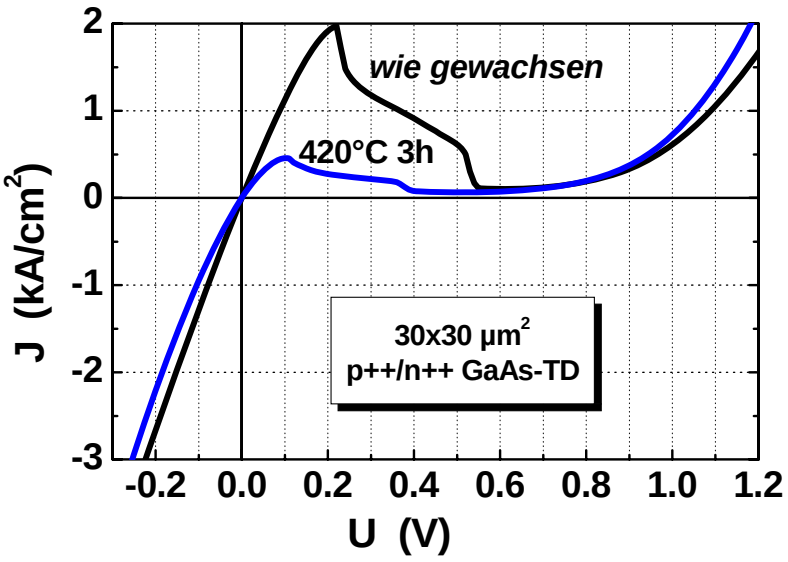


Abb. 88: Strom-Spannungskennlinie einer typischen GaAs-Tunneldiode, gemessen bei Raumtemperatur: ohne (●) und mit (•) simuliertem Überwachsen bei 420 °C für 3 Stunden.

Die gemessene *Peak*-Stromdichte beträgt 1950 A/cm^2. Die reduzierte effektive Dotierkonzentration Gl. (77) beträgt bei den gewählten Dotierungen $1{,}66 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}, sodass sich eine *Peak*-Stromdichte von 2120 Acm^{-2} erwarten ließ. Die gemessene *Peak*-Spannung liegt bei 220 mV. Sie sollte sich nach Gl. (74) bei einer p-Dotierung von $1{,}0 \cdot 10^{20}$ cm^{-3} und einer n-Dotierung von $2{,}0 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} zu 232 mV ergeben und liegt damit ebenfalls im Rahmen der Erwartung. Das für die Qualität einer Tunneldiode bedeutsame *Peak-to-Valley* Verhältnis der Stromdichte ist mit 19:1 sehr gut. Der spezifische Widerstand, in Abb. 89 dargestellt, ist (bei 0 Volt) mit $5{,}9 \cdot 10^{-5}$ Ωcm^2 sehr gering und entspricht damit den Anforderungen optoelektronischer Bauelemente. Nach Wissen des Autors ist dies die höchste jemals erreichte *Peak*-Stromdichte und der kleinste erreichte spezifische Widerstand für eine rein binäre GaAs-Tunneldiode. Das simulierte Überwachsen hat auf den für LEDs und Laser wichtigen Teil der Kennlinie im Bereich negativer Spannungen (die Tunnelkontakte werden in Sperrrichtung betrieben) nur einen sehr geringen Einfluß. Wird beispielsweise ein 30x30µm^2 großes Bauelement mit einer Stromdichte von 1kA/cm^2 betrieben, so würde der an der Tunneldiode verursachte zusätzliche Spannungsabfall von 0,07 V auf 0,09 V ansteigen.

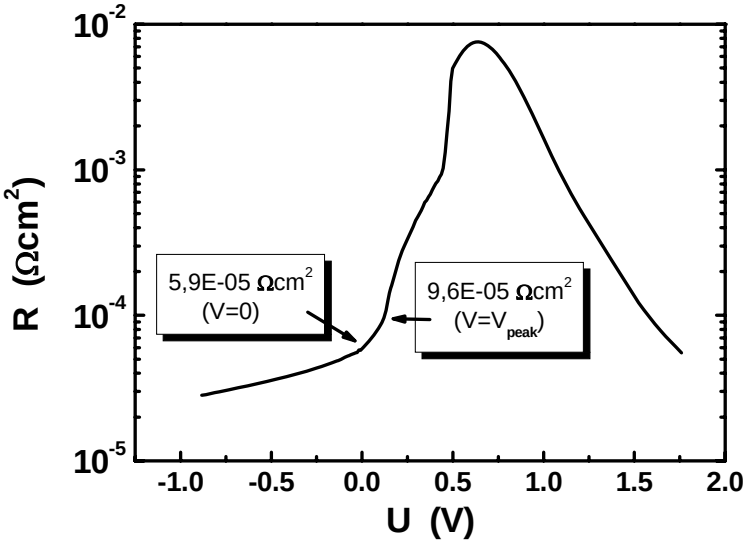


Abb. 89: Abhängigkeit des Widerstandes von der angelegten Spannung einer 30x30µm^2 großen Tunneldiode.

Admitanzmessungen bis 100 MHz ergaben, dass diese Tunneldioden zu 100 % ohmsches Verhalten zeigen und keinen kapazitiven Anteil besitzen. Die Temperaturabhängigkeit des Tunnelstromes ist in Abb. 90 dargestellt. Durch die Erhöhung der Betriebstemperatur nimmt der spezifische Widerstand deutlich ab.

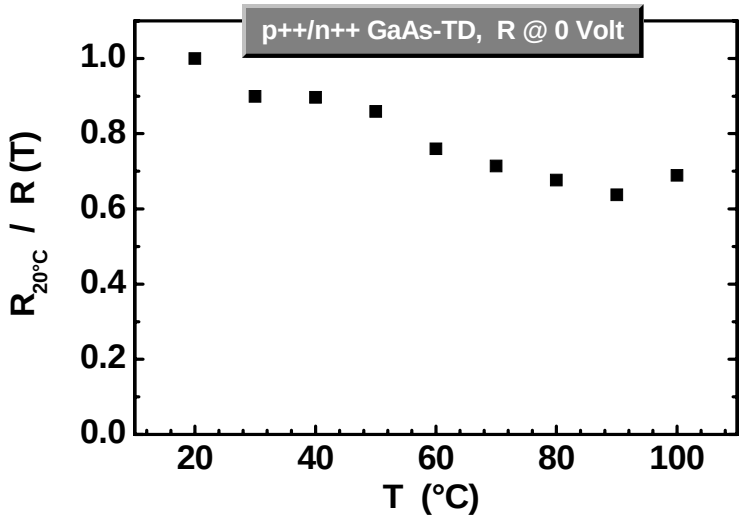


Abb. 90: Temperaturabhängigkeit des auf Raumtemperatur normierten bei -10 mV gemessenen spezifischen Widerstandes einer Tunneldiode.

6.3 Alterungsuntersuchungen zu GaAs-basierenden Tunneldioden

Um zu klären, ob die Tunnelkontakte den Anforderungen an die Betriebsbedigungen optoelektronischer Bauelemente wie erhöhter Betriebstemperatur bei typischen Stromdichten langzeitstabil genügen, wurden sie durch einen elektrischen und thermischen Belastungstest auf ihre Stabilität geprüft. Die GaAs-Tunnelkontakte wurden diesem Alterungstest bei realen Betriebsbedingungen für 1000 Stunden ausgesetzt. Die Stromdichte sowie die Umgebungstemperatur wurden konstant gehalten und die dazu nötige Betriebsspannung gemessen. Würde die Tunneldiode degradieren und so der Eigenwiderstand steigen, würde sich die nötige Betriebsspannung entsprechend erhöhen. In Abb. 91 wird das Alterungsverhalten von p^{++}/n^{++} GaAs-Tunneldioden dargestellt. Sie wurden jeweils für 1000 Stunden unter realen Betriebsbedingungen in Vorwärtsrichtung (relevant z.B. für Multi-Solarzellen) oder Sperrrichtung (relevant für LEDs, Laser, etc.) bei einer Stromdichte von 5000 Acm^{-2} und 85 °C Umgebungstemperatur betrieben. Bei Betrieb der Tunnelkontakte in der für LEDs und Laser relevanten Stromrichtung ließ sich keine Veränderung bzw. Verschlechterung des Widerstandes feststellen. In Vorwärtsrichtung nimmt der Widerstand unter den gewählten Betriebsbedingungen um ca. 0,5 % pro 1000 Stunden zu.

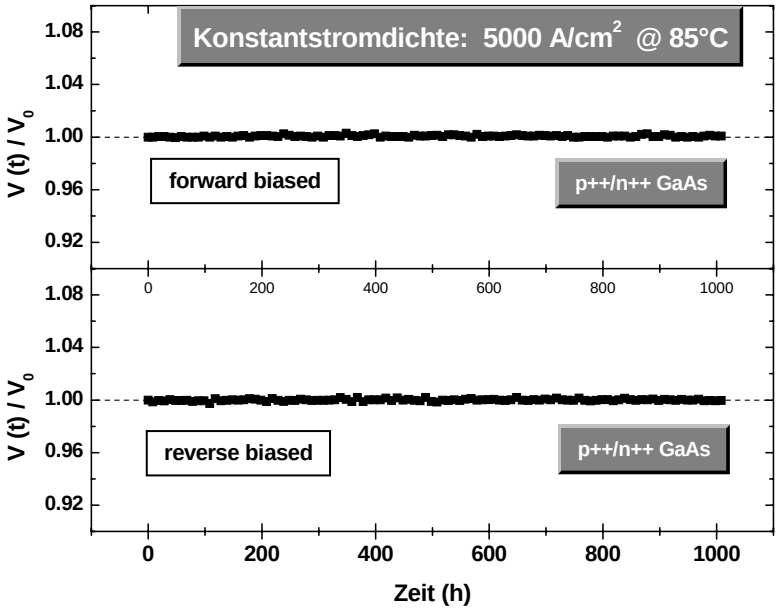


Abb. 91: Alterung von p^{++}/n^{++} GaAs-Tunneldioden, getestet über 1000 Stunden unter realen Betriebsbedingungen in Vorwärtsrichtung oder Sperrrichtung bei einer konstanten Stromdichte von 5 kA/cm^2 und 85 °C Umgebungstemperatur.

6.4 Vertikalemitter mit integrierter Tunneldiode

Nach dem erfolgreichen Herstellen hochwertiger Tunnelkontakte wurden diese in einfache vertikale LED-Teststrukturen monolithisch integriert. Um die Absorption im Bereich des hochdotierten Tunnelüberganges durch freie Ladungsträger so gering wie möglich zu halten, wurden die Dicken der hochdotierten Schichten auf ein Minimum reduziert. Dabei sollten die hochdotierten Tunneldiodenschichten dicker als die Breite der Verarmungszone sein, um uneingeschränktes Tunneln zu ermöglichen. Die Gesamtbreite der Verarmungszone ergibt sich nach Gl. (68) zu $W = 13{,}6\,\text{nm}$, sodass sich für die Teilbereiche $x_p = 2{,}3\,\text{nm}$ und $x_n = 11{,}3\,\text{nm}$ ergibt. Dadurch, dass die n-Seite um Faktor 5 niedriger dotiert ist als die p-Seite, fällt auch die Abklinglänge der Verarmungszone um einen Faktor 5 größer aus. Es ist zu berücksichtigen, dass die Breite der Verarmungszone (wie in Gl. (68) ersichtlich) zunimmt, wenn die Diode in Sperrrichtung ($V < 0$) betrieben wird. Aus diesem Grunde wurde für die Schichtdicke der p^{++}-Seite 10 nm und für die n^{++}-Seite 20 nm gewählt.

Um zu überprüfen, inwieweit durch den Einsatz von Tunnelkontakten die laterale Stromverteilung homogener wird, wurden einfache LED-Strukturen auf n-GaAs-Substraten hergestellt. Die Schichtenfolgen sind in Abb. 92 (LED ohne Tunneldiode) und Abb. 93 (mit Tunneldiode) gezeigt. Wenn eine Tunneldiode zum Einsatz kam, wurde die p-GaAs *Confinement*-Schicht größtenteils durch eine hochleitfähige n-GaAs Schicht ersetzt. In Kombination mit der Diodenschicht, die einen gewissen spezifischen Widerstand aufweist, sollte sich ein Stromverteilungssystem ergeben (vgl. Kap. 4.1.1). Wird für die Tunneldiode ein spezifischer Widerstand von $5{,}9 \cdot 10^{-5}\,\Omega\text{cm}^2$ und eine Schichtdicke von 30 nm angenommen, so läßt sich die Diodenschicht durch einen Materialwiderstand von $20\,\Omega\text{cm}$ beschreiben. Mit der 190 nm dicken $1{,}0 \cdot 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$ dotierten n-Schicht, die einen Materialwiderstand von etwa $2{,}2 \cdot 10^{-3}\,\Omega\text{cm}$ besitzt, ergibt sich nach (Kap. 4.1.1, Gl. (40)) eine charakteristische Abklinglänge von $30\,\mu\text{m}$, bei der die vertikale

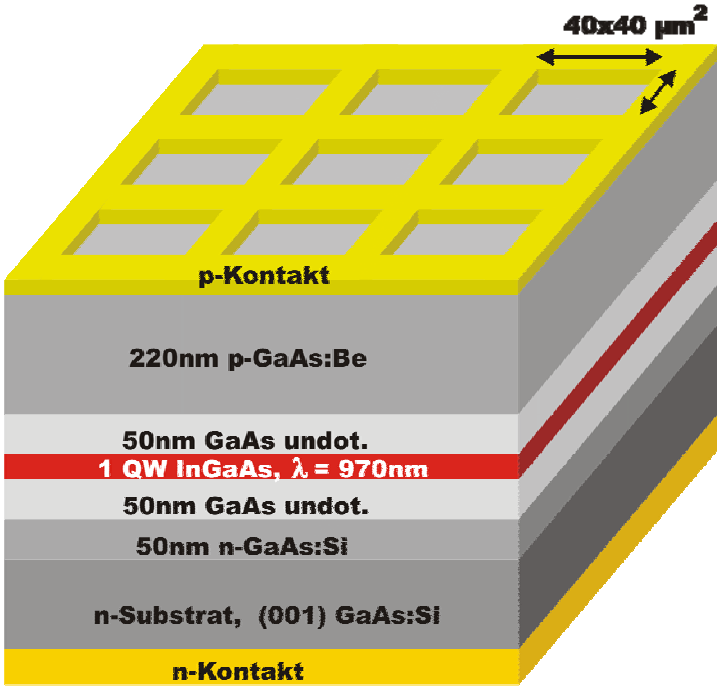


Abb. 92: Einfache vertikale LED-Teststruktur ohne Tunneldiode.

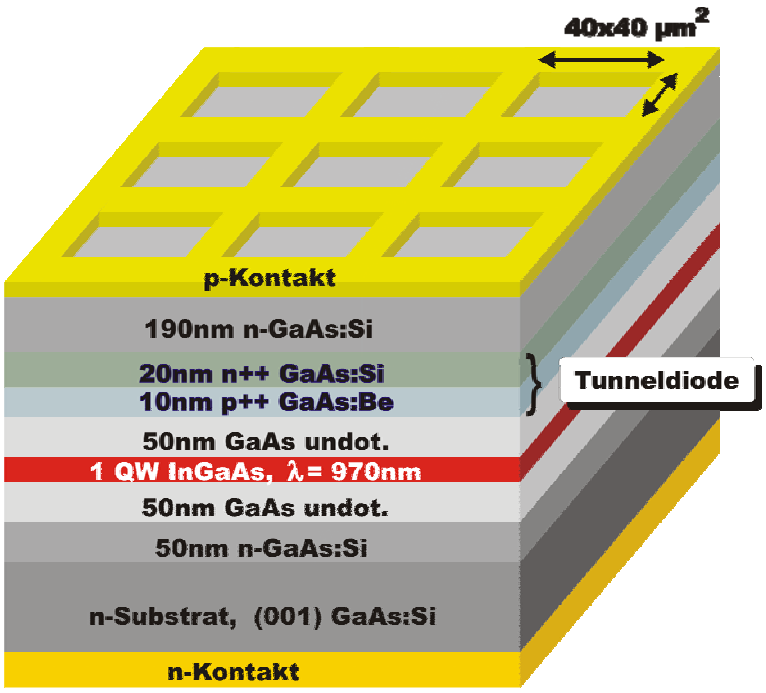


Abb. 93: Einfache vertikale LED-Teststruktur mit Tunneldiode.

Stromdichte auf ¼ des Ausgangswertes abgeklungen ist. Abb. 94 zeigt die örtliche Verteilung der Lichtemission einer vertikal emittierenden $350 \times 350\,\mu m^2$ großen LED mit oberseitigen gitterförmigem p-Kontakt (ganzflächiger rückseitiger n-Kontakt), die bei 100 mA betrieben wird. Die aktive Schicht Struktur besteht aus einem einzelnen InGaAs-Quantenfilm ($\lambda = 970\,nm$). Abb. 95 zeigt in einem Ausschnitt die genaue Intensitätsverteilung innerhalb $40x40\mu m^2$ großer Emissionsfenster der LED-Struktur aus Abb. 94. Sobald die Fenstergröße $30x30\mu m^2$ überschreitet, kommt es bei den LEDs ohne Tunneldiode zu einer deutlich sichtbaren inhomogenen Intensitätsverteilung. Dies wird durch hohe Stromflüsse noch verstärkt, d.h. der Strom fließt dann zunehmend direkt vom p-Kontaktgitter zum rückseitigen n-Kontakt (Problem der Stromverdichtung). Durch den Einsatz der Tunneldiode wird der Stromfluss und damit auch die Intensitätsverteilung wesentlich homogener.

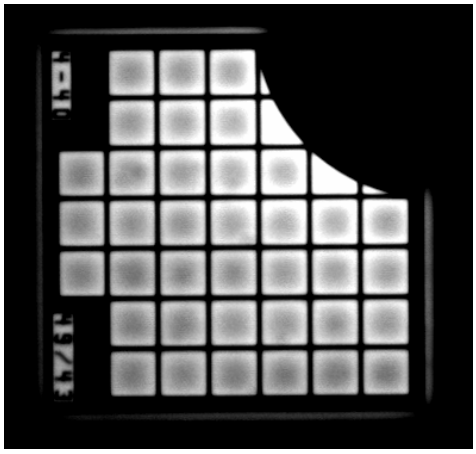
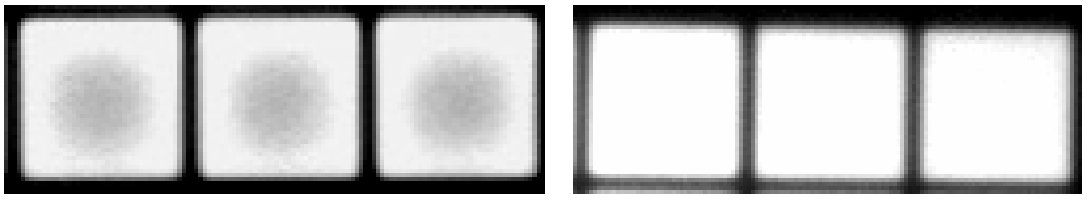


Abb. 94: Aufsicht auf eine vertikal emittierende 970 nm - LED-Struktur ohne Tunneldiode unter 100 mA Dauerstrichbetrieb, gewachsen auf GaAs-Substrat.



a) ohne Tunneldiode **b) mit p^{++}/n^{++} GaAs-Tunneldiode**

Abb. 95: Intensitätsverteilung innerhalb von $40x40\mu m^2$ großen Emissionsfenstern der LED-Strukturen aus a) Abb. 92 und b) Abb. 93.

Selbst bei höheren Stromdichten läßt sich visuell keine vom Kontaktgitter abhängige Intensitätsverteilung erkennen, so dass die Fenster wesentlich größer ausgelegt werden können und so der Abschattungseffekt durch das Kontaktgitter weiter reduziert werden kann. Die I-U Kennlinien solcher LEDs sind in Abb. 96 dargestellt. Die Kniespannung der LEDs mit Tunnelübergang ist aufgrund der hohen Güte der Tunneldioden nur unwesentlich höher (ca. 0,02 V). Im Falle der GaAs-Tunneldioden-LED ist der Widerstand vermutlich wegen der hochleitfähigen n-Schicht und der gleichmäßigeren Stromverteilung, die dem Problem der Stromverdichtung entgegenwirkt, sogar besser als der der LED ohne Tunnelübergang.

Die vorliegenden Untersuchungen zeigen, dass die erreichbaren elektrischen Eigenschaften von GaAs-Tunnelkontakten sehr gut für den Einsatz in auf GaAs basierenden Bauelementen geeignet sind. Länger andauernde (» 1h) Hochtemperaturprozesse, wie z.B. die Epitaxie von DBR-Spiegeln, führen zwar zu einer nachweisbaren, aber tolerierbaren Beeinflussung des elektrischen Verhaltens des Tunnelkontaktes. Die durchgeführten Alterungstests haben keinerlei Hinweise auf eine Degradation der in Sperrrichtung betriebenen GaAs-Tunnelkontakte unter realen Betriebsbedingungen gegeben.

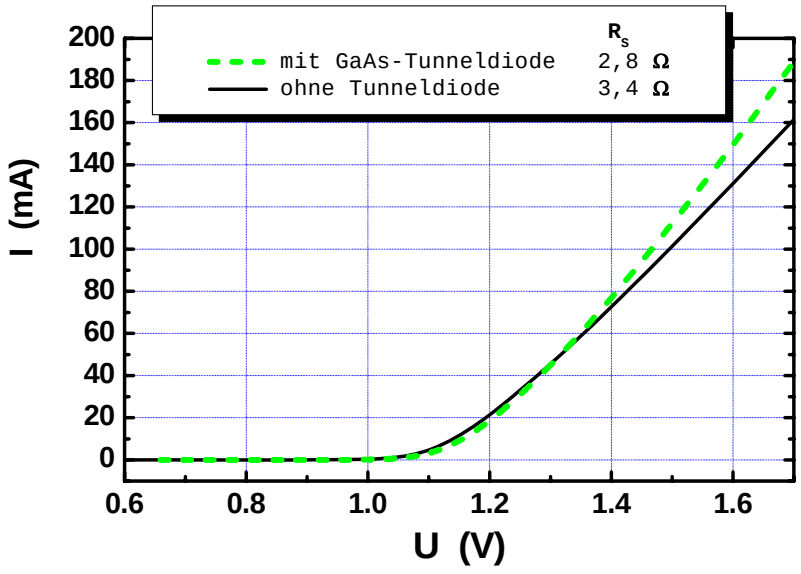


Abb. 96: I-U Kennlinien der in Abb. 92 und Abb. 93 skizzierten LEDs.

7. Zusammenfassung

Ergebnis dieser Arbeit sind Designgrundlagen für mit MBE gewachsene vertikal emittierende Sendedioden. Anhand dieser Ergebnisse wurden zum einen eine Hochleistungs-LED für die Wellenlänge 870 nm, ausgelegt als Punktstrahler mit einer homogenen großflächigen Lichtemission für Sensorikanwendungen, und zum anderen Superlumineszenzdioden auf Quantenpunktbasis für den für die Telekommunikation interessanten Wellenlängenbereich um 1300 nm durch Implementierung dieser Designregeln realisisert.

Oberstes Ziel des Designs von Hochleistungsleuchtdioden sind niedrigste Serienwiderstände und eine hohe Lichtauskopplung. Um niedrigste Serienwiderstände zu erzielen, kam das Konzept des *Band Gap Engineering* bei gleichzeitig höchsten Dotierungen zum Einsatz. Durch adäquate Prozessführung bei der Epitaxie (Absenken der Wachstumstemperatur auf 400 °C) ließen sich in GaAs höchste homogene p-Dotierungen mit Beryllium von bis zu $1{,}0 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ und n-Dotierungen mit Silizium von bis zu $2{,}0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ erzielen, ohne dabei an Materialqualität zu verlieren.

Die Wachstumsratenkalibrierung der einzelnen AlGaAs-Schichten erfolgte dabei durch den Einsatz einer neuartigen Kalibrierungsmethode. Durch das Wachsen von nur einer einzigen Teststruktur ließen sich durch gezieltes selektives nasschemisches Ätzen und dem Vergleich der unterschiedlichen Reflexionsspektren die Wachstumsraten durch ein dazu entwickeltes Simulationsprogramm bestimmen.

Durch den Einsatz von dotierten Halbleiter Bragg-Spiegeln ließ sich zum einen die Lichtauskopplung und zum anderen durch Ausnutzung von Mikrokavitätseffekten die spontane Emissionsrate erhöhen und die Linienbreite der Emission verringern. Basierend auf einer theoretischen Studie zur Widerstands-Optimierung von p- als auch n-dotierten AlGaAs-Bragg-Spiegeln wurde gezeigt, wie sich mit relativ geringem Aufwand bei der Epitaxie niederohmige Spiegel herstellen lassen.

Um Abschattungseffekten durch Metall-Halbleiterkontakte vorzubeugen, wurde das innovative Konzept der lateralen Stromzufuhr basierend auf Zn-Diffusion vorgestellt. Die so hergestellten Hochleistungs-Punktstrahler, die im nahen Infrarotbereich um 870 nm emittieren, zeigen bei einer Eigenerwärmung von nur neun Kelvin *on-wafer* gemessen eine spontane Emissionsleistung von 4,1 mW bei 70 mA. Trotz der bereits guten Eigenschaften weisen sie weiteres Entwicklungspotential auf.

Für die Datenübertragung um 1300 nm wurden Superlumineszenzdioden mit auf InAs/InGaAs-basierenden Quantenpunkten als aktivem Material untersucht. Um die Absorption durch freie Ladungsträger zu reduzieren wurden die Spiegel undotiert ausgelegt, d.h. die Stromzuführung erfolgte durch Doppel-Intrakavitätskontakte. Trotz des Stapelns von bis zu fünf Quantenpunktebenen und der Ausnutzung von Mikrokavitätseffekten zur Emissionserhöhung war die Ausgangsleistung bei der Zielwellenlänge jedoch relativ gering (~10 µW), und damit für die Datenübertragung noch nicht geeignet.

Die thermische Naßoxidation von hoch Al-haltigem AlGaAs spielt in der Optoelektronik eine zunehmend wichtigere Rolle. Hierzu wurden mittels selektiver Oxidation des AlGaAs hergestellte Oxidstromblenden und Oxidspiegel auf ihre physikalischen Eigenschaften hin untersucht. Schwerpunkt bildeten die optische Charakterisierung durch Reflexionsspektren sowie die Strukturanalyse durch Mikro-Raman-Spektroskopie. Es ließ sich eine optimale Prozeßführung der selektiven Oxidation ermitteln, mit der sich reproduzierbar thermisch stabile und mechanisch robuste Oxidaperturen und Oxidspiegel mit guter optischer Qualität herstellen lassen. Thermische Alterungstests zwischen - 40 °C und + 90 °C bei hoher Luftfeuchtigkeit, die in einem Zeitraum von mehr als 700 Stunden durchgeführt wurden, ergaben keinen Hinweis auf eine mögliche nachträgliche Degradation selektiv oxidierter Schichten. Überoxidation stellt jedoch ein gewisses Problem dar, da sie durch die Schrumpfung der Gitterkonstanten durch die Oxidbildung zu zusätzlichen Spannungen im Bauelement führen kann und die GaAs-Schichten durch starken Druck (> 50 MPa) degradieren können. Auf diesen Ergebnissen basierend wurde ein

selektiv oxidierter VCSEL mit Doppel-Intrakavitätskontakten, zwei Oxidaperturen und Oxidspiegel vorgestellt, der gute Eigenschaften besitzt.

Mit den erzielten höchsten homogenen Dotierungen unter Einsatz von Beryllium und Silizium ließen sich qualitativ hochwertige p^{++}/n^{++}GaAs Tunneldioden herstellen. Diese Tunnelübergänge weisen bisher unerreichte Eigenschaften auf: die *Peak*-Stromdichte beträgt $1950\,A/cm^2$ bei einer *Peak*-Spannung von $220\,mV$, das *Peak-to-Valley* Verhältnis der Stromdichte ist 19:1 und der spezifische Übergangswiderstand beträgt nur $5{,}9\cdot10^{-5}\,\Omega cm^2$ (bei 0 Volt). Diese Eigenschaften der hergestellten Tunneldioden stellen damit zum heutigen Zeitpunkt Bestwerte dar. Die in Anlehnung an den Bellcore-Test durchgeführten elektrischen und thermischen Alterungsuntersuchungen ergaben, dass diese Tunneldioden bei Betrieb in „Sperrichtung“, wie es in lichtemittierenden optoelektronischen Bauelementen üblich ist, selbst bei einer Stromdichte von $5000\,A/cm^{-2}$ und 1000 Stunden bei $85\,°C$ nicht degradieren und sie damit den Anforderungen langzeitstabiler optoelektronischer Bauelemente genügen. Großflächige Vertikalemitter mit solchen Tunneldioden weisen überlegene homogene Abstrahlcharakteristik auf. Durch die Implementierung in großflächigen LED-Strukturen wurde das Potential der hier realisierten Tunneldioden verdeutlicht.

8. Summary

In this work optimal design guidelines for the growth of vertical light emitting diodes based on GaAs using MBE were established. These basic rules of design were applied twofold: firstly, to realize high power LEDs for the near infrared region around 870 nm aiming at a point light source suitable for sensor applications through the use of a large area homogeneous light emitting region, and secondly, to realize super luminescent diodes for telecommunication applications with an active material based on quantum dots which emit in the 1300 nm wavelength region.

The most important goal when designing a high power light emitting device is to simultaneously achieve low resistance and high light extraction. To achieve lowest resistances, band-gap engineering as well as ultra high doping techniques were applied. By choosing adequate epitaxial process conditions (e.g. lowering the temperature of growth down to 400 °C) the highest homogeneous doping levels in GaAs were achieved. By using Beryllium as the p-type dopant, a net charge carrier density of up to $1.0 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ was achieved. By optimizing the incorporation of silicon, which was used as the n-type dopant, net charge carrier densities as high as $2.0 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ were obtained without degradation of material quality.

For calibration of the growth rates of AlGaAs layers, a novel procedure was developed. First the reflection spectrum was measured, then some of the top layers of the structure were selectively removed by wet etching, and finally a new reflection spectrum was measured. By adjusting the parameters of a self-developed simulation program to match both spectra, it is then straightforward to obtain the growth rates.

The light extraction ratio was significantly increased through the use of optimally doped semiconductor Bragg reflectors. Taking advantage of micro-cavity effects, the spontaneous emission rate was increased and the emission line width narrowed. On the basis of a theoretical study to optimize the resistivity of p- and n-doped AlGaAs Bragg reflectors, it was practically shown how mirrors with low ohmic resistance can be fabricated with minimum effort .

To avoid light shadowing effects by metal-semiconductor contacts, the innovative concept of lateral current injection combined with Zn-diffusion was introduced. High power point emitting devices in the near infrared with such design show an internal temperature increase of only 9 °C when measured on wafer and a spontaneous emission of 4.1 mW with a drive current of 70 mA. Although they already demonstrate good performance, there is still further potential of development.

For data transmission in the 1300 nm region, super luminescent diodes based on InAs/InGaAs-quantum dots as the active material were studied. To minimize free carrier absorption, the semiconductor mirrors were kept undoped. Therefore current injection was realized using double intra-cavity contacts. Despite of the stacking of up to five layers of quantum dots and the use of micro cavity effects to enhance the spontaneous emission rate, the output power (~10 µW) was still too low to be suitable for data transmission.

Thermal wet oxidation of high Al-containing AlGaAs layers plays a key role in processing of GaAs based optoelectronic devices. In this work, the physical properties of oxide apertures and oxide mirrors were studied. The major part of this study involved optical characterisation by reflection measurements and structural studies using micro-raman spectroscopy. An optimum process of selective thermal wet oxidation was found to produce reproducible thermally stable and mechanically robust oxide apertures and oxide mirrors with good optical quality. Thermal aging tests for more than 700 hours between - 40 °C and + 90 °C at high humidity did not reveal any influence on subsequent oxidation nor degradation of the selective oxidized layers. Excessive thermal oxidation at elevated temperatures does, however, create a certain problem since increasing stress is built up as the thermally oxidised layers shrink. Intermediate GaAs layers exhibit a stress equivalent pressure of more than 50 MPa, which may result in severe degradation of the devices. Based on these results, selectively oxidized VCSELs containing double intra-cavity contacts, two oxide apertures, and a top oxide mirror with good overall performance were realized.

By utilizing MBE techniques to achieve high p- and n-type doping using beryllium and silicon, respectively, p^{++}/n^{++}GaAs tunnel junctions with excellent quality were achieved. These tunnel junctions exhibit record characteristics: peak current density as high as $1950\,A/cm^2$ at a peak voltage of $220\,mV$, peak-to-valley ratio of the current density is 19:1 and specific resistance at zero bias is as small as $5.9 \cdot 10^{-5}\,\Omega cm^2$. These values for the fabricated tunnel junctions have not been achieved previously. These devices were electrically and thermally tested under conditions similar to Bellcore-tests, under reverse bias, at current densities as high as $5000\ A/cm^{-2}$ and 1000 hours at $85\,°C$. No degradation was observed, proving their potential for implementation in such devices. Large area vertical light emitting diodes with an incorporated tunnel junction exhibit superior light extraction characteristics. The potential of tunnel junctions implemented in large LED-structures was clearly demonstrated.

Verzeichnis der Formelzeichen

a_x	Gitterkonstante von $Al_xGa_{1-x}As$
BEP(As_4)	*Beam Equivalent Pressure* der Arsen (As_4)-Quelle
BEP(Ga)	*Beam Equivalent Pressure* der Gallium-Quelle
[BE]	Anzahl der Berylliumatome pro cm^3
c_p	spezifische Wärmekapazität
d	Schichtdicke
d_{act}	Schichtdicke des aktiven Materials
d_{bl}	Schichtdicke der n-Sperrschicht
d_h	Schichtdicke der höher dotierten Schicht
d_l	Schichtdicke der niedriger dotierten Schicht
d_{ox}	Oxidschichtdicke
d_{sp}	Schichtdicke der p-dotierten Stromzuführungsschicht
d_{Zn}	Zinkdiffusionstiefe
E_0	Einfach-Oszillator Energie
$E_{c/v}$	Energie des Leitungsbandes bzw. Valenzbandes
E_d	Oszillatorstärke
E_f	Absorptionskanten-Grenzenergie
$E_{Fn/Fp}$	Quasi-Ferminiveau für n- bzw. p-Halbleiter
E_g	Bandlückenenergie
$E_{h\nu}$	Photonenenergie
F	Finesse
G_e	Emissionsratensteigerung
G_{int}	integrierte Emissionsratensteigerung
h	Planck-Konstante
I	Stromstärke
I_{th}	Schwellstrom
J	Stromdichte
J_0	Sättigungsstromdichte
J_{total}	Gesamtstrom

J_{excess}	Überschußstrom
J_{peak}	*Peak*-Strom
J_{therm}	Thermischer Emissionsstrom und Generations-/Rekombinationsstrom
J_{tunnel}	Tunnelstrom
J_{valley}	Talstromdichte
k	Extinktionskoeffizient
k_B	Boltzmann-Konstante
K	thermische Wärmeleitfähigkeit, relative Dielektrizitätskonstante
L_{cav}	Kavitätslänge
m	Anzahl der Perioden
m_e	Masse eines Elektrons
m_h	kombinierte Masse eines leichten und schweren Loches
m_{hh}	Masse eines schweren Loches
m_{lh}	Masse eines leichten Loches
m^*	effektive Masse
n	Brechzahl
n	Idealitätsfaktor
n^*	effektive Dotierhöhe
n_h	höherer Brechungsindex
n_i	Brechzahl der i-ten Schicht
n_l	niedrigerer Brechungsindex
Δn	Brechzahldifferenz
$\bar{n}$	mittlere Brechzahl
N_A	Anzahl der Acceptoren pro cm^3
N_D	Anzahl der Donatoren pro cm^3
N_{eff}	Effektive Ladungsträgerkonzentration
$N_{c/v}$	Effektive Zustandsdichten im n- bzw. p-Halbleiter
P_{out}	Ausgangsleistung
q	Elementarladung
r_a	äußerer Radius
r_i	innerer Radius

r_{max}	Amplitudenreflektivität
r_N	Realteil des Nenners
r_Z	Realteil des Zählers
R	Reflektivität
R_{niv}	Widerstand eines Strom-Nivellierungssystems
R_S	Serienwiderstand
R_{sh}	Schichtwiderstand
$S_{11/12}$	Elastizitätskonstanten von GaAs
T	Temperatur
T_{Be}	Temperatur der Berylliumquelle
T_{jct}	Temperatur des aktiven Materials
T_S	Wachstumstemperatur bzw. Substrattemperatur
T_{Si}	Temperatur der Siliziumquelle
V	Spannung
V_b	Durchbruchsspannung
V_{bi}	innere Potential eines pn-Überganges
V_k	Kniespannung
$V_{n/p}$	Dotierungsentartung für n- bzw. p-Halbleiter
V_{peak}	*Peak*-Spannung
V_{valley}	Tal-Spannung
V(x)	Ortsabhängige Spannung
w	Schichtbreite
W	Breite der Verarmungszone
x	Aluminiumgehalt, Ortskoordinate
$x_{n/p}$	Breite der Verarmungszone auf der n- bzw. p-Seite

α_{act}	Absorptionskoeffizient des aktiven Materials
α_x	lineare thermische Ausdehnungskoeffizient
ε	Verspannungstensor
$\in_0$	Dielektrizitätskonstante

$\in_s$	Dielektrizitätskonstante des Halbleiters
ϕ	Phasensprung
ϕ_N	Phasensprung des Nenners
ϕ_Z	Phasensprung des Zählers
η	quadratischer Absorptionskoeffizient
η_d	differentieller Wirkungsgrad
λ	Wellenlänge
λ_{cav}	Wellenlänge in der Kavität
λ_{FSR}	Abstand zwischen longitudinalen Moden
$\Delta\lambda$	Linienbreite
μ_n	Beweglichkeit der Elektronen
Ω	Phononenfrequenz
$\Delta\Omega$	Phononenverschiebung
θ_c	Kritischer Winkel der Totalreflektion
ρ_{ps}	Materialwiderstand der p-dotierten Stromzuführungsschicht
σ	Standardabweichung der Gausschen Funktion, Druck
σ_h	Leitfähigkeit der höher dotierten Schicht
σ_ℓ	Leitfähigkeit der niedriger dotierten Schicht
τ	Photonenlebensdauer ohne Kavität
τ_{cav}	Photonenlebensdauer innerhalb der Kavität
$\Delta\nu$	Halbwertsbreite des Emissionsspektrums
ζ_{cd}	Charakteristische Abklinglänge bez. Widerstandsschicht & pn-Übergang
ζ_{niv}	Charakteristische Abklinglänge eines Widerstandsnetzwerk

Quellcode des Simulationsprogrammes *Kwiksim*

Das nachfolgend aufgeführte Programm basiert auf der Tranfsfer-Matrix-Methode, um die Reflexion von Bragg-Spiegeln unterschiedlicher Materialien zu berechnen. Es wurde in Borland Turbo Pascal 7.0 implementiert.

```
Program Kwiksim;

{$M 64000,0,655360}
Uses Crt,Dos;
 Type vect1=array [1..600] of real;
      vect2=array [1..10] of real;
      name=string[65];

 Const znor:real=1.0E-4;
 Var i,j:integer;
     N:integer;
     z:vect1;
     hz:vect1;
     x:vect1;
     nopt:vect1;
     Lambda:real;
     Lambdamin,Lambdamax:real;
     LambdaStep:real;
     Mode:integer;
     matSub,matCov:integer;
     xSub,xCov,nSub,nCov:real;
     n1corr,n2corr:real;
     GammaRe,GammaIm:vect1;
     Angle:real;
     noptmin,noptmax:real;
     k,beta,k1,k2:real;
     TRe,TIm,RRe,RIm,ModR,FR:real;
     TPower,RPower:real;
     xr,noptr,epsr,AR,BR,AT,BT,r:real;
     RegMain,RegLocal:char;
     f,f1,f2:text;
     namestr,grid,fname:name;

Procedure Directory;
 Var CurDir:name;
     filenames:array [1..200] of string[60];
     i,j,nx,ny:integer;
     Node:SearchRec;
 begin
    GetDir(0,CurDir);
    FindFirst('*.*',Archive,Node);
    i:=1;
    filenames[i]:=Node.Name;
    While DosError=0 do begin
```

```
       inc(i);
       FindNext(Node);
       filenames[i]:=Node.Name;
    end;
    clrscr;
    writeln(' Current DIR = ',CurDir);
    writeln;
    nx:=1; ny:=3;
    For j:=1 to (i-1) do begin
      Gotoxy(nx,ny);
      write(filenames[j]);
      nx:=nx+15;
      If nx>74 then inc(ny);
      If nx>74 then nx:=1;
    end;
    writeln;
 end;

Procedure P1PARXopt(xf,Lambdaf:real; var epsf,noptf:real);
 Const epGaAs:real=13.1;
       epAlAs:real=10.1;
 Var Efot,E0,E1,A,N0:real;
 Begin
    epsf:=(2.602-0.098*xf)/(0.199+0.049*xf);
    Efot:=1.24/Lambdaf;
    E0:=-0.1-0.8*xf;
    E1:=0.19+0.48*xf;
    A:=0.00009+0.00334*xf;
    N0:=3.42-0.57*xf;
    noptf:=N0+A*exp((Efot-E0)/E1);
    if xf=-1 then noptf:=1.482;  { SiO2  }
    if xf=-2 then noptf:=1.38;   { MgF2  }
    if xf=-3 then noptf:=2.274;  { TiO2  }
    if xf=-4 then noptf:=2.3;    { ZnS   }
    if xf=-5 then noptf:=1.92;   { ZrO2  }
    if xf=-6 then noptf:=1.6;    { AlxOy }
End;

Procedure Strinp2(var z,x,hz:vect1; var N:integer;
                  var namestr:name);
 Const Ngridmax:integer=700;
       Mlayermax:integer=50;
 Var i,j:integer;
     Reg:char;
     kz,kx,hzr:real;
     f,f1:text;
     kT,noptr,epsr,xr:real;
 Begin
    ClrScr;
    Directory;
    writeln;
    write(' Structure parameter file name = ');readln(fname);
    If fname<>'' then begin
      Assign(f,fname);
      Reset(f);
      j:=0;
      writeln;
      readln(f,namestr);
      writeln(namestr);
```

```
      writeln;
      writeln('  Point       z         x        hz  ');
                While not Eof(f) do
                  begin
                    j:=j+1;
                    readln(f,z[j],x[j],hz[j]);
                    writeln(j:3,' ',z[j]:14,' ',x[j]:5:2,
                            ' ',hz[j]:14);
                end; { Eof(f) }
                N:=j;
                Close(f);
                writeln;
                writeln(' Total number of the layers = ',N:4);
                writeln;write(' Please press any key ...');
                Reg:=ReadKey;
                writeln;
  end;
 End;

Procedure DateCreat(var z,x,hz:vect1;  var N:integer;
                    var namestr:name);
 Const Mlayermax:integer=100;
 Var i,j:integer;
     InpContr:char;
     f:text;

kT,noptr1,noptr2,epsr,xr1,xr2,Lambdar,hzr1,hzr2,hzr,hcorr,nperiods:r
eal;
 Begin
   ClrScr;
   InpContr:='0';
   While InpContr<>'e' do
     begin
       writeln; writeln;
       writeln(' Input structure parameters ');
       writeln;
       writeln;
       writeln(' c - creation date file');
       writeln;
       writeln(' w - write structure parameters file ');
       writeln;
       writeln(' e - end input ');
       writeln;
       InpContr:=ReadKey;
       Case InpContr of
         'c':begin
               writeln;
               writeln(' Input bottom mirror Al(x1)
                           Ga(1-x1)As/Al(x2)Ga(1-x2)As');
               writeln;
               write(' Structure name : ');readln(namestr);
               writeln;
               write(' Central wavelength (nm) =');
               readln(Lambdar);Lambdar:=Lambdar/1000;
               writeln;
               write(' x1 = ');readln(xr1);
               P1PARXopt(xr1,Lambdar,epsr,noptr1);
               hzr1:=1.0E4*Lambdar/(4*noptr1);
               writeln;
```

```
              {  write(' h1 corr = ');readln(hcorr);  }
              hcorr:=1;
              hzr1:=hcorr*hzr1;
              writeln;
              write(' x2 = ');readln(xr2);
              P1PARXopt(xr2,Lambdar,epsr,noptr2);
              hzr2:=1.0E4*Lambdar/(4*noptr2);
              writeln;
              {  write(' h2 corr = ');readln(hcorr);  }
              hcorr:=1;
              hzr2:=hcorr*hzr2;
              writeln;
              write(' Periods number = ');readln(nperiods);
              writeln;
              i:=1;
              z[i]:=0;
              While i<>(2*nperiods+1) do
                begin
                  i:=i+1;
                  z[i]:=z[i-1]+hzr1;
                  x[i-1]:=xr1;
                  hz[i-1]:=hzr1;
                  z[i+1]:=z[i]+hzr2;
                  x[i]:=xr2;
                  hz[i]:=hzr2;
                  N:=i;
                  i:=i+1;
                end;
            end;
        'w':begin
              writeln;
              write(' Str. param. file name = ');readln(fname);
              Assign(f,fname);
              Rewrite(f);
              writeln(f,namestr);
              for j:=1 to N do
                begin
                  writeln(f,z[j],x[j],hz[j]);
                end;
              Close(f);
            end;  { 'w' }
        'e': writeln(' End data file creation ');
      end { Case InpContr of }
    end { While InpContr }
End;

Procedure Refl(M:integer; nsub,ncov,Lambda,Angle:real;
               hz,nopt:vect1; var GammaRe,GammaIm:vect1);
 Const znor:real=1.0E-4;
       PI:real=3.14;
 Var i:integer;
     n:vect1;
     hl:vect1;
     r:vect1;
     beta,leff,arg,betanor:real;
     ReG1,ReG2,ImG1,ImG2,ReG,ImG:real;
 Begin
   betanor:=2*PI/Lambda;
   for i:=1 to M do
```

```
    begin
      n[M-i+1]:=nopt[i];
      hl[M-i+1]:=znor*hz[i]
    end;
  r[1]:=(n[1]-nSub)/(n[1]+nSub);
  for i:=2 to M do
    begin
      r[i]:=(n[i]-n[i-1])/(n[i]+n[i+1])
    end;
  r[m+1]:=(nCov-n[m])/(nCov+n[m]);
  i:=1;
  GammaRe[i]:=r[i];
  GammaIm[i]:=0.0;
  for i:=1 to M do
    begin
      beta:=betanor*n[i];
      leff:=hl[i]*cos(Angle);
      arg:=-2*beta*leff;
      ReG1:=GammaRe[i];
      ImG1:=GammaIm[i];
      ReG2:=cos(arg);
      ImG2:=sin(arg);
      ReG:=ReG1*ReG2-ImG1*ImG2;
      ImG:=ImG1*ReG2+ReG1*ImG2;
      ReG1:=r[i+1]+ReG;
      ImG1:=ImG;
      ReG2:=1+r[i+1]*ReG;
      ImG2:=r[i+1]*ImG;
      arg:=sqr(ReG2)+sqr(ImG2);
      GammaRe[i+1]:=(ReG1*ReG2+ImG1*ImG2)/arg;
      GammaIm[i+1]:=(ReG2*ImG1-ReG1*ImG2)/arg;
      {  writeln(i:3,' ',hl[i]:14,' ',n[i]:6:4,' ',r[i]:7:4,
                 ' ',GammaRe[i]:14,' ',GammaIm[i]:14);}
    End;
    { writeln((m+1):3,' ',r[m+1]:7:4,' ',GammaRe[m+1]:14,
              ' ',GammaIm[m+1]:14);}
    { Readln;}
  End;

{ ---------------------------------------------------------------- }
{ ---------------------------------------------------------------- }

Begin
  RegMain:='0';
  ClrScr;
  writeln;writeln;writeln;
  writeln('          Mirror calculation - automatic version');
  writeln;
  writeln;
  writeln('          Copyright by C. Moeller and N. Maleev');
  Delay(1000);
  writeln;
  write(' Lambda min,  nm = ');
    readln(Lambdamin);Lambdamin:=Lambdamin/1000;
  writeln;
  write(' Lambda max,  nm = ');
    readln(Lambdamax);Lambdamax:=Lambdamax/1000;
  writeln;
  write(' Lambda step, nm = ');
```

```
    readln(Lambdastep);Lambdastep:=Lambdastep/1000;
  writeln;
  While RegMain<>'E' do
    begin
      writeln('i - input data from file');
      writeln('s - spectre R(Lambda) and T(Lambda) calculation ');
      writeln('c - create data file');
      writeln('E - Exit');
      RegMain:=ReadKey;
      Case RegMain of
        'i': Strinp2(z,x,hz,N,namestr);
        'c': DateCreat(z,x,hz,N,namestr);
        's':Begin
              writeln;
              writeln(' Calculating for cover = air,
                        substrate = GaAs');
              writeln;
              MatSub:=1;  xSub:=0.0;
              MatCov:=0;  nCov:=1.0;
              writeln('Automatic calculation for normal incidence');
                  writeln;
                  Angle:=0;
                  write(' Result file name
                          (structure file:',fname,')=');
                  readln(fname);
                  Assign(f,fname);
                  Rewrite(f);
                  writeln(f,'  Lambda   ',fname);
                  Lambda:=LambdaMin-Lambdastep;
                  While Lambda<Lambdamax do
                    begin
                      Lambda:=Lambda+Lambdastep;
                      P1PARXopt(xSub,Lambda,epsr,nSub);
                      for i:=1 to N do
                        begin
                          xr:=x[i];
                          P1PARXopt(xr,Lambda,epsr,noptr);
                          nopt[i]:=noptr;
                        end;
                     Refl(N,nsub,ncov,Lambda,Angle,hz,nopt,
                          GammaRe,GammaIm);
                      RRe:=GammaRe[n+1]; RIm:=GammaIm[n+1];
                      FR:=ArcTan(-RIm/RRe);
                      ModR:=RRe/cos(FR);
                      RPower:=sqr(ModR);
                      writeln(f,' ',(Lambda*1000):7:3,
                              ' ',RPower:14);
                    end;
                  Close(f);
            end; { 'S' }
      end; { Case RegMain }
    end; { RegMain = 'E' }
    writeln;
End.
```

Literaturverzeichnis

[Adachi 83] S.Adachi: J. Appl. Phys., vol. 54 (1983), p. 1844

[Adachi 85] S.Adachi: J. Appl. Phys., vol. 58 (1985), p. R1

[Afromowitz 73] M.A.Afromowitz: J. Appl. Phys., vol. 44 (1973), p. 1292

[Afromowitz 74] M.A.Afromowitz: "Refractive Index of $Al_xGa_{1-x}As$", Solid State Comm. 15/59 (1974), p. 59

[Anan 99] T. Anan, M. Yamada, K. Tokutomo, S. Sugou, K. Nishi, A. Kamei, Electron. Lett., vol. 35 (1999), p. 903

[Ashby 97] C.I.H. Ashby, J.P. Sullivan, K.D. Choquette, K.M. Geib, H.Q. Hou, J. Appl. Phys., vol. 82 (1997), p. 3134

[Born 80] M.Born, E. Wolf: "Principles of Optics", 6th Edition, Pergamon Press, New York (1980)

[Brice 90] J.C.Brice: "Properties of Gallium Arsenide", 2nd Edition, EMIS Datareviews Series no.2 (INSPEC, IEE, 1990), ch.1 p. 7

[Burton 94] R.S. Burton, T.E. Schlesinger, J. Appl. Phys., vol. 76 (1994), p. 5503

[Casey 78] H.C.Casey, M.B.Panish: „Heterostructure Lasers, Part A", Orlando Academic Press (1978), p. 46

[Cerdeira 72] F. Cerdeira, C.J. Buchenauer, F.H. Pollak, M. Cardona, Phys. Rev. B, vol. 5 (1972), p. 580

[Chen 99] C.H. Chen, M. Hargis, J.M. Woodall, M.R. Melloch, J.S. Reynolds, E. Yablonovitch, W. Wang: Appl. Phys. Lett., vol. 74 (1999), p. 3140

[Choquette 95] K.D. Choquette, K.L. Lear, R.P. Schneider, K.M. Geib, J.J. Figiel, R. Hull, IEEE Phot. Techn. Lett., vol. 7 (1995), p. 1237

[Choquette 96] K.D. Choquette, K.M. Geib, H.C. Chui, H.Q. Hou, R. Hull, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., vol. 421 (1996), p. 53

[Choquette 97] K.D. Choquette, K.M. Geib, C.I.H. Ashby, R.D. Twesten, O. Blum, H.Q. Hou, D.M. Follstaedt, B.E. Hammons, D. Mathes, R. Hull, J. Spec. Top. Qaunt. El., vol. 3 (1997), p. 916

[Coldren 94] L.A.Coldren: "Lasers and Modulators for OEICs", Academic Press, New York (1994)

[Coldren 01] L.A. Coldren, E. Hall, S. Nakagawa, Proc. El. Comp. Techn. Conf., FL (2001)

[Corzine 93] S.W.Corzine: PhD Dissertation, University of California at Santa Barbara (1993), ECE technical report #93-09

[Deal 65] D.E. Deal, A.S. Grove, J. Appl. Phys., vol. 82 (1965), p. 3770

[Demassa 69] T.A. Demassa, D.P. Knott, Solid State Electronics, vol. 13 (1970), p. 131

[Ettenberg 70] M.Ettenberg, R.J.Paff: J. Appl. Phys., vol. 41 (1970), p. 3926

[Gray 99] J.W. Gray, D. Childs, S. Malik, P. Siverns, C. Roberts, P.N. Stavrinou, M. Whitehead, R. Murray, G. Parry, Electron. Lett., vol. 35 (1999), p. 242

[Hillel 77] R.Hillel, J.Bouix: J. Cryst. Growth, vol. 38 (1977), p. 67

[Holonyak 90] J.N. Holonyak, J.M. Dallesasse, A.R. Sugg, T.A. Richard, N. El-Zein, Apll. Phys. Lett., vol. 57 (1990), p. 2844

[Huang 00] H. Huang, D.G. Deppe, IEEE J. Quantum Electron., vol. 36 (2000), p. 674

[Huffaker 94] D.L. Huffaker, D.G. Deppe, K. Kumar, T.J. Rogers, Appl. Phys. Lett., vol. 65 (1994), p. 97

[Huffaker 98] D.L. Huffaker, G. Park, Z. Zhou, O.B. Shchekin, D.G. Deppe, Appl. Phys. Lett., vol. 73 (1998), p. 2564

[Huffaker 99] D.L. Huffaker, D.G. Deppe, IEEE Phot. Techn. Lett., vol. 11 (1999), p. 934

[Hunt 93] N.E.J. Hunt, E.F. Schubert, R.F. Kopf, D.L. Sivco, A.Y. Cho, G.J. Zydzik, Appl. Phys. Lett., vol. 63 (1993), p. 2600

[Jia 02] H.Q. Jia, H. Chen, W.C. Wang, W. Li, Q. Huang, J. Zhou, Q.K. Xue, Appl. Phys. Lett., vol. 80 (2002), p. 974

[Joyce 75] W.B.Joyce, R.W.Dixon: J. Appl. Phys., vol. 46 (1975), p.855

[Karim 01] A. Karim, P. Abraham, D. Lofgreen, J. Piprek, J. Bowers: Appl. Phys. Let., vol. 78 (2001), p. 2632

[Knödl 01] T. Knödl, M. Golling, A. Straub, K.J. Ebeling, Electron. Lett., vol. 37 (2001), p. 31

[Landesman 97] J.P. Landesman, A. Fiore, J. Nagle, V. Berger, E. Rosencher, P. Puech, Appl. Phys. Lett., vol. 71 (1997), p. 2520

[Lear 95] K.L. Lear, K.D. Choquette, R.P. Schneider, S.P. Kilcoyne, K.M. Geib, Electron. Lett., vol. 31 (1995), p. 208

[Lee 81] T.P. Lee, W.S. Holden, A.Y. Cho: IEEE J. Quantum El., vol. 17 (1981), p. 387

[Leszczynski 90] M.Leszczynski: Cryst. Res. Technol., vol. 25 (1990), p.721

[Lott 00] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, El. Lett., vol. 36 (2000), p. 1384

[Luo 98] Y. Luo, L. Kou, H. Wu, D.C. Hall, O. Blum, H. Hou, Proc. LEOS, ThBB2 IEEE (1998)

[MacDougal 95] M.H. MacDougal, P.D. Dapkus, V. Pudikov, H. Zhao, G.M. Yang, IEEE Phot. Techn. Lett., vol. 7 (1995), p. 229

[Maleev 99-1] N.A. Maleev, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, Yu.M. Shernyakov, S.S. Mikhrin, E.Yu. Kondrat'eva, D.A. Lifshits, M.V. Maximov, B.V. Volovik, D.A. Bedarev, Yu.G. Musikhin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, IEEE Photon. Lett., vol. 11 (1999), p. 1345

[Maleev 99-2] N.A. Maleev, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, A. Yu. Egorov, A.V. Lunev, B.V. Volovik, I.L. Krestnikov, Yu.G. Musikhin, N.A. Bert, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov: Appl. Phys. Lett., vol. 74 (1999), p. 1815

[Maleev 01] N.A. Maleev, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, Semic., vol. 35 (2001), p. 847

[McMahon 95] C.H. McMahon, J.W. Bae, C.S. Menoni, D. Patel, H. Temkin, P. Brusenbach, R. Leibenguth: Appl. Phys. Lett., vol. 66 (1995), p. 2171

[Nakahara 98] K. Nakahara, M. Kondow, T. Kitatani, M.C. Larson, K. Uomi, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 10 (1998), 487

[Naone 97] R.L. Naona, L.A. Coldren, J. Apll. Phys, vol. 82 (1997), p. 2277

[Nelson 96] T.R. Nelson, J.P. Prineas, G. Khitrova, H.M. Gibbs, J.D. Berger, E.K. Lindmark, J.H. Shin, H.E. Shin, Y.H. Lee, P. Tayebati, L.Lavniskis, Appl. Phys. Lett., vol. 69 (1996), pp. 3031

[Nickel 95] H. Nickel, J. Appl. Phys., vol. 78 (1995), p. 5201

[Nishi 99] K. Nishi, H. Sato, S. Sugou, J.S. Lee: Appl. Phys. Lett., vol. 74 (1999), p. 1111

[Ochiai 96] M. Ochiai, G.E. Giudice, H. Temkin, J.W. Scott, T.M. Cockerill, Appl. Phys. Lett., vol. 68 (1996), pp. 1898

[Palik 85] E.D.Palik: "Handbook of Optical Constants", Vol. I, Academic Press, New York (1985)

[Pu 99] R. Pu, C. Duan, C.W. Wilmsen, IEEE J. Sel. Top. Quant. El., vol. 5 (1999), p. 201

[Richard 95] T.A. Richard, S.A. Maranowski, J.N. Holonyak, E.I. Chen, M.J. Ries, Appl. Phys. Lett., vol. 66 (1995), pp. 589

[Roy 71] D.K. Roy, Solid State Electronics, vol. 14 (1971), pp. 520

[Salmon 84] L.G.Salmon, I.J.D'Haenens: J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 2 (1984), p. 197

[Schubert 99] E.F. Schubert: "Doping in III-V Semiconductors", Cambridge University Press, Cambridge (1993), p. 512

[Scott 94] J.W.Scott, B.J.Thibeault, D.B.Young, L.A.Coldren: IEEE Phot. Tech. Let., vol. 6 (1994), p. 678

[Sze 81] S.M.Sze: "Physics of Semiconductor Devices", Wiley Interscience, New York (1981)

[Takamori 96] T. Takamori, K. Takemasa, T. Kamijoh, Appl. Phys. Lett., vol. 69 (1996), pp. 659

[Vredenberg 93] A.M. Vredenberg, N.E.J. Hunt, E.F. Schubert, D. Jacobson, J.M. Poate, G.J. Zydzik, Phys. Rev. Lett., vol. 17 (1993), p. 517

[Wilmsen 99] C.W. Wilmsen, H. Temkin, L.A. Coldren: "Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers", Cambridge University Press, Cambridge (1999)

[Winston 98] D.W.Winston, R.E. Hayes, IEEE J. Q. El., vol. 34 (1998), pp.707 http://www-ocs.colorado.edu/SimWindows.html

[Yao 87] T.Yao: Appl. Phys. Lett., vol. 51 (1987), p. 1798

Mein herzlicher Dank gilt...

... allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein ganz besonderer Dank geht dabei an Prof. Dr. A. Forchel, Prof. Dr. J. Geurts und Dr. H. Künzel. Herzlichst möchte ich mich auch bei meinen Kollegen vom Heinrich-Hertz-Institut Berlin, vom Ioffe Institut / St. Petersburg, von der Universität Würzburg sowie von der Technischen Universität Berlin bedanken.

Nicht zuletzt danke ich meiner Frau sowie meinen Eltern und Geschwistern, die mich stets unterstützt haben.

Lebenslauf

Persönliche Daten

11.10.1972	Geboren in Hannover, Niedersachsen

Ausbildung

1979 - 1984	Besuch der Grundschule und Orientierungsstufe in Hannover
1989 - 1990	Besuch der USA High school in North Carolina, USA Abschluss: *College Preparatory Diploma*
1985 - 1992	Besuch des Gymnasiums in Hannover Abschluss: *Abitur*
1992 - 1995 1995 - 1999	Studium der Physik an der Universität Hannover und an der Technischen Universität Berlin Abschluß: *Diplom*
1996 - 1997	Auslandssemester in Dänemark, The University of Århus
1997 - 1999	Studentischer Mitarbeiter an der Technischen Universität Berlin in der AG Prof. Dr. W. Richter / Institut für Festkörperphysik
2003 - 2005	Doktorrand an der Bayerischen Julius-Maximilians Universität Würzburg
1999 - 2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Materialtechnologie des Heinrich-Hertz-Institut Berlin GmbH (seit 01.11.02: Fraunhofer Institut für Nachrichtentechnik)
seit 12/2004	R&D Projektmanager bei NL Nanosemiconductor GmbH