

Einfluss lokaler Materialmodifikationen auf die Eigenschaften von Halbleiterlasern

vorgelegt von
Diplom-Physiker
Oliver Schulz
aus Berlin

von der Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften

- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Thomas Möller

Berichter/Gutachter: Prof. Dr. Dieter Bimberg

Berichter/Gutachter: Priv. Doz. Dr. Axel Hoffmann

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 05.06.2007

Berlin 2007

D 83

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit stellt verschiedene Konzepte zur gezielten Beeinflussung der Eigenschaften von Halbleiterlasern vor, welche durch lokale Materialmodifikationen erfolgen. Einen Schwerpunkt bildet die Realisierung langlebiger, im grünen Spektralbereich emittierender Laserdioden auf Basis von ZnSe. Diese besitzen ein hohes Anwendungspotential in Laserdisplays und in der kurzreichweitigen Datenkommunikation über Polymerfasern. Der Fokus bei den Untersuchungen an In(Ga)As-Quantenpunktlasern liegt auf der Realisierung eines sättigbaren Absorbers, wie er für passiv modengekoppelte Halbleiterlaser erforderlich ist. Aufgrund der erreichbaren Emissionswellenlängen von $1,3 \mu\text{m}$ bzw. $1,55 \mu\text{m}$ sind derartige Bauelemente von großem Interesse für die Glasfaserdatenkommunikation.

Durch die Entwicklung einer neuartigen Kontaktstruktur für ZnSe-basierte Laser (international patentiert) konnte die freie Lochkonzentration um eine Größenordnung auf $7 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ erhöht werden. Zusätzlich gelang es die Eindiffusion von Lithiumnitrid auf das Gebiet unterhalb des p-Kontaktstreifens lokal zu begrenzen. Eine um 80% reduzierte Schwellstromdichte, welche mit einer Absenkung der Schwellspannung um 30% einhergeht, war die Folge. Aufgrund der deutlichen Verringerung der thermischen Belastung der Laserdioden, zu der der um den Faktor 10 verringerte spezifische Kontaktwiderstand einen zusätzlichen Beitrag liefert, konnte eine um das 20 bis 40-fache gesteigerte Bauelementlebensdauer erzielt werden.

Durch die Herstellung von indexgeführten II-VI-Halbleiterlasern mittels implantations-induzierter Durchmischung ließ sich im Vergleich mit gewinngeführten Laserdioden eine fünfmal höhere Lebensdauer erzielen. Die Ionenimplantation in die in lateraler Richtung an den Laserstreifen angrenzenden Bereiche führt zur Generation einer Stromführung, die eine Reduzierung der Schwellstromdichte um den Faktor 3 und der Schwellspannung um 25% nach sich zieht. Über die verbesserten elektrischen Eigenschaften hinaus zeigten diese Bauelemente ein deutlich verbessertes Fernfeld. Letzteres ist eine Folge der Durchmischung der einzelnen Halbleiterschichten in den implantierten Bereichen und der daraus resultierenden optischen Wellenführung in lateraler Richtung.

Im gepulsten Hochleistungsbetrieb konnte mit ZnSe-basierten Laserdioden erstmalig eine Ausgangleistung von $1,5 \text{ W}$ erreicht werden. Bei diesen Leistungen konnte die Zerstörung der Facetten als dominierender Degradationsmechanismus beobachtet und untersucht werden.

Für In(Ga)As-Quantenpunktlaser konnte gezeigt werden, dass der Ionenbeschuss einer Teilsektion der Laserkavität ein geeignetes Verfahren zur Herstellung eines sättigbaren Absorbers ist. Für die Implantation von $1,8 \text{ MeV}$ Stickstoffionen mit einer Dosis von $1 \cdot 10^{11} \cdot \text{cm}^{-2}$ konnten die generierte Verluste von 264 cm^{-1} ermittelt werden. Hierzu wurden zwei verschiedene Verfahren untersucht, die Implantation über die Facette und die Implantation über die Stegwellenleiteroberfläche.

Abstract

This thesis presents several different concepts on manipulation of semiconductor laser characteristics due to local material modifications. The highlight of this work is the fabrication of long-living laser diodes based on ZnSe with emission wavelengths in the green spectral range. Potential applications of these devices are laser displays and the shortrange data transmission via polymer fibres. Quantum dot lasers based on In(Ga)As with saturable absorber sections were produced for passive mode-locking. Since the emission wavelengths of these devices are in the 1.3 to 1.55 micrometer range, long-range data transmission would be the primary application of interest.

Due to the development of a novel, internationally patented contact structure for ZnSe-based lasers, the net hole concentration was increased by more than one order of magnitude, to $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The local diffusion of lithium nitride below the p-contact stripe led to a reduction of a threshold current density by 80%, which in turn lowered the threshold voltage by 30%. Reduced thermal stress, due to a ten times lower specific contact resistance, led to an increase of the device lifetime by a factor 20 to 40.

A fivefold increase in lifetime was observed for index-guided II-VI lasers, which were processed using implantation induced disordering (IID). The ion bombardment of the substrate areas adjacent to the p-contact stripe in lateral direction generates a current distribution that lowers the threshold current density by a factor of 3 and the threshold voltage by 25%. Besides an improved electrical performance, the devices show a superior far-field pattern. This is a result of intermixing of the different layers in the implanted section of the semiconductor structure producing a lateral waveguide.

For the first time an output power of 1.5 W was achieved under pulsed high power conditions. At these elevated output powers, catastrophic optical mirror damage (COMD) was observed as the dominating degradation mechanism of the laser diodes.

For In(Ga)As quantum dot lasers it was shown that implantation of certain parts of the laser cavity is an appropriate method to generate a saturable absorber section for passive mode-locking lasers. For nitrogen ions with energies of 1.8 MeV and implantation fluences of $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, losses of 264 cm^{-1} were measured. Two different techniques were investigated: implantation via the laser facet and implantation through the ridge waveguide surface.

Bereits veröffentlichte Teile dieser Arbeit

Patente

M. Strassburg, **Oliver Schulz**, U.W. Pohl und D. Bimberg: *Kontaktstruktur für ein elektrisch betriebenes II/VI-Halbleiterbauelement und Verfahren zu deren Herstellung*, Deutsches Patent **DE 199 55 280 C1**.

M. Strassburg, **Oliver Schulz**, U.W. Pohl und D. Bimberg: *Contact Structure for an electric II/VI Semiconductor component and a method for the production of the same*, United States Patent **US 6,673,641 B1**.

M. Strassburg, **Oliver Schulz**, U.W. Pohl und D. Bimberg: *Contact Structure for an electrically operated II/VI Semiconductor element and process for the production thereof*, United States Patent **US 6,893,950 B2**.

Publikationen

Oliver Schulz, M. Strassburg, T. Rissom, U.W. Pohl, D. Bimberg, M. Klude und D. Hommel, *Post-growth p-type doping enhancement for ZnSe-based lasers using a Li₃N-interlayer*, Appl. Phys. Lett. **81**, 4916 (2002).

Oliver Schulz, M. Strassburg, T. Rissom, S. Rodt, L. Reissmann, U.W. Pohl, D. Bimberg, M. Klude, D. Hommel, S. Itoh, K. Nakano und A. Ishibashi *Operation and Catastrophic Optical Degradation of II-VI Laser Diodes at Output Powers larger than 1 W*), phys. stat. sol. (b) **229**, 943 (2002).

Martin Strassburg, **Oliver Schulz**, Matthias Strassburg, U.W. Pohl, R. Heitz, A. Hoffmann, D. Bimberg, M. Klude, D. Hommel, K. Lischka und D. Schikora, *ZnCdSe Quantum Structures - Growth, Optical Properties and Applications* Adv. in Solid State Phys. **42**, 27 (2002).

M. Strassburg, **Oliver Schulz**, U.W. Pohl, D. Bimberg, S. Itoh, K. Nakano, A. Ishibashi, M. Klude und D. Hommel, *A Novel Approach for Improved Green-Emitting II-VI Lasers*, IEEE J. Selec. Topics Quantum Electron. **7**, 371 (2001).

Oliver Schulz, M. Strassburg, U.W. Pohl, D. Bimberg, S. Itoh, K. Nakano, A. Ishibashi, M. Klude und D. Hommel, *Optimised Implantation-Induced Disorder for Lowering the Threshold Current Density of II-VI Laser Diodes*, phys. stat. sol. (a) **180**, 213 (2000).

M. Strassburg, **Oliver Schulz**, U.W. Pohl, D. Bimberg, M. Klude und D. Hommel, *Lateral index-guided ZnCdSSe lasers*, J. Cryst. Growth **214/215**, 1054 (2000).

M. Strassburg, **Oliver Schulz**, U.W. Pohl, D. Bimberg, M. Klude und D. Hommel, *Low threshold current densities for II-VI Lasers*, Electron. Lett. **36**, 878 (2000).

M. Strassburg, **Oliver Schulz**, U.W. Pohl, D. Bimberg, S. Itoh, K. Nakano und A. Ishibashi, *Ultra-low threshold current density ZnCdSe laser fabricated by implantation induced disordering*, Electron. Lett. **36**, 44 (2000).

Weitere Veröffentlichungen

M. Scholz, S. Büttner and O. Benson, A.I. Toporov, A.K. Bakarov and A.K. Kalagin, A. Lochmann, E. Stock, **O. Schulz**, F. Hopfer, V. A. Haisler und D. Bimberg, *Non-Classical Light Emission from a Single Electrically Driven Quantum Dot*, eingereicht bei Optics Express (2006)

A. Lochmann, E. Stock, **O. Schulz**, F. Hopfer, D. Bimberg, V.A. Haisler, A.I. Toporov, A.K. Bakarov and A.K. Kalagin, M. Scholz, S. Büttner und O. Benson, *Electrically Driven Quantum Dot Single Photon Source*, phys. stat. sol. (c) **4**, 547 (2007).

A. Lochmann, E. Stock, **O. Schulz**, F. Hopfer, D. Bimberg V.A. Haisler A.I. Toporov, A.K. Bakarov und A.K. Kalagin, *Electrically driven single quantum dot polarised single photon emitter*, Electron. Lett. **42**, 774 (2006).

T. Kettler, K. Posilovic, **O. Schulz**, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, Yu.M. Shernyakov, S.M. Kuznetsov, N.Yu. Gordeev, M.V. Maximov, U. Ben-Ami, A. Sharon, S.S. Mikhrin, A.R. Kovsh, V.A. Shchukin, P.S. Kop'ev, N.N. Ledentsov, U.W. Pohl, and D. Bimberg, *Single transverse mode 850 nm GaAs/AlGaAs lasers with narrow beam divergence*, Electron. Lett. **42**, 1157 (2006).

L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, Yu.M. Shernyakov, S.M. Kuznetsov, N.Yu. Gordeev, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, U. Ben-Ami, D.B. Arbiv, and A. Sharon, T. Kettler, K. Posilovic, **O. Schulz**, V.A. Shchukin, U.W. Pohl, N.N. Ledentsov und D. Bimberg, *High power GaAs/AlGaAs lasers ($\lambda \approx 850$ nm) with ultranarrow vertical beam divergence*, Appl. Phys. Lett. **89**, 231114-1 (2006).

T. Kettler, L.Ya. Karachinsky, N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, G. Fiol, M. Kuntz, A. Lochmann, **O. Schulz**, L. Reissmann, K. Posilovic, and D. Bimberg, I.I. Novikov, Yu. M. Shernyakov, N.Yu. Gordeev, M.V. Maximov, N.V. Kryzhanovskaya, A.E. Zhukov, E.S. Semenova, A.P. Vasil'ev, and V.M. Ustinov, A.R. Kovsh, *Degradation-robust single mode continuous wave operation of 1.46 μ m metamorphic quantum dot lasers on GaAs substrate*, Appl. Phys. Lett. **89**, 041113-1 (2006).

L.Ya. Karachinsky, T. Kettler, I.I. Novikov, Yu.M. Shernyakov, N.Yu. Gordeev, M.V. Maximov, N.V. Kryzhanovskaya, A.E. Zhukov, E.S. Semenova, A.P. Vasil'ev, V.M. Ustinov, G. Fiol, M. Kuntz, A. Lochmann, **O. Schulz**, L. Reissmann, K. Posilovic, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov und D. Bimberg, *Metamorphic 1.5 μ m range quantum dot lasers on GaAs substrate*, Semicond. Sci. Technol. **21**, 691 (2006).

L.Ya. Karachinsky, T. Kettler, N.Yu. Gordeev, I.I. Novikov, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, N.V. Kryzhanovskaya, A.E. Zhukov, E.S. Semenova, A.P. Vasil'ev, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, A.R. Kovsh, V.A. Shchukin, S.S. Mikhrin, A. Lochmann, **O.Schulz**, L. Reissmann und D. Bimberg, *Continuous-wave Lasing of Single-Mode Metamorphic Quantum Dot Lasers for the 1.5 μm Spectral Region*, Semiconductors **39**, 1415 (2005).

L.Ya. Karachinsky, T. Kettler, N. Yu. Gordeev, N.N. Novikov, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, N.V. Kryzhanovskaya, A.E. Zhukov, E.S. Semenova, A.P. Vasil'ev, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, A.R. Kovsh, V.A. Shchukin, S.S. Mikhrin, A. Lochmann, **O.Schulz**, L. Reissmann und D. Bimberg, *High-power singlemode CW operation of 1.5 μm -range quantum dot GaAs-based laser*, Electron. Lett. **41**, 478 (2005).

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	i
Abstract (englisch)	iii
1. Einleitung	1
1.1. Ziele dieser Arbeit	4
1.2. Aufbau der Arbeit	4
2. Halbleiterlaser - Physikalische Grundlagen und Eigenschaften	7
2.1. Aufbau von Halbleiterlasern	7
2.1.1. Homostrukturlaser	7
2.1.2. Separate Confinement Double Heterostructure	8
2.2. Gewinn- und Indexführung	10
2.3. Modenkopplung in Halbleiterlasern	13
2.4. Kenngrößen von Halbleiterlasern	16
2.4.1. Schwellstrom I_{th} - Schwellstromdichte J_{th}	16
2.4.2. Effizienz	16
2.4.3. Transparenzstromdichte	18
3. Metall-Halbleiter-Kontakt	19
3.1. Das Schottky-Modell	19
3.1.1. Übergang von Metall und p-Halbleiter	19
3.1.2. Metall-Halbleiter-Kontakt - der reale Fall	21
4. Materialsysteme	23
4.1. ZnCd(S)Se-Quantenfilmlaser	24
4.2. In(Ga)As-Quantenpunkt-Halbleiterlaser	25
4.2.1. Vorteile von Quantenpunktlasern	26
5. Technologie und Charakterisierung	29
5.1. Herstellung von Halbleiterlasern - technologische Schritte	29
5.1.1. Überblick	29
5.1.2. Optische Lithographie	31
5.1.3. Nasschemisches Ätzen	33
5.1.4. Trockenätzen - RIE, ICP-RIE	34
5.1.5. Plasmaunterstützte Abscheidung von Isolatoren	39

Inhaltsverzeichnis

5.1.6. Metallisierung	41
5.1.7. Die- und Drahtbonden	41
5.2. Strukturierung mittels Ionenimplantation	44
5.2.1. Allgemeines	44
5.2.2. Herstellung vergrabener Stegwellenleiter - Implantationsinduzierte Durchmischung	44
5.2.3. Herstellung sättigbarer Absorber	45
6. Charakterisierung von Halbleiterlasern	49
6.1. Leistung-Strom-Spannung-Charakteristik	49
6.1.1. Lebensdaueremessung	50
6.2. Charakterisierung von Metall-Halbleiter-Kontakten	51
6.2.1. Spezifischer Kontaktwiderstand - Transmissionslinienmodell (TLM)	51
6.2.2. Sekundärionenmassenspektrometrie (SIMS)	52
6.2.3. Bestimmung der freien Ladungsträgerkonzentration	53
7. ZnCd(S)Se-Einzelquantenfilmlaser	59
7.1. Lateral strukturierte Laserdioden	59
7.1.1. Lithiumnitridhaltige p-Kontakte	59
7.1.2. Implantationsinduzierte Durchmischung	66
7.2. Potential des Materialsystems	70
7.3. Fazit	76
8. GaAs-Quantenpunktlaser	77
8.1. Sättigbare Absorber	77
8.1.1. Implantation über die Facette	77
8.1.2. Implantation über die Stegwellenleiteroberfläche	79
8.2. Fazit	82
9. Zusammenfassung und Ausblick	85
Danksagung	97

Kapitel 1.

Einleitung

Die Informationstechnologie wurde in den letzten Jahrzehnten durch einen Wandel in der Datenübertragung und -speicherung geprägt. Übertragungsnetze, welche auf Kupferkabeln basierten, wurden durch Glasfasernetze ersetzt. Magnetische Speichermedien wie Disketten, Musik- und Videokassetten wichen optischen Speichermedien wie CD, CD-ROM und DVD. Eine der wichtigsten Grundlagen dieser Technologien bildet der Halbleiterlaser. In den Übertragungsnetzen kommen dabei im Infrarot emittierende Laserdioden zum Einsatz, die aus GaAs- bzw. InP-basierten Doppelheterostrukturen bestehen.

Durch die Entwicklung kurzwelliger Halbleiterlaser ließ sich die Speicherdichte von optischen Datenträgern signifikant erhöhen. Ermöglichten CD-ROM-Laufwerke mit einem Infrarotlaser (Wellenlänge: $\lambda = 780 \text{ nm}$) das Speichern von 700 MB , stieg das Speichervolumen einer DVD (Single-Layer) durch die Verwendung rot emittierender Laser ($\lambda = 650 \text{ nm}$) auf $4,7 \text{ GB}$. Die aktuell stattfindende Einführung von Blu-Ray Discs mit einer fünfmal höheren Speicherkapazität von 25 GB (Single-Layer), wurde durch die erfolgreiche Entwicklung von blau-violett emittierenden Laserdioden ($\lambda = 405 \text{ nm}$) auf Basis von Galliumnitrid möglich [Blu04, Blu07].

Eine weitere mögliche Massenmarktapplikation für Halbleiterlaser ließ sich bisher jedoch nicht realisieren, Laser-Displays. Diese erfordern Emissionswellenlängen in den drei Grundfarben rot ($\approx 650 \text{ nm}$), grün ($510 \text{ nm} \dots 530 \text{ nm}$), und blau ($460 \text{ nm} \dots 480 \text{ nm}$) des CIE Chromazitätsdiagramms [Nak02]. Die kommerzielle Einführung wird bisher durch das Fehlen von Halbleiterlasern mit ausreichenden Lebensdauern ($> 10.000 \text{ h}$) und Ausgangsleistungen für die blaue und grüne Emissionswellenlänge verhindert. Ein $50''$ Rückprojektions-TV erfordert eine Ausgangsleistung von mindestens 2 W pro Farbe [Chi06].

Im blauen Spektralbereich emittierende Laserdioden konnten auf Basis der Gruppe-III-Nitride realisiert werden. Mit steigender Wellenlänge, welche über eine Erhöhung des Indiumanteils in der aktiven Zone ermöglicht wird, nimmt jedoch die Lebensdauer dieser Bauelemente ab. Für Laserdioden mit einer Emissionswellenlänge von 460 nm wurde eine extrapolierte Lebensdauer von 3000 h bestimmt¹ [Nak02]. Dennoch ist das GaN-Materialsystem das aussichtsreichste zur Herstellung blau emittierender Halbleiterlaser mit Lebensdauern $> 10.000 \text{ h}$, wie sie für praktische Anwendungen erforderlich sind.

Elektrisch gepumpte, grün emittierende Halbleiterlaser konnten bis heute nur auf Basis von ZnSe und den dazugehörigen ternären und quaternären Verbindungen realisiert

¹Die Extrapolation wurde nach 200 h Lebensdaueremessung bei konstant 5 mW Ausgangsleistung und einer Temperatur von $50 \text{ }^\circ\text{C}$ durchgeführt [Nak02].

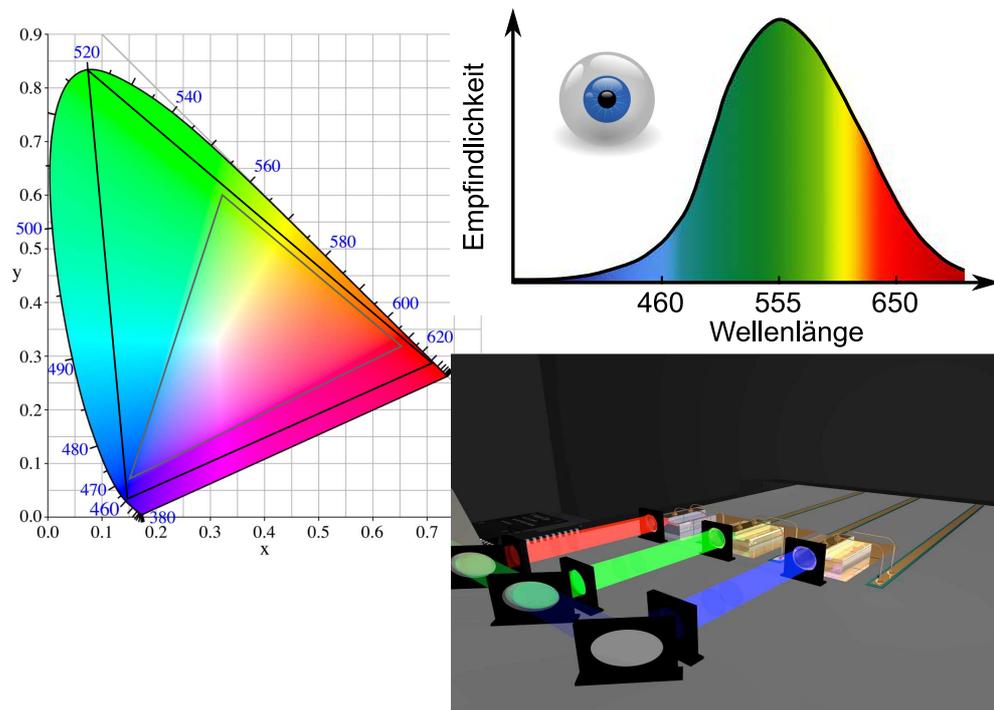


Abbildung 1.1.: Anwendungspotential grün emittierender Laserdioden: Unten rechts ist das RGB-Lasermodul eines Laser-TVs gezeigt. Mit diesem ist es möglich, nahezu alle vom menschlichen Auge wahrgenommenen Farben darzustellen (schwarzes Dreieck), was mit konventionellen TVs (graues Dreieck) nicht möglich ist (CIE-1931-Diagramm, Bild oben links). Durch die hohe Farbempfindlichkeit des menschlichen Auges im grünen Spektralbereich (Bild oben rechts) sind grüne Laser besonders für Positionier- und Messsysteme geeignet.

werden [Haa91]. Bei der weiteren Entwicklung der II-VI-Halbleiterlaser nahm die Sony Corporation Japan eine Vorreiterrolle ein und demonstrierte mit rund 400 h Lebensdauer die bisher langlebigsten Bauelemente [Kat98]. Die ursprüngliche Motivation für die intensive Forschungsarbeit an ZnSe-basierten Laserdioden war die Suche nach kurzwelligen Halbleiterlasern für die Datenspeicherung. Daher sind seit der Realisierung von langlebigen GaN-basierten Halbleiterlaser mit einer Emissionswellenlänge von 405 nm die Arbeiten auf dem Gebiet der ZnSe-basierten Laserdioden deutlich reduziert worden. Das verbliebene Interesse an blau und grün emittierenden Laserquellen für den Einsatz in Displayanwendungen ist dennoch groß. In jüngster Zeit wird verstärkt an Systemen gearbeitet, bei denen die bisher fehlenden Farben über frequenzverdoppelte Infrarotlaserdioden erzeugt werden [Moo05, Niv06]. Diese profitieren von der hohen Lebensdauer GaAs-basierter Halbleiterlaser ($\gg 10.000 h$), jedoch zieht das aufwendigere Bauelementdesign höhere Herstellungskosten nach sich. Es bleibt daher von großem Interesse, ob sich

mit ZnSe-basierten Halbleiterlasern anwendungsrelevante Lebensdauern und Ausgangsleistungen erreichen lassen.

Der Einsatz in Displaysystemen ist jedoch nicht die einzige Anwendung für im grünen Spektralbereich emittierende Halbleiterlaser. Als weiteres großes Einsatzgebiet kommt die Datenübertragung über kurze Entfernungen (z.B. Local Area Networks - LANs) in Frage. Für diese können kostengünstige Plastikfasern (POFs - plastic optical fibers) verwendet werden, deren Kern aus PMMA (Polymethylmethacrylat) besteht. Das Absorptionsminimum solcher Fasern liegt im grünen Spektralbereich, wodurch ZnSe-basierte Halbleiterlaser besonders geeignete Lichtquellen für Übertragungssysteme dieser Art sind [Kai82, Nak02].

Als Laserpointer nicht nur für Präsentationszwecke, sondern auch in Justier- und Meßanwendungen, wären langlebige, grün emittierende Laserdioden weit besser geeignet als die derzeit verwendeten rot emittierenden Bauelemente. Der Grund hierfür ist die Empfindlichkeit des menschlichen Auges, welche im grünen Spektralbereich etwa zehnmal höher als im blauen oder roten ist [Nak02].

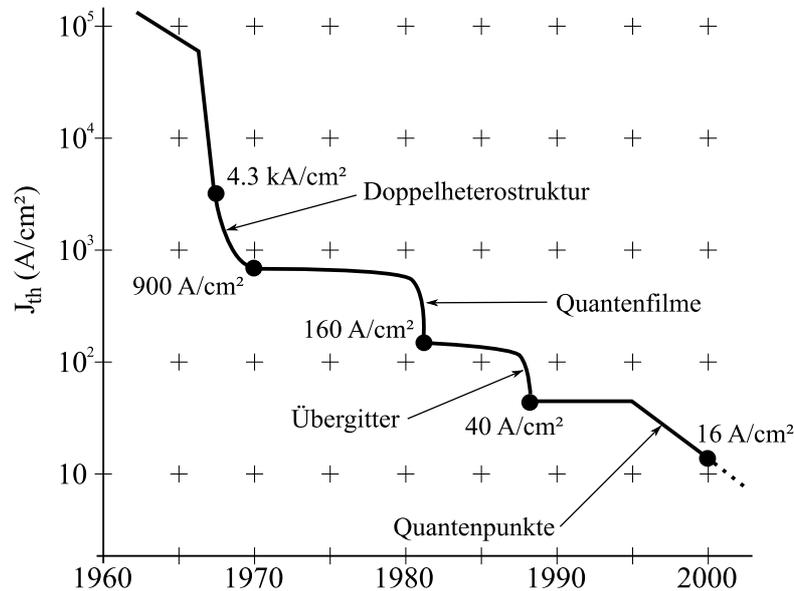


Abbildung 1.2.: Entwicklung der Schwellstromdichte unter dem Einfluss neuer Bauelementdesigns (nach [Rib02]).

In den letzten Jahren wurden beachtliche Fortschritte bei der Entwicklung von Bauelementen gemacht, welche auf niederdimensionalen Strukturen, insbesondere Quantenpunkten basieren. Die Möglichkeit, die Emissionswellenlänge über das Material, die Komposition und Form der darin enthaltenen Quantenpunkte einzustellen, macht diese Bauelemente für Anwendungen besonders attraktiv. Es lassen sich Halbleiterlaser auf Basis von Galliumarsenid herstellen, deren Emissionswellenlängen bei den in der langreichweitigen

Telekommunikation verwendeten Werten von $1,3 \mu\text{m}$ [Huf98] und $1,5 \mu\text{m}$ [Kar05] liegen. Allein der Wechsel des Materialsystems vom bisher verwendeten Indiumphosphid zum Galliumarsenid bringt einen großen Vorteil mit sich. Aufgrund der Verfügbarkeit von Substraten mit größerem Durchmesser sinken die Produktionskosten, da bei einem Prozeßdurchlauf (Epitaxie und Prozessierung) eine weit größere Anzahl von Lasern hergestellt wird. Über die reinen Materialvorteile hinaus besitzen Quantenpunkt-Laser Bauelementeigenschaften, die denen von Quantenfilmlasern weit überlegen sind. Dazu zählen eine niedrigere Schwellstromdichte [Par00], eine höhere Temperaturstabilität [Max97], eine höhere interne Quanteneffizienz [Rib01] und ein sehr hoher Gewinn [Bog01]. Es konnte zudem gezeigt werden, dass Quantenpunkt-Laser für praktische Anwendungen ausreichende Lebensdauern besitzen [Kre05]. Darüber hinaus wurde die Eignung für den Einsatz in hochbitratigen Datenübertragungssystemen demonstriert [Bim97, Rib03, Kun05].

1.1. Ziele dieser Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wird die gezielte Beeinflussung der Eigenschaften von Halbleiterlasern mittels Implantations- und Diffusionsprozessen untersucht. Dazu werden ZnSe-basierte Einzelquantenfilmlaser und InAs/GaAs-Quantenpunkt-Laser verwendet.

Der Fokus bei Halbleiterlasern auf Basis von ZnSe und seiner ternären und quaternären Verbindungen liegt dabei auf der Untersuchung von Verfahren hinsichtlich ihrer Eignung zur signifikanten Erhöhung der Bauelementlebensdauer. Im Mittelpunkt stehen dabei die Generation einer kombinierten Strom- und Indexführung durch eine Ionenimplantation sowie die lokale Eindiffusion zusätzlicher Akzeptoren unterhalb des p-Kontaktstreifens während der Bauelementprozessierung.

Ziel der Arbeiten an InAs/GaAs-Quantenpunkt-Lasern ist die Herstellung eines leistungsfähigen sättigbaren Absorbers, welcher Bestandteil passiv modengekoppelter Halbleiterlaser ist. Aufbauend auf die Ergebnisse aus dem Gebiet der II-VI Laser wird die Anwendbarkeit der Ionenimplantation zur Generation desselben untersucht. Implantierte Absorbersektionen sollten eine höhere Effektivität als die bisher über das Anlegen einer Gegenspannung realisierten Absorber haben. Eine höhere Effektivität erlaubt die Generation kürzerer Pulse mit einer höheren Intensität. Bei der Datenübertragung im TWDM-Verfahren² wären somit höhere Datenübertragungsraten möglich.

1.2. Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in 9 Teile. An die Einleitung schließt sich in Kapitel 2 ein kurzer Einblick in die Grundlagen von Halbleiterlasern an. Das dritte Kapitel widmet sich dem theoretischen Hintergrund von Metall-Halbleiter-Kontakten. Die untersuchten Materialsysteme und ihre Eigenschaften werden im vierten Kapitel vorgestellt. Kapitel 5 gibt einen Überblick über die verwendeten Technologien zur Herstellung von Halbleiterlasern. Im sechsten Kapitel werden die zur Anwendung kommenden Charakterisierungstechnologien besprochen. Die auf dem Gebiet der ZnSe-basierten Laser erzielten

²TWDM = **T**ime and **W**avelength **D**ivision **M**ultiplexing

Ergebnisse werden im Kapitel 7 vorgestellt. Das 8. Kapitel dient der Darstellung der Resultate auf dem Gebiet der InAs/GaAs-Quantenpunktlaser. Abschließend erfolgt im neunten Kapitel die Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit.

Kapitel 1. Einleitung

Kapitel 2.

Halbleiterlaser - Physikalische Grundlagen und Eigenschaften

2.1. Aufbau von Halbleiterlasern

2.1.1. Homostrukturlaser

Die Grundlage eines Halbleiterlasers bildet ein pn-Übergang. Wird an diesen eine elektrische Spannung in Durchlassrichtung angelegt, erfolgt die Injektion von Löchern auf der p-Seite und die von Elektronen auf der n-Seite. Bei Erreichen einer ausreichend hohen Spannung befinden sich hohe Konzentrationen von Elektronen im Leitungsband und von Löchern im Valenzband. In der Übergangszone zwischen p- und n-dotierten Bereichen entsteht die für eine Lasertätigkeit notwendige Besetzungsinversion.

Grundsätzlich ließe sich ein Halbleiterlaser mit zwei Halbleiterschichten realisieren, welche sich nur durch die Art ihrer Dotierung unterscheiden (Homostrukturlaser). Aufgrund der fehlenden Ladungsträgerführung (engl. carrier confinement) treten hohe Verlustströme über den pn-Übergang auf, und die erreichbare Besetzungsinversion ist nicht sehr groß. Es sind daher sehr hohe Pumpströme für die Lasertätigkeit erforderlich, was mit einer starken thermischen Belastung des Bauelements einhergeht. Bei Homostrukturlasern konnte aus diesem Grund die Lasertätigkeit nur bei tiefen Temperaturen (flüssiger Stickstoff, 77K) und bei gepulster Anregung demonstriert werden [Hal62].

Halbleiterlaser, welche sich stabil bei Raumtemperatur betreiben lassen, konnten erst durch die Einführung der Doppelheterostruktur realisiert werden [Alf63, Kro63, Kro67]. Bei dieser befindet sich die aktive Zone des Lasers, in der die Rekombination der Ladungsträger erfolgt, zwischen Halbleiterschichten (Mantelschichten) mit größerer Energiebandlücke. Die Besetzungsinversion entsteht dadurch in einem Potentialtopf und der Ladungsträgerverlust über den pn-Übergang wird verringert. Neben dieser Ladungsträgerführung entsteht eine optische Führung (Wellenleiterstruktur) für das generierte Licht, da der Brechungsindex in einem gegebenen Materialsystem (z.B. ZnSe, GaAs sowie die zugehörigen ternären und quaternären Verbindungen) mit zunehmender Bandlücke kleiner wird.

Mit abnehmender Dicke der aktiven Zone verbessert sich die Ladungsträgerführung. Anders verhält sich die optische Wellenführung. Diese geht verloren, wenn $d < \lambda/n$ wird (d : Abstand der Mantelschichten (engl. cladding layers) zueinander, λ : Emissionswellenlänge des Lasers, n : Brechungsindex). Eine weitere Erhöhung der Lasereffizienz erfordert daher die Trennung der Ladungsträgerführung von der optischen Wellenführung, welche

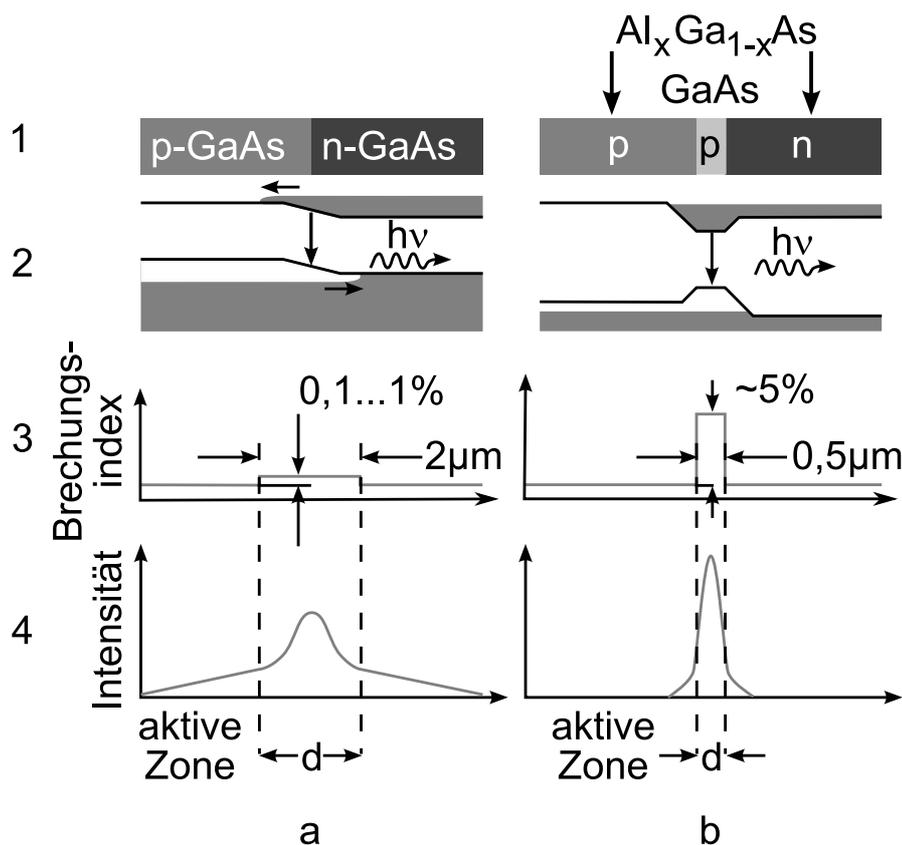


Abbildung 2.1.: Vergleich wichtiger Eigenschaften von (a) Homo- und (b) Doppelheterostrukturlasern nach [Sze85]. Zeile 2 zeigt schematisch die Energiebanddiagramme unter Vorwärtsspannung. Der entstehende Brechungsindexsprung ist in der dritten Zeile schematisch dargestellt. Die unterste Reihe zeigt die optische Wellenführung.

man durch die Erweiterung der Doppelheterostruktur zur Separate Confinement Double Heterostructure (SCDH-Struktur) erreicht [Tho73, Pan73, Cas74]. Diese wird im folgenden Abschnitt genauer beschrieben.

2.1.2. Separate Confinement Double Heterostructure

Eine Doppelheterostruktur mit getrennter Führung der Ladungsträger und der entstehenden Lichtwelle unterscheidet sich von der klassischen Doppelheterostruktur durch die von Wellenleiterschichten (engl. waveguide layers) umgebene aktive Zone. An diese schließen sich die für die optische Führung erforderlichen Mantelschichten an (siehe Abb. 2.2).

Der für die Ladungsträgerführung notwendige Unterschied in der Energiebandlücke E_G zwischen der aktiven Zone und den Wellenleiterschichten ist relativ klein und der damit verbundene Brechungsindexunterschied beeinflusst die Lichtausbreitung nur wenig.

Für die optische Wellenführung zwischen den Mantelschichten gilt die Bedingung für Totalreflexion:

$$\sin \theta > \frac{n_{cladding}}{n_{waveguide}} \quad (2.1)$$

Für eine effektive Wellenführung ist daher eine möglichst große Differenz der Brechungsindizes anzustreben (siehe 2.2 rechts).

Diese Schichtstruktur erlaubt eine von der optischen Führung unabhängige Optimierung der Ladungsträgerführung. Die Dicke der aktiven Zone kann bis in den Bereich der de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen, das heißt wenige Nanometer, reduziert werden. In diesem Fall spalten die bisher kontinuierlichen Energiebänder in diskrete Niveaus auf. Durch die von den Wellenleiterschichten eingeschlossene aktive Zone entsteht ein Potentialtopf, welcher die Ladungsträgerführung bildet.

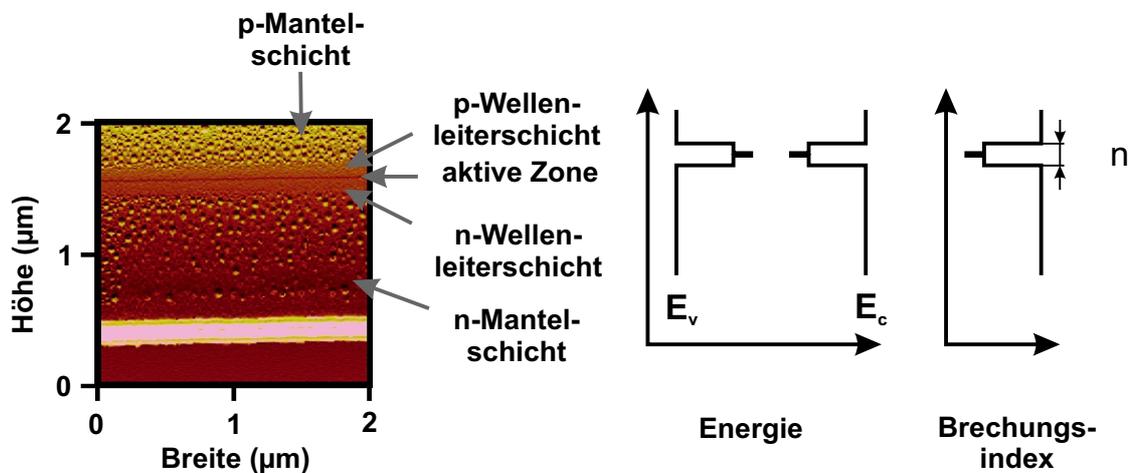


Abbildung 2.2.: Separate Confinement Double Heterostructure (SCDH-Struktur): Das linke Bild zeigt die Rasterkraftmikroskop-Aufnahme einer Facette einer ZnSe-basierten Einzelquantenfilmlaserstruktur. Die Rauigkeit der Mantelschichten entsteht durch die Oxidation des enthaltenen Magnesiums. Im mittleren Bild ist schematisch die dazugehörige Energiebandstruktur dargestellt. Das rechte Bild zeigt den Brechungsindexverlauf.

Halbleiterlaser mit dieser Struktur werden als *Quantenfilmlaser* (quantum well laser) bezeichnet. Durch die Verwendung von Quantenpunkten als aktive Zone kann eine Lokalisierung der Ladungsträger in allen drei Raumrichtungen erreicht werden. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten ZnCd(S)Se-Einzelquantenfilmlaser und In(Ga)As-*Quantenpunktlaser* (quantum dot laser) werden in Kapitel 4 genauer betrachtet.

2.2. Gewinn- und Indexführung

In Bezug auf die laterale Führung der Ladungsträger und der optischen Welle lassen sich Halbleiterlaser in gewinn- und indexgeführte Bauelemente aufteilen.

In gewinngeführten Laserdioden werden die Verstärkungsbereiche durch die gezielte Beeinflussung des Stromflusses erzeugt, beispielsweise durch das Aufbringen der Metallkontaktstreifen. In Abbildung 2.3 ist der Querschnitt einer Laserfacette dargestellt.

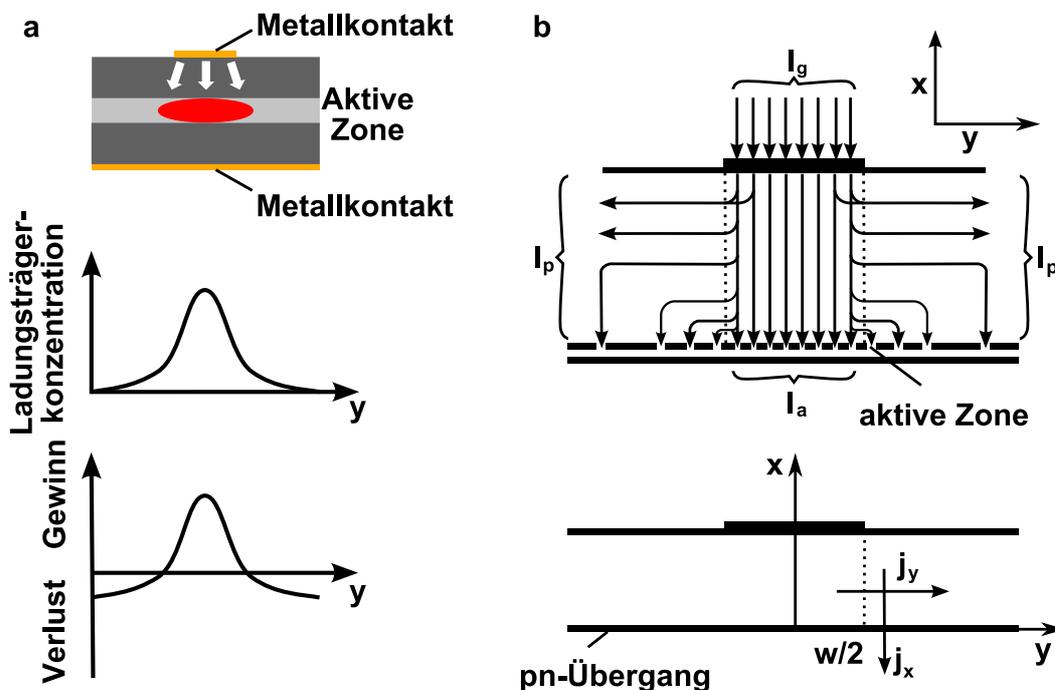


Abbildung 2.3.: Gewinngeführte Laserdiode: (a) Querschnittsansicht, Verteilung der Ladungsträgerkonzentration und Gewinnverteilung nach [Num04]; (b) Schematische Darstellung der Strompfadaufweitung nach [Mro91].

Die Pfeile veranschaulichen den Stromfluß. Nur ein Teil I_a des Gesamtstroms trägt zur Lasertätigkeit in der aktiven Zone bei. Der restliche Teil I_p fließt in die sich seitlich anschließenden passiven Gebiete. Es gilt daher [Yon73, Tsa78, Mro91]:

$$I_g = I_a + 2 I_p \quad (2.2)$$

- I_g : gesamter in den Kontaktstreifen injizierter Strom
- I_a : Teilstrom in die aktive Zone
- I_p : Teilstrom in den passiven Bereich auf einer Seite des Laserstreifens.

Für den Teilstrom in den passiven Teil gilt:

$$I_p = \left(\frac{2 L I_a}{\beta R_{\square} w} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

L	:	Länge des Streifenkontakts (Kavitätslänge)
w	:	Breite des Streifenkontakts
β	:	Konstante mit

$$\beta = \frac{e}{n_w k_B T} \quad (2.4)$$

e	:	Elementarladung
k_B	:	Boltzmann-Konstante
T	:	Temperatur
n_w	:	Konstante zwischen 1..2, bei III-V-Materialien ist diese 2 [Mro91]

R_{\square}	:	Flächennormierter Widerstand (Zur Berücksichtigung der Dicken und Widerstände der Schichten zwischen Kontakt und aktiver Zone)
---------------	---	--

$$R_{\square}^{-1} = \sum_i \frac{d_i}{\rho_i} \quad (2.5)$$

d_i	:	Dicke der i-ten Schicht
ρ_i	:	Spezifischer Widerstand der i-ten Schicht.

Für eine weiterführende Betrachtung der Strompfadaufweitung sei auf die Arbeiten von Joyce und Weple verwiesen [Joy70].

Aufgrund der Strompfadaufweitung sind gewinngeführte Laserdioden ineffektiv, weil mit zunehmendem Pumpstrom auch der Verluststrom in die passiven Bereiche zunimmt. Theoretisch ließe sich die Strompfadaufweitung durch einen höheren Widerstand der Schichten reduzieren. Dies ist jedoch unpraktikabel, da eine erhöhte Erwärmung des Bauelements die Folge wäre, die mit einer exponentiellen Anstieg des Schwellstromes I_{th} gekoppelt ist:

$$I_{th}(T_2) = I_{th}(T_1) e^{\frac{T_2 - T_1}{T_0}} \quad (2.6)$$

I_{th}	:	Schwellstrom
T_1, T_2	:	Temperaturen während der Messung
T_0	:	Charakteristische Temperatur.

Des weiteren reduziert eine höhere Erwärmung die Lebensdauer eines Halbleiterlasers. Eine Alternative bietet die zusätzliche Dotierung der Schichten unterhalb des Streifenkontakts bei gleichzeitiger Beibehaltung des hohen Widerstands in den passiven Bereichen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Verfahren zur zusätzlichen Dotierung von Schichten unterhalb des Kontaktstreifens von ZnSe-basierten Halbleiterlasern entwickelt (siehe Kap. 7.1.1).

Eine Erhöhung der Streifenbreite, welche in Gleichung 2.3 zur Verringerung des Verluststromes führt, ist keine praktikabler Ansatz. Insbesondere für die Glas- oder Polymerfaserdatenkommunikation sind transversal monomodige Halbleiterlaser erforderlich, die sich nur mit Streifenbreiten von wenigen Mikrometern realisieren lassen.

Ein weiterer Nachteil gewinngeführter Laserdioden ist die in lateraler Richtung nicht vorhandene effektive optische Führung der Lichtwelle, wodurch deren Ausbreitung in

passive Gebiete nicht unterdrückt wird. Der im Laserbetrieb entstehende schwache Brechungsindexsprung, welcher unter anderem durch die im Vergleich zu den passiven Gebieten höhere Erwärmung des aktiven Bereichs entsteht, ist proportional zum Injektionsstrom. Eine effektive optische Führung des generierten Lichts in lateraler Richtung erfordert Halbleiterlaser, in denen auch in lateraler Richtung eine Wellenleiterstruktur vorhanden ist, welche durch die Bauelementmaterialien gebildet wird. Halbleiterlaser dieser Bauform bezeichnet man als indexgeführte Halbleiterlaser.

Für die Herstellung dieser Bauelemente wurde eine Vielzahl von Verfahren entwickelt. Dazu gehören:

Epitaxie auf strukturierten Substraten: Bei diesem Verfahren wird in einem ersten Schritt auf dem n-dotierten Substrat eine p-dotierte Schicht des Substratmaterials abgeschieden. Danach wird der Epitaxieprozeß unterbrochen, und es erfolgt die Herstellung der Grabenstruktur (z.B. durch Ätzen). Im Anschluß wird der Wachstumsprozeß zur Abscheidung der Laserstruktur fortgesetzt. Durch die p-dotierten Grabenwände entsteht eine Stromführung. Bei in Durchlassrichtung betriebener Laserstruktur ist der Übergang von n-ZnSe zu p-GaAs in Sperrrichtung geschaltet. Die optische Führung erfolgt durch die auch auf den Grabenwänden abgeschiedene n-dotierte Mantelschicht, welche einen im Vergleich zur aktiven Zone kleineren Brechungsindex besitzt. Durch die Unterbrechung des Wachstumsprozesses ist dieses Verfahren sehr kostenintensiv.

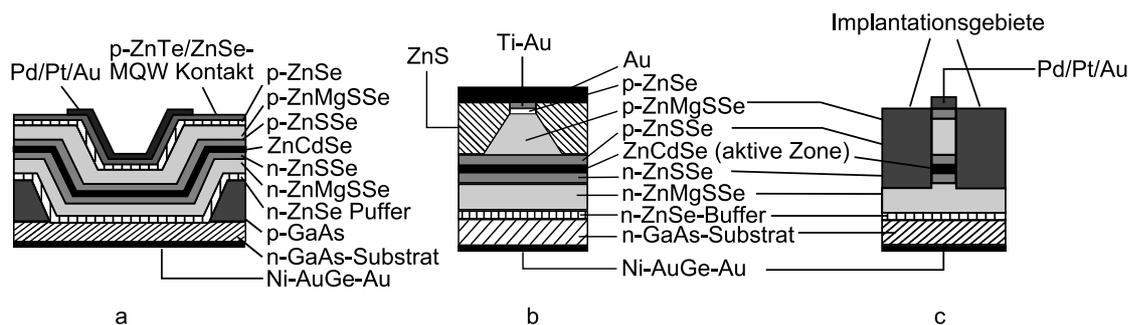


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung verschiedener indexgeführter ZnSe-basierter Laserdioden. (a) Epitaxie auf strukturierten Substraten, (b) vergrabene Stegwellenleiterstruktur nach [Haa93], (c) implantationsinduzierte Durchmischung.

Herstellung vergrabener Stegwellenleiterlaser (buried-ridge waveguide laser): Hierbei werden durch Ätzen die Bereiche neben den Laserstreifen entfernt und anschließend mit einem Material mit kleinerem Brechungsindex wieder aufgefüllt. Als Füllmaterialien werden üblicherweise Isolatoren verwendet, wie zum Beispiel Siliziumnitrid oder bei ZnSe-basierten Bauelementen polykristallines Zinksulfid [Haa93]. Somit entsteht verbunden mit der optischen Führung auch bei diesem Verfahren eine Ladungsträgerführung.

Implantationsinduzierte Durchmischung: Durch die Implantation von Ionen erfolgt eine Generation von Defekten (Leerstellen) im Bereich der aktiven Zone, welche Diffusionsprozesse initiieren, die zu einer Durchmischung von Schichten mit verschiedenen Brechungsindizes führen. Im Falle einer Laserstruktur entsteht durch die Durchmischung von Mantelschichten und aktiver Zone ($n_{Mantel} < n_{aktiveZone}$) eine Wellenführung, da der Brechungsindex in den durchmischten Bereichen, welche in lateraler Richtung an die aktive Zone angrenzen, im Vergleich zu den nicht durchmischten Bereichen kleiner ist [Hol85, Hol86]. Dies ist insbesondere bei II-VI-Lasern möglich, wenn die Ionenenergie so gewählt ist, dass in der Tiefe der aktiven Zone und deren Umgebung eine ausreichend hohe Anzahl von Gruppe-II Leerstellen erzeugt wird. Über diese findet die bevorzugte Diffusion von Cadmium und Magnesium statt [Kut97, Str98], wodurch der Brechungsindex in diesen Bereichen sinkt. Somit entsteht in lateraler Richtung eine Wellenleiterstruktur. Die durch die Ionenimplantation generierten Leerstellen wirken gleichzeitig als tiefe Störstellen. Daher werden die an den Laserstreifen angrenzenden Bereiche semi-isolierend und der Stromfluß ist somit auf den Bereich direkt unter dem Kontaktstreifen eingeeengt. Durch diese implantationsinduzierte Unterdrückung der Strompfadaufweitung konnte durch J.C. Dymont et al. bereits bei 1972 durchgeführten Untersuchungen eine Reduzierung des Schwellstroms von 50% gezeigt werden [Dym72].

Die Herstellung von vergrabenen Stegwellenleiterlasern ist ein Standardverfahren für indexgeführte Halbleiterlaser. Das Ätzen der Stegwellenleiter erfordert die Anwendung von apparativ aufwendigen plasmaunterstützten Ätz- und Beschichtungsverfahren (siehe Abschnitt 5.1). Auf letztere kann bei der implantationsinduzierten Durchmischung verzichtet werden, da sowohl die optische Führung als auch die Ladungsträgerführung durch einen Implantationsschritt aus der vorhandenen Halbleiterschichtstruktur selbst erzeugt wird. Dieses Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit zur Herstellung indexgeführter ZnSe-basierter Laserdioden verwendet und weiterentwickelt. Eine detaillierte Beschreibung des technologischen Ablaufs erfolgt in Abschnitt 5.2.

2.3. Modenkopplung in Halbleiterlasern

Die Erzeugung der zur Datenübertragung notwendigen kurzen Laserpulse kann mittels direkt modulierter oder modengekoppelter Halbleiterlaser erfolgen. Durch Modenkopplung lassen sich um ein mehrfaches höhere Pulsfrequenzen erreichen als mit der Direktmodulation. Als Modenkopplung bezeichnet man die phasenstarre Verbindung - das Koppeln - der im Halbleiterlaser vorhandenen Longitudinalmoden. Der Abstand dieser Moden ist durch

$$\Delta f = \frac{c}{2nL} \quad (2.7)$$

Δf	:	Frequenzabstand der Moden
c	:	Lichtgeschwindigkeit
L	:	Resonatorlänge
n	:	ganze Zahl

gegeben. Bei Kopplung dieser Moden emittiert der Laser einen optischen Pulszug der Frequenz Δf . Die Erzeugung dieser Pulse erfolgt über eine periodische Modulation der

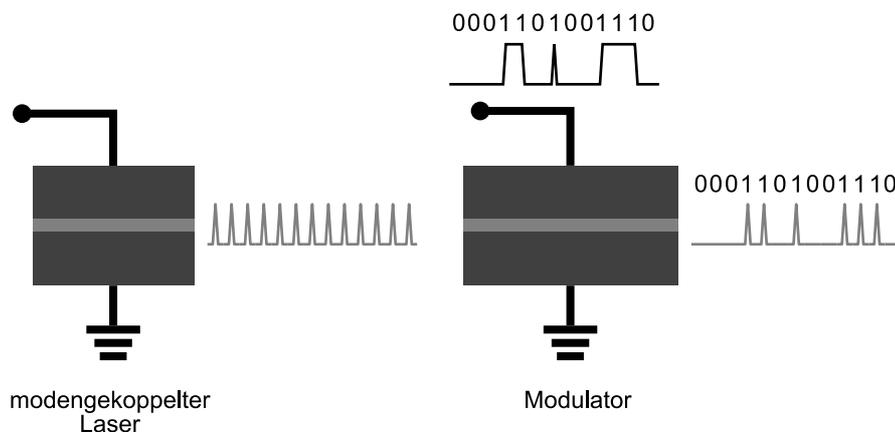


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung der Erzeugung des optischen Datensignals bei Verwendung eines modengekoppelten Lasers. Die durch den Laser emittierte regelmäßige Pulsfolge wird einem elektro-optischen Modulator zugeführt. Entsprechend des vorgegebenen elektrischen Datensignals löscht dieser optische Pulse aus und generiert damit das optische Datensignal, welches an den Detektor übertragen wird [Fio04].

Verstärkung im Laserresonator. Fällt bei den nachfolgenden Umläufen des Pulses in der Laserkavität das Intensitätsmaximum des Lichtpulses mit dem Maximum der modulierten Verstärkung zusammen, so werden die Pulsflanken weniger verstärkt als der Teil maximaler Intensität. Dieser Pulsverkürzung wirken mehrere pulsverbreitende Mechanismen, wie z.B. Dispersion, Rauschen und endliche Breite des spektralen Gewinns entgegen, so dass sich eine stabile Pulsfolge mit endlicher Pulsbreite einstellen kann [Sch93]. Abhängig vom Mechanismus, über welchen die feste Phasenbeziehung der Moden hergestellt wird, unterscheidet man folgende Arten der Modenkopplung:

Aktive Modenkopplung: Diese entsteht über eine direkte (aktive) Modulation der Verstärkung über den Pumpstrom des Lasers. Die Modulationsfrequenz entspricht der Kreisumlauffrequenz, welche dem Frequenzabstand der Moden entspricht (siehe Gleichung 2.7).

Passive Modenkopplung: Hierbei wird in den Laserresonator ein sättigbarer Absorber eingebracht. Eine Modulation von außen erfolgt bei diesem Verfahren nicht. Die verwendeten Halbleiterlaser bestehen aus zwei Sektionen, der Gewinnsektion und der Absorbersektion. Erreichen die ersten in der Gewinnsektion generierten Photonen die Absorbersektion, so werden diese mit großer Wahrscheinlichkeit absorbiert. Nach Ablauf der Lebensdauer τ_R relaxieren die ins Leitungsband angeregten Elektronen durch Rekombinationsprozesse. Ihre Anzahl im Leitungsband steigt mit

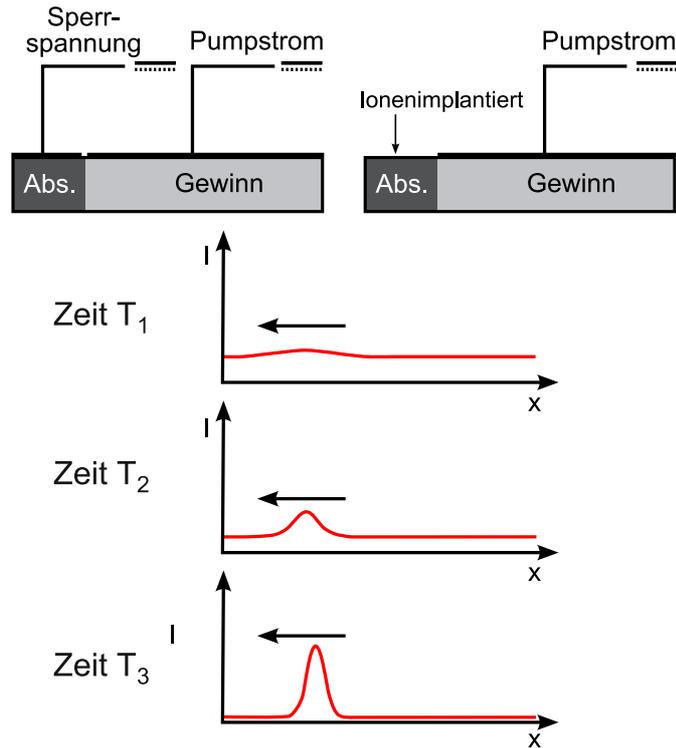


Abbildung 2.6.: Schematische Darstellung von Halbleiterlasern für die passive Modenkopplung und der zeitlichen Entwicklung des Pulses (Zeit $T_1 < T_2 < T_3$).

zunehmender Photonendichte P . Erreicht die Photonendichte den Wert P_s , ist der Absorber gesättigt, das heißt die Anzahl von Elektronen im Leitungsband ist gleich der im Valenzband. Für Photonendichten $P > P_s$ ist der Absorber transparent. Die für $P < P_s$ und $P > P_s$ verschiedene Absorption führt als nichtlinearer Prozess zur Kopplung der Moden. Bei jedem Kavitätsumlauf eines Lichtpulses und dem damit verbundenen Durchlaufen des Absorbers dient dessen Anstiegsflanke mit Photonendichten $P < P_s$ der Absorbersättigung, dagegen wird der Anteil des Pulses mit einer Photonendichte $P > P_s$ verstärkt (siehe Abb. 2.6). Voraussetzung ist jedoch eine Lebensdauer τ_R , die kleiner als die Umlaufzeit T des Pulses ist [Fio04]. Entsprechend kleine Lebensdauern lassen sich durch tiefe Störstellen erreichen, welche durch eine Ionenimplantation in der Absorbersektion generiert werden (siehe dazu Abschnitt 5.2). Alternativ dazu kann der gesättigte Absorber auch durch Anlegen einer Gegenspannung wieder in den Ausgangszustand versetzt werden.

Hybride Modenkopplung: Diese kombiniert die aktive und passive Modenkopplung miteinander. Die verwendeten Bauelemente verfügen, wie bei der passiven Modenkopplung, über eine Gewinn- und Absorbersektion. Zusätzlich erfolgt eine aktive Modulation der Verstärkung mit der Kavitätsumlauffrequenz. Die dazu notwendige

HF-Spannung wird an der hochohmigen Absorbersektion angelegt, da Einkopplung an dieser effektiver als an der Gewinnsektion ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Eignung der Ionenimplantation zur Generation eines effektiven sättigbaren Absorbers in InAs-Quantenpunktlasern untersucht. Die Beschreibung der technischen Durchführung erfolgt in Abschnitt 5.2

2.4. Kenngrößen von Halbleiterlasern

2.4.1. Schwellstrom I_{th} - Schwellstromdichte J_{th}

Der für das Einsetzen der Lasertätigkeit notwendige Injektionsstrom wird als Schwellstrom I_{th} bezeichnet. Die Schwellstromdichte J_{th} ist der Schwellstrom pro Injektionsfläche. An der Laserschwelle gleicht der Gewinn im Bauelement die internen Verluste α_{int} und die Spiegelverluste α_{mir} aus. Es gilt daher:

$$g_{th} = \alpha_{int} + \alpha_{mir} \quad \text{mit} \quad \alpha_{mir} = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (2.8)$$

$$= \alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad \text{bzw. bei } R_1 = R_2 = R \quad (2.9)$$

$$= \alpha_{int} + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \quad (2.10)$$

g_{th}	:	Schwellgewinn
α_{int}	:	interne Verluste
α_{mir}	:	Spiegelverluste
R_1	:	Reflektivität Facette 1
R_2	:	Reflektivität Facette 2
L	:	Resonatorlänge.

2.4.2. Effizienz

Den Anteil an vorhandenen Elektron-Loch-Paaren, welcher im Halbleiterlaser in Photonen umgewandelt wird, bezeichnet man als interne differentielle Quanteneffizienz η_{int} . Von den generierten Photonen verlässt jedoch nur ein Bruchteil den Laserresonator. Diesen Anteil nennt man als Spiegelverluste α_{mir} . Hinzu kommen die internen Verluste α_{int} , welche sich hauptsächlich aus der Streuung von Photonen an Defekten und Ladungsträgern sowie Rauigkeiten des Wellenleiters zusammensetzen. Die gestreuten Photonen erfüllen nicht die Bedingung für die Totalreflexion (Glg. 2.1) und verlassen den Wellenleiter. Die externe differentielle Quanteneffizienz η_{diff} ist daher die um das Verhältnis von Spiegelverlusten zu Gesamtverlusten reduzierte interne differentielle Quanteneffizienz, das heißt:

$$\eta_{diff} = \eta_{int} \cdot \frac{\alpha_{mir}}{\alpha_{mir} + \alpha_{int}} \quad (2.11)$$

η_{diff}	:	externe differentielle Quanteneffizienz
η_{int}	:	interne differentielle Quanteneffizienz.

Durch Einsetzen der Spiegelverluste aus 2.8 erhält man:

$$\eta_{diff} = \eta_{int} \frac{\frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{\alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}. \quad (2.12)$$

Durch Umformung erhält man:

$$\frac{1}{\eta_{diff}} = \frac{1}{\eta_{int}} + \frac{1}{\eta_{int}} \cdot \frac{2L \alpha_{int}}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} \quad \text{bzw. bei } R_1 = R_2 = R \quad (2.13)$$

$$= \frac{1}{\eta_{int}} + \frac{1}{\eta_{int}} \cdot \frac{L \alpha_{int}}{\ln\left(\frac{1}{R}\right)}. \quad (2.14)$$

Aus Gleichung 2.14 ergibt sich das Verfahren zur Bestimmung der internen Quanteneffizienz η_{int} und der internen Verluste α_{int} . Die Messung der Ausgangsleistung-Strom-Charakteristik (PI-Charakteristik) von Bauelementen, die sich nur durch die Resonatorlänge unterscheiden, liefert die dazugehörigen Werte für η_{diff} . Abbildung 2.7 zeigt die

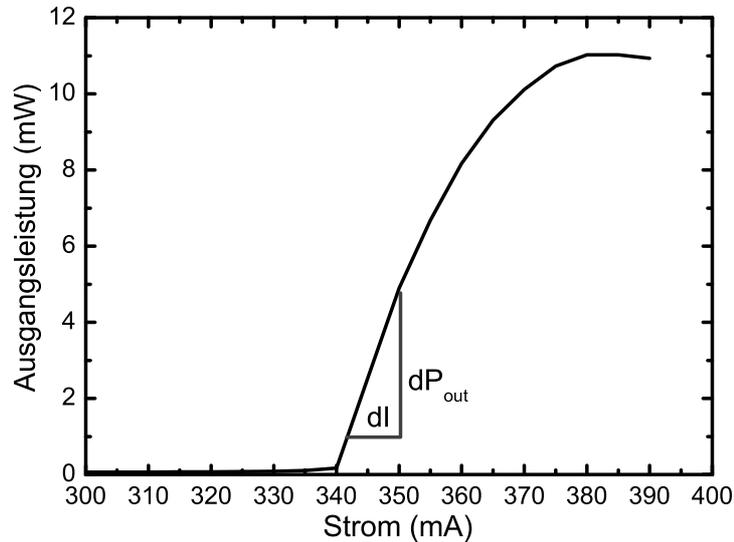


Abbildung 2.7.: PI-Charakteristik einer Indiumarsenid-Quantenpunktlaserdiode

PI-Charakteristik einer Laserdiode. Aus dem linearen Anteil der Kennlinie während des Laserbetriebs lässt sich die Anstiegseffizienz (engl. slope efficiency) bestimmen.

$$s = \frac{dP_{out}}{dI} \quad (2.15)$$

P_{out} : optische Ausgangsleistung (beider Facetten)
 I : Injektionsstrom.

Aus dieser und einem wellenlängenabhängigen Vorfaktor ergibt sich die differentielle externe Quanteneffizienz:

$$\eta_{diff} = \frac{2e}{h\nu} \cdot \frac{dP_{out}}{dI} \quad (2.16)$$

- e : Elementarladung
- h : Plancksches Wirkungsquantum
- ν : Emissionsfrequenz; $\nu = c/\lambda$ mit c : Lichtgeschwindigkeit, λ : Emissionswellenlänge.

Die grafische Darstellung $y = \eta_{diff}^{-1}(L)$ liefert über eine Extrapolation auf $L = 0$ den Wert der internen Quanteneffizienz η_{int} . Der Anstieg dieser Geraden erlaubt die Bestimmung der internen Verluste α_{int} .

Das Verhältnis von optischer Leistung zu aufgewendeter elektrischer Leistung wird als Konversionseffizienz (oder auch wall-plug efficiency) η_{tot} bezeichnet. Diese ist gegeben durch:

$$\eta_{tot} = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{P_{out}}{IU} \quad (2.17)$$

- P_{in} : elektrische Eingangsleistung
- U : Spannung.

2.4.3. Transparenzstromdichte

Als Transparenzstromdichte bezeichnet man die Schwellstromdichte für ein Bauelement mit verschwindenden Spiegelverlusten, das heißt einen Laser mit der Resonatorlänge $L \rightarrow \infty$ (Siehe Glg. 2.8).

Unter der Voraussetzung einer vernachlässigbaren Besetzung höherer Energieniveaus weisen Quantenfilmlaser eine logarithmische Gewinn-Stromstärke-Charakteristik auf .

$$G = g - \alpha_{int} = g_0 \ln \left(\frac{J}{J_{tr}} \right) \quad (2.18)$$

- G : Netto-Gewinn
- g : Gewinn
- g_0 : Verstärkungskoeffizient
- J_{tr} : Transparenzstromdichte.

Durch Einsetzen in die Schwellbedingung Glg. 2.10 ergibt sich

$$g_{th} = \alpha_{int} + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) = g_0 \ln \left(\frac{J_{th}}{J_{tr}} \right) + \alpha_{int}. \quad (2.19)$$

Für $L \rightarrow \infty$ gilt $J_{th} = J_{tr}$ und man erhält die Schwellbedingung für einen transparenten Resonator:

$$g_{th} = \alpha_{int}. \quad (2.20)$$

Experimentell wird die Transparenzstromdichte durch die Messung der Schwellstromdichte von Bauelementen, welche sich nur durch ihre Resonatorlänge unterscheiden, bestimmt. Aus einer grafischen Auftragung des natürlichen Logarithmus der gemessenen Schwellstromdichten über der inversen Kavitätäslänge lässt sich die Transparenzstromdichte durch eine lineare Extrapolation auf $L = \infty$ ermitteln.

Kapitel 3.

Metall-Halbleiter-Kontakt

Die Integration von Halbleiterbauelementen in einen elektrischen Stromkreis erfordert die Herstellung von Metall-Halbleiter-Kontakten. Metall und Halbleiter besitzen in den meisten Fällen unterschiedliche Austrittsarbeiten $\Phi_m \neq \Phi_s$, das heißt, die Fermi-Niveaus befinden sich bei unterschiedlichen Energien. Werden nun Metall und Halbleiter miteinander in Kontakt gebracht, findet ein Energieausgleich zwischen beiden Materialien statt. Dieser erfolgt über einen Elektronenfluß vom Material hoher zum Material niedriger Fermi-Energie. Aufgrund der im Vergleich zum Metall geringen Ladungsträgerkonzentration erfolgt die Potentialänderung nahezu ausschließlich im Halbleiter, wodurch sich in diesem eine ausgedehnte Verarmungszone bildet.

Neben den Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter hat die Art der Majoritätsladungsträger einen entscheidenden Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften des Kontaktes. Aus diesen Materialeigenschaften ergeben sich somit vier verschiedene Kontakttypen. Dies sind:

1. Kontakt zwischen Metall und p-Halbleiter:

- a) $\phi_m < \phi_s$
- b) $\phi_m > \phi_s$

2. Kontakt zwischen Metall und n-Halbleiter:

- a) $\phi_m < \phi_s$
- b) $\phi_m > \phi_s$

Das diese Übergänge beschreibende Modell wurde durch W. Schottky erarbeitet [Sch38, Sch39].

3.1. Das Schottky-Modell

3.1.1. Übergang von Metall und p-Halbleiter

Aufgrund der besonderen Relevanz für die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse soll der Fall des Metall-p-Halbleiterkontaktes genauer betrachtet werden. Für eine ausführliche Betrachtung des n-Kontaktes sei auf die Literatur verwiesen (z.B. [Wil90]). In den Abbildungen 3.1 a/b ist der Fall gezeigt, bei welchem die Austrittsarbeit des Metalls Φ_m kleiner als die Austrittsarbeit des p-dotierten Halbleiters Φ_s ist. Hierbei findet

der Ladungsträgerausgleich zwischen Metall und Valenzband des Halbleiters statt, dass heißt, freie Elektronen des Metalls diffundieren in den Halbleiter und rekombinieren dort mit den Löchern. Die negative Ladung der ortsfesten, ionisierten Akzeptoren bleibt erhalten. Somit entsteht eine Raumladung in Form einer Oberflächenverarmungszone, welches mit einer Bandverbiegung an dieser Stelle einhergeht. Diese ist auch erforderlich, da die Elektronenaffinität χ_s als Materialkonstante über diesen Vorgang nicht geändert wird.

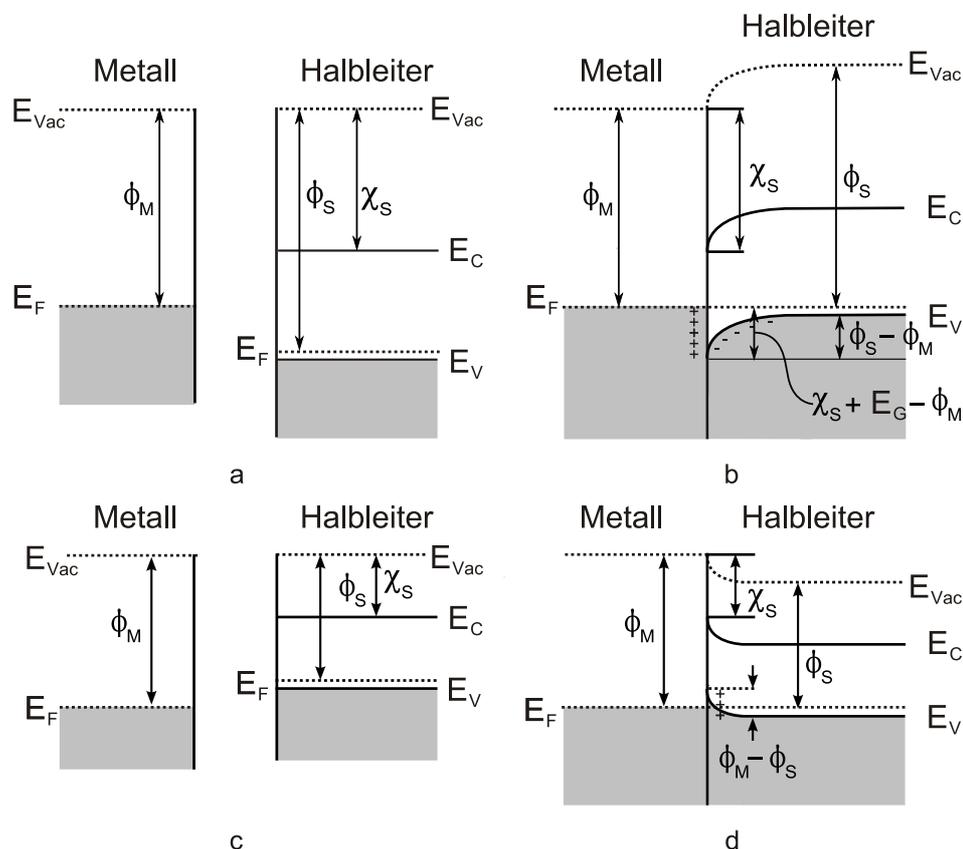


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der Energie-Niveau-Verhältnisse bei Metall-p-Halbleiter-Kontakten. (a) und (b) zeigen den Fall $\phi_m < \phi_s$. Der Kontakt (b) wirkt als Gleichrichter, da eine Barriere der Größe $(\phi_s - \phi_m)$ für den Löcherfluß existiert. Die Löcherbarriere wird abgesenkt, wenn eine positive Spannung an den Halbleiter angelegt wird. Die Bilder (c) und (d) zeigen den Fall $(\phi_m > \phi_s)$, bei welchem keine Barriere vorhanden ist. Der Kontakt ist ohmsch.

Der Kontakt ist in diesem Fall gleichrichtend. Bei Anlegen einer externen Spannung ist er in Durchlassrichtung geschaltet, wenn die positive Spannung an den Halbleiter angelegt wird.

Die Abbildungen 3.1 c/d zeigen den Fall $\phi_m > \phi_s$. Hierbei findet der Ausgleich der Fermi-Energien über einen Elektronenfluß aus dem Valenzband des Halbleiters ins Metall statt.

Im Unterschied zum vorangegangenen Fall stellt die dabei entstehende Bandverbiegung jedoch keine Ladungsträgerbarriere dar und der Kontakt zeigt ohmsches Verhalten.

3.1.2. Metall-Halbleiter-Kontakt - der reale Fall

Die Verhältnisse an realen Metall-Halbleiter-Übergängen lassen sich in vielen Fällen nicht durch das einfache Schottky-Modell beschreiben. Oberflächenzustände des Halbleitermaterials verursachen Gleichrichtereigenschaften des Übergangs, welche unabhängig von der Austrittsarbeit des jeweiligen Metalls sind [Bar47].

Ein solches Verhalten wurde beispielsweise bei p-Zinkselenid beobachtet, dem Basismaterial der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten II-VI-Laserdioden. Koide fand bei einer Vielzahl von Metallen mit Austrittsarbeiten $4,0 < \phi_m < 6,0 eV$ eine davon unabhängige Schottky-Barriere von $1,2 \pm 0,1 eV$ [Koi97]. Dieses Verhalten wird durch Oberflächenzustände hervorgerrufen, welche eine Energieverteilung innerhalb der Bandlücke besitzen. Wenn die durch diese Zustände verursachte Bandverbiegung größer ist als der Unterschied der Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter, wird die Austrittsarbeit des Metalls vernachlässigbar. Bei Metallkontakten zu Galliumarsenid wurde ein ähnliches Verhalten beobachtet [Spi80].

Zur Herstellung von ohmschen Kontakten auf diesen Materialsystemen wird die Zunahme von Tunnelprozessen mit abnehmender Barrierendicke ausgenutzt. Wie Gleichung 3.2 für p-Halbleiter zeigt, ist letztere umgekehrt proportional zur freien Ladungsträgerkonzentration im Halbleiter.

$$W = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{e (-N_{A^*})} V_{bi}} \quad \text{bzw. mit} \quad V_{bi} = \frac{\phi_m - \phi_s}{e} \quad (3.1)$$

$$= \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{e (-N_{A^*})} \cdot \frac{\phi_s - \phi_m}{e}} \quad (3.2)$$

- W : Dicke der Verarmungszone
- ϵ_s : Dielektrizitätskonstante des Halbleiters $\epsilon_s = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$
- e : Elementarladung
- V_{bi} : Build-in-Spannung
- N_{A^*} : Netto-Akzeptorkonzentration $N_{A^*} = N_{A^-} - N_{D^+}$.

Die abschließende Schicht einer Laserstruktur verfügt daher über eine möglichst hohe Dotierung. Der Stromfluß wird dann durch Tunnelprozesse dominiert und der Metall-Halbleiter-Kontakt zeigt ohmsches Verhalten. Im Falle von Galliumarsenidlaserdioden ist dies eine hochdotierte p⁺-Kontaktschicht aus Galliumarsenid, welche auf den p-Mantelschichten aus Aluminiumgalliumarsenid abgeschieden wird. Bei Laserdioden auf Basis von ZnSe ist das Abscheiden einer entsprechend hochdotierten Kontaktschicht nur bei Verwendung einer p-ZnSe/ZnTe-Mehrfachquantenfilmstruktur möglich. Eine detaillierte Beschreibung der untersuchten Schichtstrukturen erfolgt in den nächsten Abschnitten.

Kapitel 4.

Materialsysteme

Die Herstellung von Laserdioden in Form der in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen SCDH-Struktur erfordert das Abscheiden von Halbleiterschichten mit von einander verschiedenen Bandlückenenergien (E_g) und Brechungsindizes (n). Durch Übergang von binären zu ternären Verbindungen sind die Werte für E_g und n theoretisch frei zwischen den Werten der beiden beteiligten binären Verbindungen wählbar. Um eine gute Kristall- und damit Bauelementqualität zu erreichen, ist dabei jedoch eine möglichst hohe Gitteranpassung anzustreben. Wie Abb. 4.1 zeigt, stellt $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ einen Sonderfall dar. Da AlAs und GaAs nahezu die gleiche Gitterkonstante besitzen, lässt sich die SCDH-Struktur durch die Verwendung der ternären Verbindung realisieren.

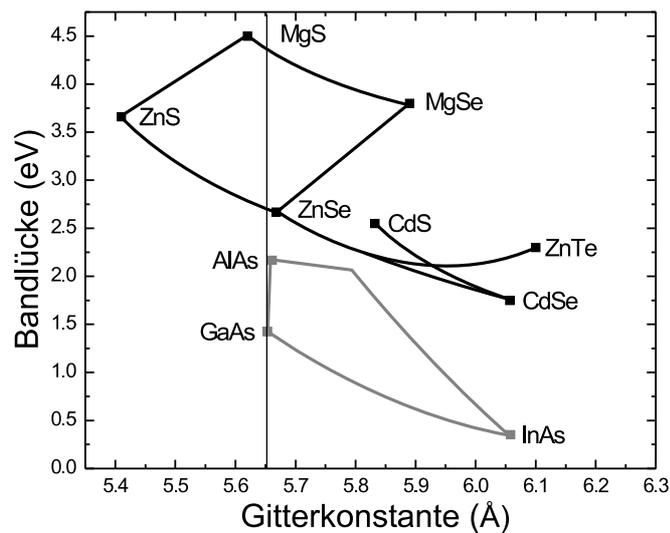


Abbildung 4.1.: Bandlücke als Funktion der Gitterkonstante für die Materialsysteme ZnSe, GaAs und der in optoelektronischen Bauelementen zur Anwendung kommenden binären Verbindungen. Letztere bilden die Basis für die ternären bzw. quaternären Verbindungen, welche zur Bandlücken-Variation benötigt werden.

Im II-VI-Materialsystem ist dies nicht möglich. Die Herstellung gitterangepasster Mantelschichten erfordert die Verwendung quaternärer Verbindungen, wie ZnMgSSe (siehe

Abb. 4.1). Dies erschwert die Kontrolle des Epitaxieprozesses, da kleinste Abweichungen von den optimalen Wachstumsbedingungen zu einer Verschlechterung der Kristallqualität führen. Die detaillierte Beschreibung des Aufbaus der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Bauelementstrukturen erfolgt in den nächsten Abschnitten.

4.1. ZnCd(S)Se-Quantenfilmlaser

Für die Herstellung von ZnSe-basierten Laserdioden ist die Heteroepitaxie auf GaAs das erfolgreichste Verfahren. Die Gitterfehlpassung zwischen Zinkselenid und Galliumarsenid beträgt nur $\Delta a/a = 0,27\%$ (siehe auch Abb. 4.1). Nachteilig ist jedoch die an der Substratgrenzfläche entstehende Schottky-Barriere von ca. 1 V, welche im Betrieb zu einer zusätzlichen Erwärmung des Bauelements führt. Beim homoepitaktischen Wachstum auf Zinkselenidsubstraten würde diese zwar wegfallen, jedoch ist bei diesem Verfahren insbesondere die Substratpräparation der GaAs-Technologie unterlegen. Mit Heteroepitaxie werden an der Epitaxie-/Substratgrenzfläche deutlich geringere Defektdichten erreicht als bei homoepitaktisch hergestellten II-VI-Laserdioden. Aus diesem Grund besitzen auf GaAs-Substraten hergestellte ZnSe-basierte Laser die höhere Lebensdauer. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten ZnSe-basierten Laserdioden verfügten alle über ein GaAs-Substrat. Deshalb soll deren Struktur näher beschrieben werden.

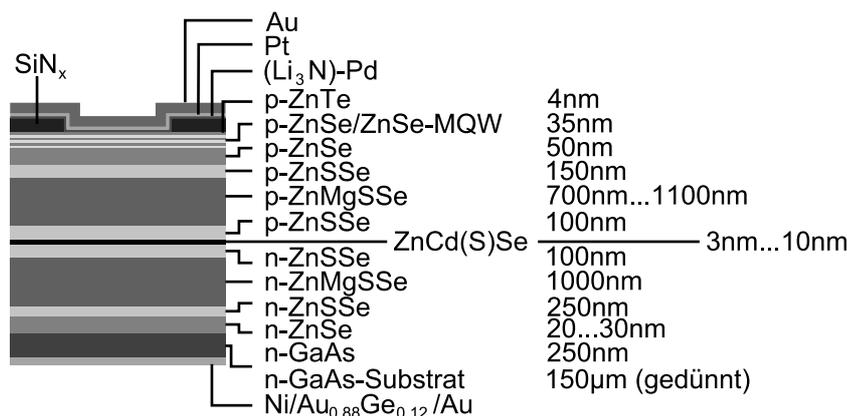


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung der Schichtstruktur einer gewinngeführten ZnSe-basierten Einzelquantenfilm-SCDH-Laserdiode.

Die Epitaxie beginnt mit dem Abscheiden einer Galliumarsenid-Pufferschicht, welche zur Minimierung der Defekte an der Grenzfläche zum ZnSe dient. Mit dieser lassen sich Stapelfehlerdichten von weniger als 10^5 cm^{-2} erreichen [Ito95]. Hieran schliessen sich als erste II-VI-Halbleiterschichten eine n-ZnSe- und eine n-ZnSSe-Pufferschicht an. Es folgen die n-dotierte Mantelschicht aus ZnMgSSe und die n-dotierte Wellenleiterschicht aus ZnSSe. Die darauf folgende aktive Zone, ein Einzelquantenfilm, besteht herstellerabhängig aus

ZnCdSe (Sony¹) bzw. ZnCdSSe (Uni Bremen²). Durch einen p-dotierten Wellenleiter aus ZnSSe und eine p-dotierte Mantelschicht aus ZnMgSSe wird die SCDH-Struktur vervollständigt. Da die Mantelschicht aufgrund des Magnesiumanteils bei Kontakt zu Luft stark oxidiert, wird diese von einer p-ZnSSe- und einer p-ZnSe-Schicht abgedeckt.

Letztere kann jedoch nicht als Kontaktschicht für die Metallisierung verwendet werden, weil es nicht möglich ist, auf p-ZnSe einen ohmschen Metall-Halbleiter-Kontakt herzustellen. Hinzu kommt die schlechte p-Dotierbarkeit der II-Se- und II-SSe-Verbindungen, die ein generelles Problem der Bauelementherstellung darstellt. Aufgrund dieser ist es nicht möglich, über eine Erhöhung der p-Dotierung die Dicke der Verarmungszone soweit zu senken, dass ein Tunnelkontakt mit ohmschen Verhalten entsteht (siehe Abschnitt 3.1.2). In ZnSe liegen die höchsten erreichten Konzentrationen an freien Löchern bei $1 \dots 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Bauelemente mit ZnSe-Kontaktschicht besaßen daher Schwellspannungen $U_{th} > 20V$ [Haa91, Nak93].

Im Gegensatz zu den Selenidverbindungen können in Zinktellurid sehr einfach hohe freie Lochkonzentrationen erreicht werden. Dieses kann jedoch nicht als einfache Schichtstruktur auf p-ZnSe abgeschieden werden, da am p-ZnTe/p-ZnSe-Übergang aufgrund des Valenzbandunterschieds eine Schottky-Barriere für die Löcherinjektion von $\approx 1 \text{ eV}$ entstehen würde. Um letzteres zu vermeiden, wurden zwei auf einer p-ZnTe/p-ZnSe-Mehrfachquantenfilmstruktur basierende Lösungen gefunden. Durch Fan et al. wurde eine „pseudo“-Zn(Se,Te)-Kontaktschicht entwickelt, die sich aus ZnSe-Schichten mit abnehmender und ZnTe-Schichten mit zunehmender Dicke zusammensetzt ($d_{ZnSe} : d_{ZnTe} = 18\text{\AA} : 2\text{\AA}; 17\text{\AA} : 3\text{\AA}; \dots$) [Fan92]. Es entsteht ein barrierefreier, kontinuierlicher Übergang von der ZnSe- zur ZnTe-Bandlücke („graded bandgap structure“). Eine ähnliche Struktur wurde durch Hiei et al. demonstriert, bei der die Quantenfilmdicke so berechnet ist, dass der Übergang vom ZnTe ins ZnSe durch resonantes Tunneln erfolgt [Hie93]. Die Verwendung dieser Kontaktstrukturen führte zu Schwellspannungen $U_{th} = 4, 5V$ für Laser im Dauerstrichbetrieb [Law96]. Alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten II-VI-Laserdioden besaßen einen Mehrfachquantenfilmkontakt. Bei den von der Arbeitsgruppe Prof. Hommel (Universität Bremen) zur Verfügung gestellten Proben war es die von Fan et al. vorgeschlagene „graded bandgap“-Struktur [Klu02].

4.2. In(Ga)As-Quantenpunkt-Halbleiterlaser

Die Herstellung GaAs-basierter Laserdioden erfolgt homoepitaktisch auf GaAs-Substraten. Üblicherweise sind diese n-dotiert, was der im Vergleich zu den Löchern höheren Mobilität der Elektronen Rechnung trägt. Somit müssen die mobileren Elektronen die größere Schichtdicke überwinden (Laserstruktur + Substrat).

Der Epitaxie-Prozess der innerhalb dieser Arbeit untersuchten Proben beginnt mit dem Abscheiden einer n-GaAs-Pufferschicht, um definierte Ausgangsbedingungen für das Wachstum der eigentlichen Laserstruktur zu schaffen. Es schließt sich die n-Mantelschicht

¹Sony Corporation, Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001, Japan

²Universität Bremen, Institut für Festkörperphysik, AG Prof. Hommel, Kufsteiner Straße NW1, 28359 Bremen, Germany

aus $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ an, gefolgt von der n-Wellenleiterschicht. Die Herstellung der aktiven Zone erfolgt durch Abscheiden einer einige Nanometer dicken InAs- bzw. InGaAs-Schicht. Während der sich anschließenden Wachstumsunterbrechung findet das selbstorganisierte Wachstum der Quantenpunkte statt. Diese werden durch eine Indiumgalliumarsenid-schicht und eine nachfolgende GaAs-Zwischenschicht abgedeckt. Um einen ausreichenden modalen Gewinn der Laserstruktur zu erreichen, werden 3...15 Quantenpunktschichten aufeinander gestapelt. Die Zwischenschichten unterbinden dabei ein elektronisches Koppeln der Quantenpunktschichten untereinander. An die aktive Zone schliessen sich die p-Wellenleiter- und Mantelschicht an. Den Abschluß bildet eine hoch dotierte p-Kontaktschicht aus GaAs.

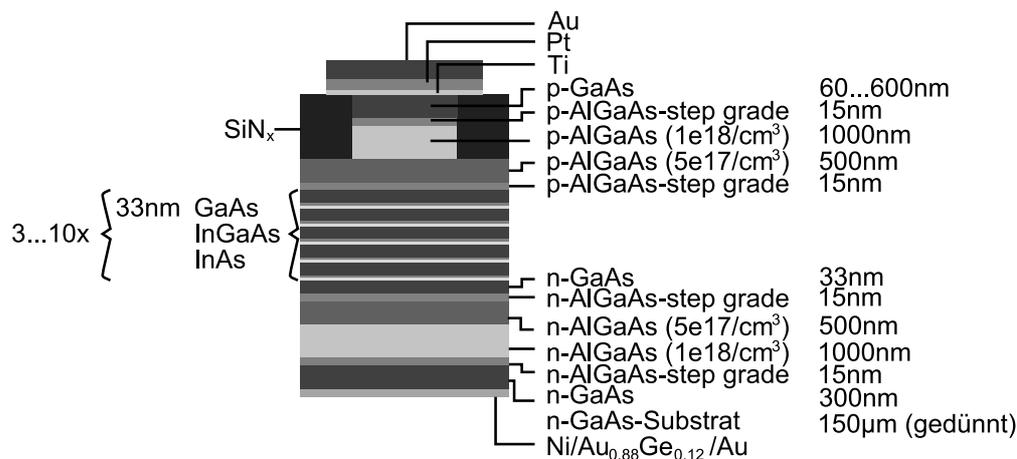


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung der Schichtstruktur einer gewinngeführten InAs-Quantenpunkt-SCDH-Laserdiode.

Die Epitaxie von GaAs-basierten Halbleiterlasern wird durch die äußerst geringe Differenz der Gitterkonstanten zwischen GaAs und AlAs stark vereinfacht. Es ist möglich, ternäre Mantelschichten großer Dicke ($> 1 \mu\text{m}$) nahezu gitterangepaßt mit beliebigem Al-Gehalt abzuschneiden.

4.2.1. Vorteile von Quantenpunktlasern

Quantenpunktlaser besitzen verglichen mit Quantenfilmlasern eine deutlich geringere Schwellstromdichte. Dieser Vorteil resultiert aus der dreidimensionalen Lokalisierung der Ladungsträger in den Quantenpunkten, welche eine diskrete Zustandsdichte besitzen. Daher müssen für die Besetzungsinversion deutlich weniger Zustände besetzt werden. Hieraus folgt auch eine verminderte Ladungsträgerdiffusion in der Ebene der aktiven Zone, wodurch die thermische Belastung der Facetten reduziert wird.

Desweiteren erwartet man aufgrund der diskreten Energieniveaus und der damit verbundenen deltafunktionsförmigen Zustandsdichte für Quantenpunktlaser auch eine ver-

besserte Temperaturstabilität (hohe charakteristische Temperatur T_0). Einfache Doppelheterostruktur-Laser besitzen eine temperaturabhängige Verteilung der injizierten Ladungsträger über einen breiten Energiebereich, welche den maximalen Materialgewinn ($g(E_{max})$) reduziert. Die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerverteilung sinkt mit Zunahme der Diskretisierung der Zustandsdichte und verschwindet bei idealen Quantenpunkten (unendlich hohe Potentialbarrieren, ein gebundener Zustand) ganz [Ara82]. Aufgrund der geringen Temperaturempfindlichkeit von Quantenpunkt-Lasern ist in praktischen Anwendungen, wie zum Beispiel der optischen Datenübertragung, eine passive Kühlung ausreichend, was einen erheblichen Kostenvorteil darstellt. Halbleiterlaser auf der Basis von Quantenpunkten sind zudem besonders für die Erzeugung kurzer Pulse geeignet, da sie aufgrund der homogenen Verbreiterung eine spektral breite Verstärkung zeigen. Im Zeitraum entspricht dies kurzen Pulsen (Fouriertransformation). Weiterhin bietet die Verwendung von Quantenpunkten als aktives Medium in Halbleiterlasern die Möglichkeit, die Wellenlänge durch eine gezielte Variation von Größe und Komposition einzustellen. Mit Quantenpunkt-Lasern auf Basis von In(Ga)As-Quantenpunkten ist es möglich, die Emissionwellenlänge weiter in den Infrarotbereich zu verschieben, als dies mit Quantenfilmlasern des gleichen Materialsystems möglich war.

Kapitel 5.

Technologie und Charakterisierung

5.1. Herstellung von Halbleiterlasern - technologische Schritte

5.1.1. Überblick

	Aktive Zone	Verfahren	Hersteller
II-VI-Laser	ZnCdSe-SQW	MBE	Sony Corporation, Japan
II-VI-Laser	ZnCdSSe-SQW	MBE	Universität Bremen, AG Prof. Hommel
Teststrukturen		MBE	Universität Bremen, AG Prof. Hommel
III-V-Laser	InAs QDs	MBE	NL Nanosemiconductors GmbH, Dortmund
Teststrukturen		MBE	NL Nanosemiconductors GmbH, Dortmund
III-V-Laser	InGaAs QDs	MOCVD	Zentrum für Nanophotonik, TU Berlin
Teststrukturen		MOCVD	Zentrum für Nanophotonik, TU Berlin

Tabelle 5.1.: Hersteller und Epitaxieverfahren der innerhalb der Arbeit verwendeten Proben (SQW: Single Quantum Well = Einzelquantenfilm; QDs: Quantum Dot = Quantenpunkt).

Die Herstellung von Laserdioden beginnt mit dem epitaktischen Abscheiden einer entsprechenden Halbleiterschichtfolge auf einem Substrat, welche aus der eigentlichen SCDH-Struktur sowie Puffer- und Kontaktschichten besteht. Als geeignete Verfahren haben sich die metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE: **metal-organic vapour phase epitaxy** bzw. MOCVD: **metal-organic chemical vapour deposition**) und die Molekularstrahlepitaxie (MBE: **molecular beam epitaxy**) durchgesetzt. Das Wachstum der Strukturen war

nicht Bestandteil dieser Arbeit. In Tabelle 5.1 sind Hersteller und Epitaxieverfahren der verwendeten Probenstrukturen zusammengefasst.

Die Prozessierung der Halbleiterlaser, das heißt alle technologischen Verfahren, die von der epitaktisch hergestellten Struktur zum fertigen Bauelement führen, sind Teil dieser Arbeit. Hierzu zählen verschiedene Ätz- und Beschichtungsprozesse, wobei die laterale Strukturierung mittels optischer Lithographie erfolgte. Das jeweilige Materialsystem und die durch die spätere Anwendung vorgegebenen unterschiedlichen Bauelementdesigns erfordern eine spezielle Prozessführung. In Abbildung 5.1 ist ein technologisches „Grundge-

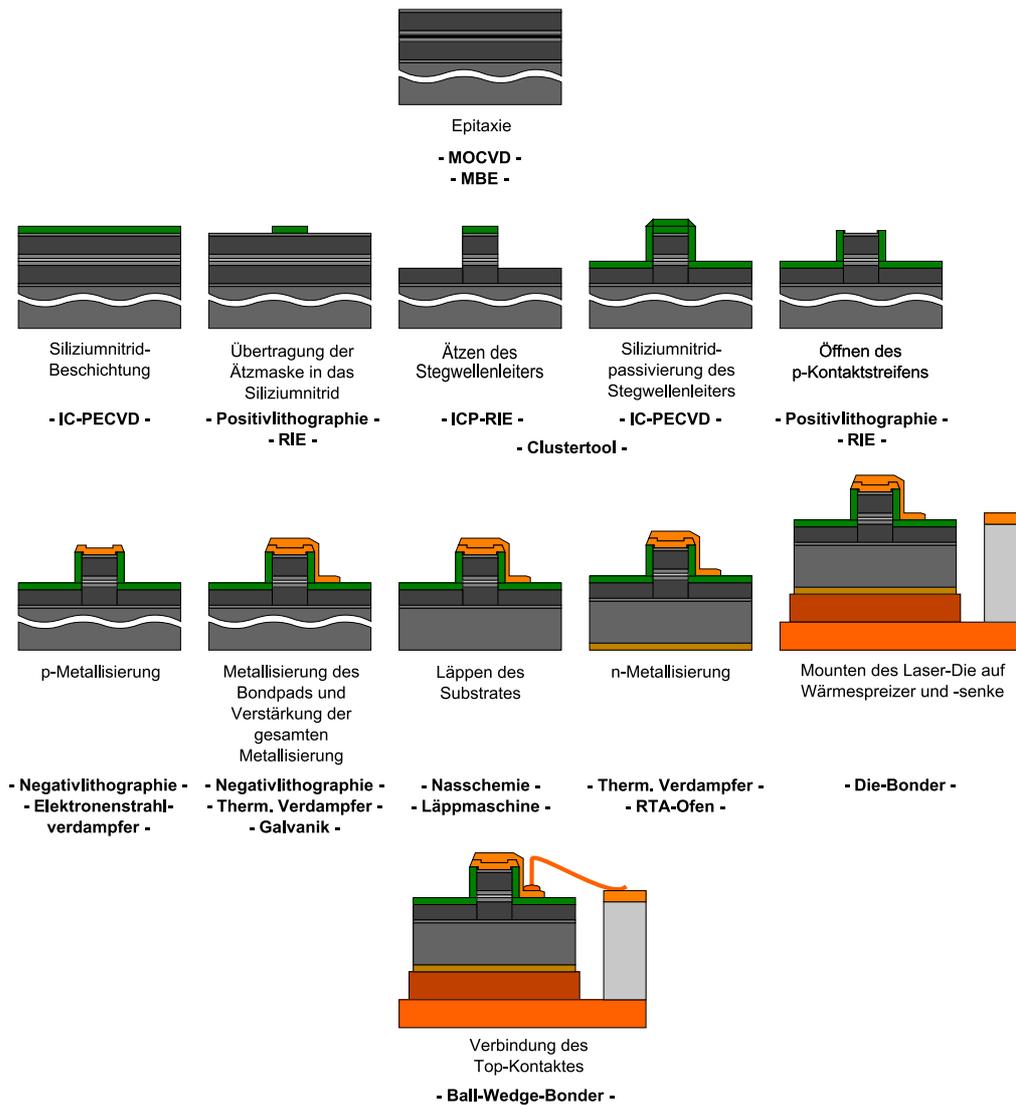


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung einer möglichen Prozessführung zur Herstellung einer Laserdiode.

rüst" zur Herstellung von Halbleiterlasern dargestellt, dessen Einzelprozesse entsprechend den aus dem Materialsystem und der Anwendung resultierenden Anforderungen ergänzt bzw. ausgetauscht werden. Insbesondere bei der Herstellung des Stegwellenleiters kommen neben der dargestellten ICP-RIE das nasschemische Ätzen oder die Ionenimplantation zur Anwendung.

In den nächsten Abschnitten werden die verschiedenen Herstellungsverfahren und die Gründe für die jeweilige Prozessführung genauer erläutert.

5.1.2. Optische Lithographie

Den einzelnen Schichten einer Laserstruktur sind bestimmte Funktionen zugeordnet, wie zum Beispiel die Wellenführung und die elektrische Kontaktierung. Diese erfordern eine örtlich selektive Weiterbearbeitung (siehe Abb. 5.1), welche mittels lithographischer Techniken erfolgt. Dabei werden auf einer Maske gespeicherte Strukturen in ein strahlungssensitives Material übertragen, das die Oberfläche eines Halbleiterwafers bedeckt [Sze85].

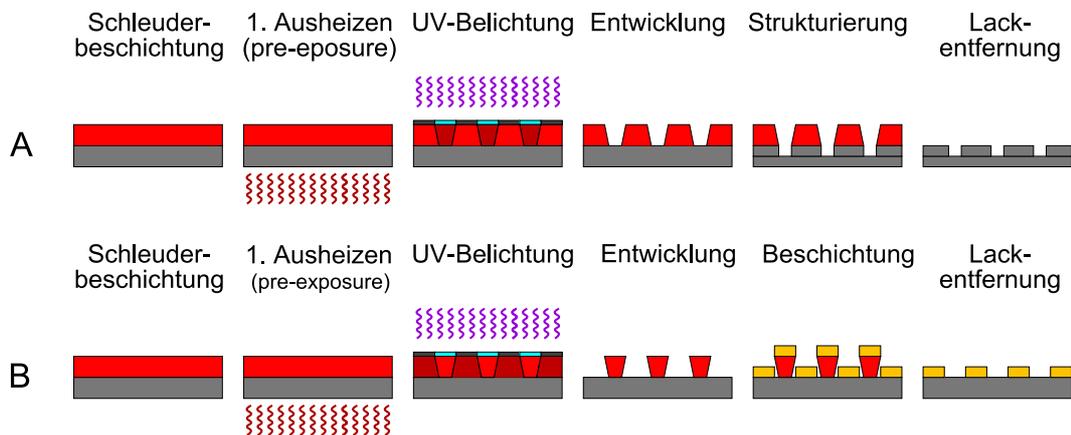


Abbildung 5.2.: Prinzipieller Ablauf von Lithographieprozessen und deren Anwendung. Strukturierungsprozess (Ätzen) mit Positvlithographie (A); Lift-Off-Prozess zur Beschichtung mit Negativlithographie (B).

Zur Herstellung von optoelektronischen Bauelementen kommt fast ausschließlich die optische Lithographie zur Anwendung. Sie wird mit ultraviolettem Licht durchgeführt und daher auch als UV-Lithographie bezeichnet. Als Masken dienen auf eine Quarzplatte aufgebraute Chromstrukturen, die durch die Belichtung mit ultravioletter Strahlung in eine Fotolackschicht übertragen werden. Für die vorliegende Arbeit wurde ausschließlich im Kontaktverfahren gearbeitet, bei dem die Maske direkt auf der Lackschicht aufliegt.

In Abhängigkeit von der zwischen belichteten und unbelichteten Bereichen entstehenden Löslichkeitsveränderung des Fotolacks im Entwickler unterscheidet man Positiv- und Negativfotolacke. Bei Verwendung eines Positivlackes entsprechen die Chromstruk-

turen auf der Maske den nach der Entwicklung auf der Halbleiteroberfläche verbliebenen Lackstrukturen, das heißt, die unbelichteten Bereiche der Fotolackschicht sind im Entwickler nicht löslich. Das entgegengesetzte Ergebnis entsteht bei der Negativlithographie. Dieser namensgebende Unterschied ist jedoch nicht der technologisch wichtige. Die Entscheidung, ob ein Positiv- oder Negativlack verwendet wird, wird hauptsächlich durch den nachfolgenden Prozessschritt bestimmt. Eine besondere Rolle spielt dabei das unterschiedliche Tiefenprofil entwickelter Positiv- bzw. Negativlacke.

In Abbildung 5.2 A ist das Lackprofil dargestellt, wie es bei der Entwicklung eines Positivlackes entsteht. Mit zunehmender Tiefe werden die von der Maske abgebildeten Strukturen breiter. Eine Erhöhung der Belichtungszeit würde zu zunehmend senkrechteren Seitenwänden führen. Genau entgegengesetzt verhält sich das Tiefenprofil des Negativlackes, bei welchem die Strukturen mit zunehmender Tiefe schmaler werden (Unterschnitt). Hier würde eine Verringerung der Belichtungszeit zu senkrechteren Seitenwänden führen.

Anwendung	spezielle Anforderungen	Bezeichnung	Typ	Dicke
Naßätzen / RIE	keine	Ma-P 1205		0,5 μ m
		Ma-P 1215		1,5 μ m
ICP-RIE	hohe Temperaturstabilität	AZ 701MIR	positiv	1,1 μ m
Implantationsmaske, Galvanik	hohe Haftung auf der Halbleiteroberfläche	AZ4562		6 μ m ... 8 μ m
Metallisierung Lift-Off	keine	Ma-N 1410	negativ	1,0 μ m
		Ma-N 440		4,0 μ m

Tabelle 5.2.: Innerhalb der Strukturierung verwendete Fotolacke und deren Anwendung.

Bei der Strukturierung des Bauelements, wie zum Beispiel beim Ätzen des Stegwellenleiters einer Laserdiode, ist die Größentoleranz äußerst gering, da dessen Dimensionen direkt in die Bestimmung von Bauelementeigenschaften (z.B. Schwellstromdichte) eingehen. Die bei der Positivlithographie vergleichsweise einfach erreichbare, exakte Reproduktion der Maske im Fotolack bis hin zur Halbleiteroberfläche ist daher für solche Prozesse äußerst vorteilhaft. Der nach der Entwicklung eines Negativlackes vorhandene Unterschnitt wäre dagegen nachteilig, weil durch das Ätzen zu große Bereiche der Halbleiterstruktur entfernt werden würden.

Das genaue Gegenteil gilt für Beschichtungsprozesse, wie zum Beispiel beim Aufdampfen der Metallkontakte. Hier stellt der Unterschnitt den entscheidenden Vorteil dar, da er Lift-Off-Prozesse ermöglicht. Die Lackstruktur schattet Teile der durch die Entwicklung freigelegten Halbleiteroberfläche ab, was zu einer Unterbrechung der Beschichtung an den Übergängen zwischen vom Lack geschützten und ungeschützten Bereichen führt (siehe Abbildung 5.2.B). Im Anschluß wird die Lackstruktur mit einem organischen Lösungs-

mittel entfernt und zurück bleiben die Metallisierungen in den entsprechenden Bereichen. Bei diesem Prozess ist die Größentoleranz vergleichsweise hoch, weil alle nicht zu metallisierenden Flächen durch eine Isolationsschicht aus Siliziumnitrid geschützt werden (siehe Fig. 5.1).

Über diese Eigenschaften hinaus stellen einzelne Prozessabschnitte weitergehende Anforderungen an den verwendeten Fotolack. Wie in Tabelle 5.2 dargestellt, sind dies unter anderem die Temperaturstabilität und die Haftfähigkeit auf der Halbleiteroberfläche. Diese Eigenschaften sind von der Kettenlänge der Harzmoleküle des Fotolackes abhängig, langkettige Moleküle führen zu einer Erhöhung der Temperaturstabilität, wogegen kürzere eine bessere Haftung auf der Halbleiteroberfläche erzeugen.

5.1.3. Nasschemisches Ätzen

Bei der Prozessierung von Halbleiterlasern werden Ätzverfahren in den verschiedensten Teilschritten benötigt. Dazu zählen, wie in Abb. 5.1 dargestellt, die Definition von Stegwellenleitern, das Öffnen der Kontaktflächen nach der Passivierung und das Läppen (Dünnen) des Substrates. Die apparativ einfachste Technologie ist das nasschemische Ätzen, dessen Anwendungsmöglichkeiten für die untersuchten Materialsysteme am Beispiel der Strukturierung des Stegwellenleiters kurz dargestellt werden sollen.

Ätzlösungen, welche zur Strukturierung von GaAs-basierten Bauelementen geeignet sind, besitzen eine grundlegende Gemeinsamkeit. Sie sind eine Kombination aus einem Oxidator und einem Oxidlöser. Das $\text{H}_2\text{O}_2\text{-H}_2\text{SO}_4\text{-H}_2\text{O}$ -System stellt einen der bekanntesten und am häufigsten verwendeten Vertreter dar. Wasserstoffperoxid wirkt stark oxidierend auf das Galliumarsenid und Schwefelsäure zersetzt (löst) das entstehende Oxid. Diese Lösung funktioniert nur in der Kombination. Reine Wasserstoffperoxid- bzw. Schwefelsäurelösungen ätzen Galliumarsenid nicht. Innerhalb dieser Arbeit kamen zwei Konzentrationen zur Anwendung. Dies waren:

1. $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O} = 8 : 1 : 100$ (Volumenanteil) zur Strukturierung von Stegwellenleitern und
2. $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O} = 8 : 1 : 10$ (Volumenanteil) zum Läppen (Dünnen) des Substrates.

Bei der Herstellung von Stegwellenleitern mittels nasschemischer Ätzverfahren existieren jedoch Grenzen für die erreichbare Streifenbreite. Mit abnehmender Breite des Steges fällt dessen Unterätzung, die die tatsächliche Stegbreite reduziert, umso stärker ins Gewicht (siehe Abb. 5.3 links).

Im Falle von II-VI-Laserstrukturen ist das laterale Unterätzen so stark, dass das nasschemische Ätzen von Stegwellenleitern praktisch nicht möglich ist. Die Kontaktschicht besteht bei diesen Lasern aus einer ZnTe/ZnSe-Mehrfachquantenfilm-Struktur, wobei das darin vorhandene Zinktellurid eine gegenüber den übrigen Zinkselenid-basierten Schichten erheblich höhere Ätzrate besitzt. In den von M. Kuttler durchgeführten Arbeiten [Kut98] zeigte sich, dass nasschemisch geätzte Streifenlaser unterhalb einer Breite von ca. $30\mu\text{m}$ keinen stabilen Betrieb erreichen und sich ab einer Breite von $10\mu\text{m}$ die gesamte Kontaktschicht ablöst. Zur lateralen Strukturierung wurden daher spezielle Verfahren

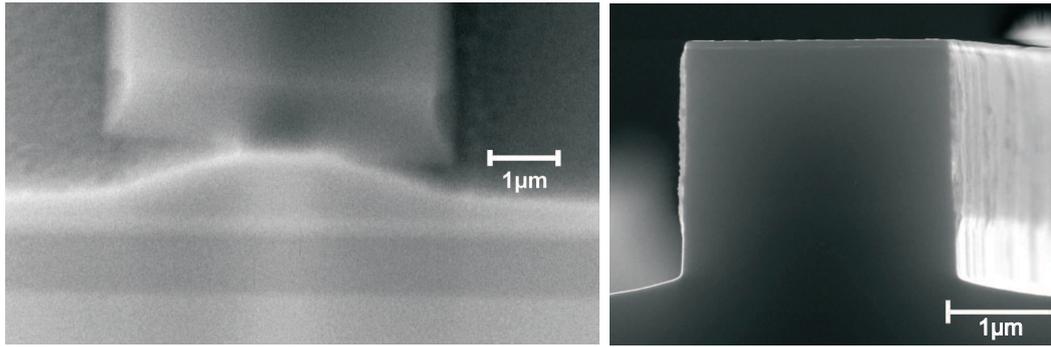


Abbildung 5.3.: Vergleich von $3\mu\text{m}$ Stegwellenleitern in GaAs/AlGaAs Heterostrukturen: Das linke Bild zeigt das mittels Nassätzen und das rechte Bild das mittels Trockenätzen erzielte Ergebnis.

verwendet (Ionenimplantation) bzw. neu entwickelt (Stromführung durch nachträgliche Dotierung), welche später gesondert erläutert werden. Zum Zeitpunkt der Arbeiten an den II-VI-Laserdioden standen die nachfolgend beschriebenen Trockenätztechniken noch nicht zur Verfügung und kamen daher nur bei den GaAs-basierten Lasern zur Anwendung.

Die Prozessierung von Multisektionslasern erfordert die Trennung der Sektionen durch die Rückstrukturierung der p-Metallisierung (Ti/Pt/Au). Im Falle der Goldschicht kann dies durch einen nasschemischen Prozess erfolgen. Hierbei kommt eine Jod-Kaliumjodidlösung zur Anwendung (I_2 : $0,09 \text{ mol/l}$, KI : $0,6 \text{ mol/l}$) [Köh98].

5.1.4. Trockenätzen - RIE, ICP-RIE

Unter Trockenätzen versteht man Ätztechniken, die auf der Verwendung von in einer Plasmaentladung generierten Ionen basieren. Dabei unterscheidet man zwei Mechanismen, durch welche die Strukturierung erfolgt.

1. **Den chemischen Ätzprozess**, welcher auf der Reaktion von Ionen und Halbleitermaterial zu flüchtigen Komponenten beruht und
2. **den physikalischen Ätzvorgang**, bei welchem der Materialabtrag durch beschleunigte Ionen hervorgerufen wird.

Häufig werden beide Ätzmechanismen, der chemische wie auch der physikalische, gleichzeitig genutzt.

Im Gegensatz zur Nassätztechnik ist bei Trockenätztechniken eine Parameterwahl möglich, die eine laterale Ätzrate nahe 0 hat (siehe Bild 5.3). Dies gilt nicht nur für homogene Halbleiterschichten, sondern auch für Heterostrukturen wie GaAs/AlGaAs. Es ist somit möglich, Bauelementstrukturen nahezu exakt von einer Maske in eine Halbleiterschichtstruktur zu übertragen. Insbesondere für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten GaAs-basierten Schmalstreifenlaser ist diese Eigenschaft unverzichtbar.

Nach dem Aufbau und der Inbetriebnahme des Zentrums für Nanophotonik der TU Berlin standen zwei Trockenätzanlagen der Firma Sentech Instruments GmbH zur Verfügung, eine Anlage zum reaktiven Ionenätzen mit kapazitiv gekoppeltem Plasma (RIE - reactive ion etching¹) und eine zum reaktiven Ionenätzen mit induktiv gekoppeltem Plasma (ICP-RIE - inductively coupled plasma reactive ion etching). Der Unterschied zwischen beiden Techniken wird im folgenden beschrieben.

Das reaktive Ionenätzen mit kapazitiv gekoppeltem Plasma erfordert eine Prozesskammer mit zwei parallel gegenüberliegenden, unterschiedlich großen Elektroden. Die größere, geerdete Elektrode wird üblicherweise durch die Probenkammer selbst gebildet. An die kleinere wird eine hochfrequente Wechselspannung (HF-Spannung) angelegt [Wil90]. Da sich auf dieser zudem die zu ätzenden Proben befinden, wird sie auch als Substratelektrode bezeichnet und die gegenüberliegende als Gegenelektrode (siehe Abbildung 5.4). In

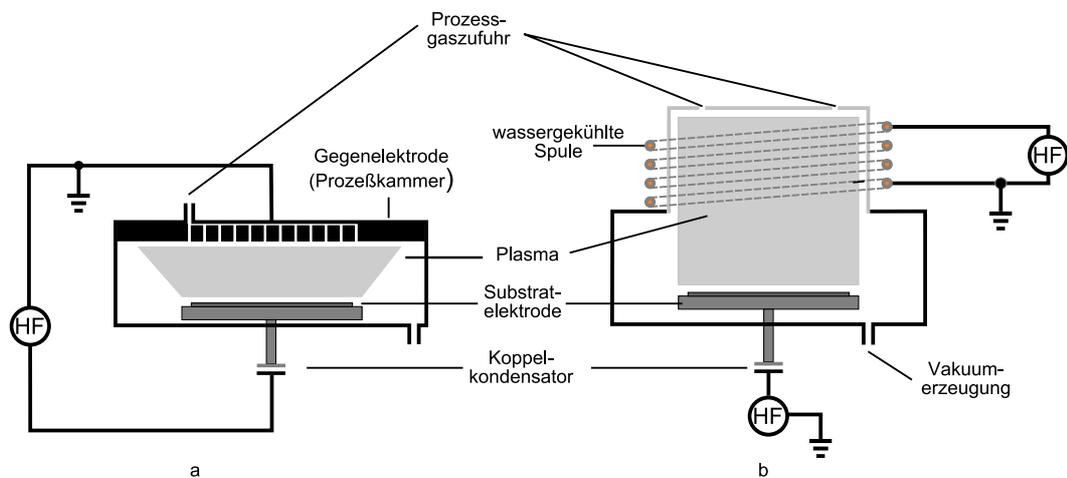


Abbildung 5.4.: Schematischer Aufbau von (a) RIE- und (b) ICP-RIE-Anlagen.

der Regel liegt die Frequenz der an der Substratelektrode angelegten Wechselspannung bei $13,56\text{ MHz}$, die zu den von der Federal Communications Commission (FCC) freigegebenen Werten [FCC02] gehört, welche nicht zu Störungen von Telekommunikationsnetzen führen. Eine Plasmaentladung ließe sich selbstverständlich auch mit anderen Werten erzeugen.

Das Erzeugen des Plasmas erfordert einen elektrischen Durchbruch. An dessen Beginn steht dabei die zufällige Ionisation eines neutralen Gasteilchens. Durch das Wechselfeld wird das freigewordene Elektron stark beschleunigt, was zu Stößen mit weiteren Gasteilchen und damit zu Ionisierungen (Stosskaskade) führt [Pol05]. An den Elektroden erfolgt durch das Wechselfeld ein ständiger Abfluß von Elektronen und Ionen. Der sehr große Trägheitsunterschied zwischen den Ladungsträgern führt dazu, dass der Elektronenfluß in die Elektrode während des positiven Halbzylus der HF-Spannung sehr viel größer ist

¹Mit der Abkürzung RIE wird in der Regel das reaktive Ionenätzen mit kapazitiv gekoppeltem Plasma bezeichnet.

als der Ionenfluß während des negativen Halbzyklus. In den der Elektrode zugewandten Randbereichen des Plasmas entstehen dadurch Schichten positiver Ladung, die als HF-Randschichten bezeichnet werden [Pol05].

An der geerdeten Elektrode wird die auftreffende Ladung sofort abgeführt. Anders verhält es sich jedoch an der kleineren, mit der HF-Spannung gespeisten Elektrode. Die HF-Spannung wird über einen Koppelkondensator ins Plasma eingekoppelt. Für die angelegte HF-Spannung ist dieser leitfähig (kapazitiver Widerstand), jedoch nicht für die auftreffenden Ladungen. Durch die Differenz zwischen Elektronen- und Ionenzufuhr entsteht ein negatives Potential, das wiederum Ionen auf die Elektrode und die sich darauf befindende Probe beschleunigt. Nach dem Einschwingen ist der Elektronenstrom auf die Elektrode gleich dem Ionenstrom (Nettostrom = 0). Den somit im zeitlichen Mittel konstanten negativen Potentialunterschied zur Erde bezeichnet man als **Self-Bias-Spannung** (siehe Abb.5.5) [Kon92].

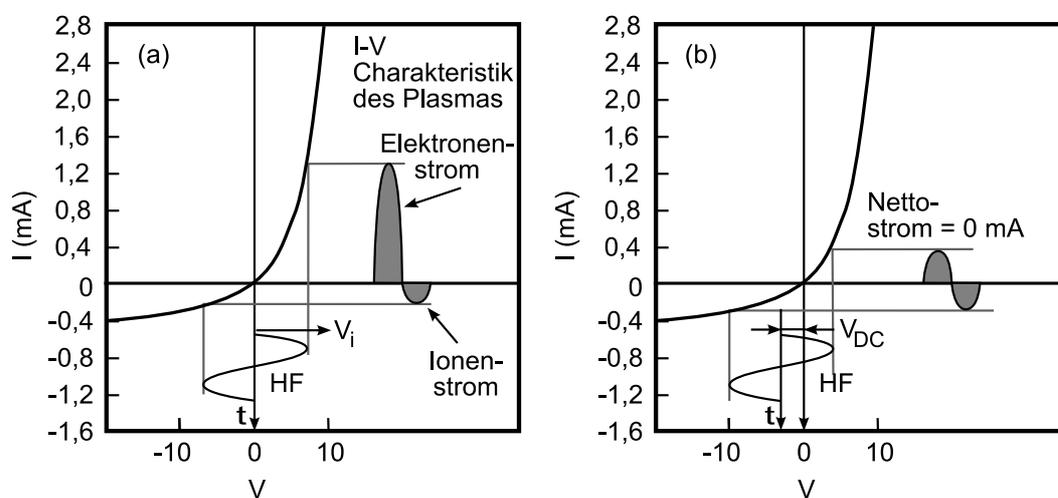


Abbildung 5.5.: Entstehen der **Self-Bias-Spannung** V_{DC} : (a) Beginn V_i : angelegte HF-Spannung, (b) stabiler Zustand (Bild nach [Kon92]).

In der praktischen Anwendbarkeit besitzt dieses Verfahren jedoch Grenzen. Diese resultieren aus der Kopplung von Plasmadichte und Bias-Spannung, was einer Kopplung von chemischem und physikalischem Anteil entspricht. Eine Erhöhung der Ätzgeschwindigkeit würde eine größere Anzahl einfallender Ionen erfordern. Die wären zwar über die Einkopplung einer höheren HF-Leistung erzeugbar, jedoch steigt gleichzeitig die Zahl der freien Elektronen. Deren vermehrtes Auftreffen auf die Substratelektrode führt zu einer Erhöhung der Bias-Spannung auf Werte, die zu einer Schädigung bzw. Zerstörung des Halbleiters führen. Die Erhöhung des Prozessdrucks (bei konstanter HF-Leistung) stellt auch kein Mittel zur Erhöhung der Ätzgeschwindigkeit dar. Es würden zwar mehr Ionen auf die Elektrode treffen, jedoch gewinnen dann aufgrund der geringen Bias-Spannung Stöße an Einfluß und ein isotropes Ätzprofil wäre die Folge. Der chemische und phy-

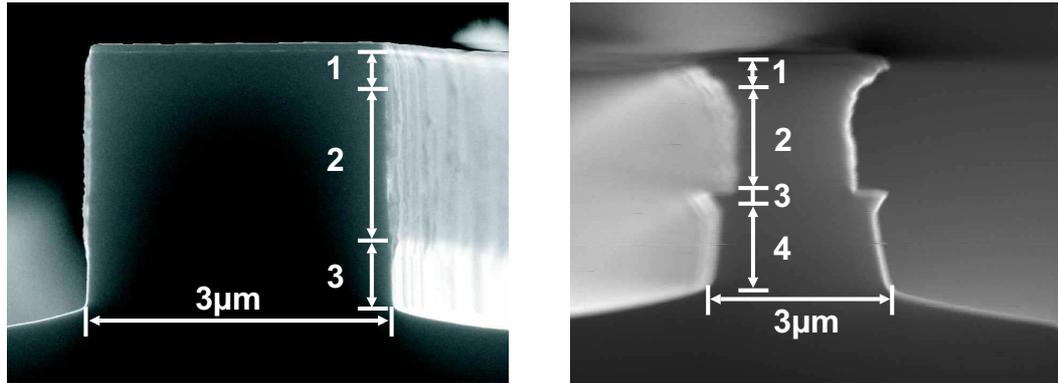


Abbildung 5.6.: Mittels ICP-RIE strukturierte GaAs/Al_{0.7}Ga_{0.3}As-Doppelheterostrukturen. (1) p⁺-GaAs-Kontaktschicht, (2) p-Al_{0.7}Ga_{0.3}As-Mantelschicht, (3) InGaAs-Quantenpunktstapel in GaAs-Wellenleiterschichten, (4) n-Al_{0.7}Ga_{0.3}As-Mantelschicht. Linkes Bild: Optimale Anpassung des Verhältnisses Bias-Spannung/Prozessdruck; Rechtes Bild: Falsch angepasstes Bias-Spannung/Prozessdruckverhältnis.

sikalische Ätzanteil und damit Ätzgeschwindigkeit und Anisotropie sind daher nicht unabhängig voneinander wählbar. In Abbildung 5.6 ist der Einfluss des Verhältnisses der Bias-Spannung zum Prozessdruck dargestellt. Das linke Bild zeigt eine optimale Anpassung dieser Parameter, da eine laterale Ätzrate von nahezu 0 unabhängig von der Materialzusammensetzung der jeweiligen Schicht erreicht wird. Im rechten Bild wurde der Prozessdruck um das 2,5fache erhöht, ohne die Bias-Spannung anzugleichen. Das Ätzprofil ist deutlich isotroper und zeigt für die aluminiumhaltigen Schichten eine höhere laterale Ätzrate. Die Variation wurde zwar an der nachfolgend beschriebenen ICP-RIE-Anlage durchgeführt, jedoch ist bei konstanter ICP-HF-Leistung der Einfluss von Bias-Spannung und Prozessdruck auf das entstehende Ätzergebnis der gleiche wie an der klassischen RIE.

Anders verhält es sich beim reaktiven Ionenätzen mit induktiv gekoppeltem Plasma (ICP-RIE). Hier erfolgt die Plasmaerzeugung über ein zeitlich veränderliches Magnetfeld, welches durch Anlegen einer HF-Spannung an eine Spule erzeugt wird. Hierbei wird ebenfalls die Frequenz von 13,56 MHz verwendet. Senkrecht zum magnetischen wird ein elektrisches Feld induziert, welches den Durchbruch erzeugt und die Plasmaentladung aufrecht erhält. Diese Anordnung ist vergleichbar zu einem Transformator, wobei das Plasma die Sekundärspule darstellt. Aufgrund der geringeren Masse werden die Elektronen stärker beschleunigt und treffen auf die Kammerwände. Das Plasma stellt somit ein positives Potential verglichen mit der Umgebung dar. Ionen aus dem Plasma werden auf die Wände beschleunigt [Jen04]. Um den Ionenfluß auf die zu ätzende Probe zu verstärken, wird an der Substratelektrode eine zweite, unabhängige HF-Spannung angelegt. Dies erfolgt analog zur Anlage mit kapazitiver Einkopplung über einen Kondensator (siehe Abb. 5.4). Die sich ausbildende negative Self-Bias-Spannung beschleunigt die

Ionen auf die Substratelektrode. Durch die Trennung von Plasmaerzeugung und Ionenbeschleunigung auf die Probe lassen sich der chemische und der physikalische Ätzanteil so einstellen, dass mit einer lateralen Ätzrate nahe 0 praktikable Ätzgeschwindigkeiten erreicht werden können, ohne Bias-Spannungen zu erzeugen, die zur Probenschädigung führen (siehe Abb. 5.6).

a. Anwendungsfelder der Anlagen und verwendete Prozessparameter

Die im Zentrum für Nanophotonik vorhandene klassische RIE-Anlage wird vor allem zur Rückstrukturierung von Siliziumnitrid und -oxid verwendet. An dieser Anlage stehen die Prozessgase CHF_3 , CF_4 , O_2 , Ar zur Verfügung. Für das Öffnen von Kontaktflächen für die nachfolgende Metallisierung wurde ein CHF_3/O_2 -Prozess gewählt, dessen Parameter entsprechend der Anlagenkonfiguration aus den Ergebnissen von WONG und INGRAM [Won92] berechnet wurden. Dieser besitzt eine vernachlässigbare laterale Ätzrate, wodurch eine Beschädigung der Seitenwandbelegung der Stegwellenleiter durch Unterätzen der Maskierung ausgeschlossen werden kann. Das chemische Ätzen wird durch die Fluor-Ionen hervorgerufen. Der Sauerstoffanteil dient der Unterdrückung einer Polymerbildung aus den Trifluormethan-Resten [Won92].

Für die Trennung der Gewinn- und Absorbersektionen der Multisektionslaser wurde dieser Prozess durch Erhöhung der HF-Leistung an das Ätzen von $Ti/Pt/Au$ -Schichten angepasst. Hierbei erfolgt der Materialabtrag vor allem durch den physikalischen Ätzvorgang. Um Leckströme zwischen den Sektionen zu minimieren, wird die Kontaktschicht während dieses Ätzschrittes ebenfalls entfernt. Die Prozessparameter und die Werte für die entstehenden Self-Bias-Spannungen sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

	Rückstrukturierung SiN_x	Rückstrukturierung $Ti/Pt/Au$
Gas 1	Sauerstoff - O_2	Sauerstoff - O_2
Fluss	1,9 <i>sccm</i>	1,9 <i>sccm</i>
Gas 2	Trifluormethan - CHF_3	Trifluormethan - CHF_3
Fluss	4 <i>sccm</i>	4 <i>sccm</i>
Prozessdruck	4 <i>Pa</i>	4 <i>Pa</i>
HF-Leistung (kapazitive Einkopplung)	70 <i>W</i>	100 <i>W</i>
Self-Bias	≈ -380 <i>V</i>	≈ -500 <i>V</i>

Tabelle 5.3.: Parameter der durchgeführten RIE-Prozesse.

Für das anisotrope Ätzen von III-V-Verbindungshalbleitern haben sich chlorhaltige Plasmen bewährt [Don81]. An der am Zentrum für Nanophotonik aufgestellten Anlage stehen als Ätzgase Chlor, Bortrichlorid und Argon zur Verfügung. Bei der Strukturierung von GaAs/AlGaAs-Laserdioden mittels des ICP-RIE-Verfahrens hat sich die Kombination dieser Gase besonders bewährt [Aga98].

Ätzen von GaAs/AlGaAs DH-Strukturen	
Gas 1 Fluss	Chlor - Cl_2 5 sccm
Gas 2 (Fluss)	Bortrichlorid - BCl_3 (16 sccm)
Gas 3 (Fluss)	Argon - Ar (4 sccm)
Prozessdruck	0,2 Pa
HF-Leistung (induktive Einkopplung)	100 W
HF-Leistung (kapazitive Einkopplung)	70 W
Self-Bias-Spannung	$\approx -390 V$

Tabelle 5.4.: Parameter des durchgeführten ICP-RIE-Prozesses zur Strukturierung von GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen.

5.1.5. Plasmaunterstützte Abscheidung von Isolatoren

Das Abscheiden von Isolationsschichten dient zum einen der Passivierung der Halbleiteroberfläche (z.B. Schutz vor Oxidation). Zum anderen wird damit die elektrische Isolation der Bondpads von der Halbleiteroberfläche ermöglicht. Dies ist erforderlich, weil über die Bondpads zwar die Integration der Bauelemente in den elektrischen Stromkreis erfolgt, jedoch nicht die direkte Ladungsträgerinjektion in die Halbleiterstruktur. Des Weiteren verhindern sie bei Strukturen, bei denen durch die aktive Zone hindurch in den n-Bereich geätzt wurde, einen Kurzschluß.

Im Falle von Schmalstreifenlasern (Breite $< 10 \mu m$) ist das Bonden direkt auf dem Kontaktstreifen des Stegwellenleiters nicht möglich, da der Durchmesser des beim Bonden entstehenden Balls mit $\approx 100 \mu m$ etwa 10 bis 50mal größer als die Breite des Steges ist. Auch bei ausreichend großen Breiten wird nicht direkt auf dem Steg gebondet, da dabei ein Einlagern der Metallisierung nicht auszuschließen ist, welches zu inhomogenen Kontakteigenschaften führen würde. Deshalb ist das Aufbringen von Bondpads üblich, die vom Kontaktstreifen beginnend auf die Isolatorflächen reichen. Somit ist gewährleistet, dass das Drahtbonden die Bauelementeigenschaften nicht negativ beeinflusst. Als Isolatormaterialien wurden Siliziumnitrid bzw. Siliziumoxid verwendet. Für deren Abscheidung standen zwei verschiedene Technologien zur Verfügung, die plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung und das Hochfrequenzsputtern.

a. Plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung - IC-PECVD

Die plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (PECVD- **p**lasma **e**nhanced **c**hemical **v**apour **d**eposition) dient im Rahmen der Herstellung von Halbleiterlasern zum Aufbringen von Isolatorschichten. Grundlage dieses Verfahrens ist eine chemische Reaktion flüchtiger Komponenten (Prozessgase) auf einem Substrat zu einer nichtflüchtigen Komponente [Fra94]. Die Dissoziation der Reaktanden stellt dabei einen wichtigen Teil-

schritt dar, welche jedoch erst bei höheren Temperaturen (z.T. $\gg 500^\circ\text{C}$) erfolgt. Temperaturen oberhalb 500°C führen jedoch zur Zerstörung bereits aufgebrachtener ohmscher Kontakte und eventuell vorhandener Quantenstrukturen [Wil90]. Erfolgt die Dissoziation der Prozessgase jedoch durch eine HF-Plasmaentladung, können hochwertige Schichten bereits bei niedrigeren Temperaturen abgeschieden werden. Analog zu den Trockenätzverfahren ist die Einkopplung der HF-Spannung sowohl kapazitiv als auch induktiv möglich. Bei der am Zentrum für Nanophotonik vorhandenen Anlage wird die Plasmaentladung durch eine induktive Einkopplung (IC-PECVD - **i**nductively **c**oupled **p**lasma **e**nhanced **c**hemical **v**apour **d**eposition) erzeugt. Die Anlage ermöglicht die Abscheidung von Siliziumnitrid und -dioxid. Als Siliziumquelle dient Silan (SiH_4 5%ig in Helium) und als Stickstoffquelle für die Nitridabscheidung Ammoniak (NH_3). Für die Siliziumdioxidabscheidung wird letztere durch Sauerstoff (O_2) ersetzt.

Bei dieser Anlage befindet sich das Substrat im Unterschied zum reaktiven Ionenätzen auf einer geerdeten Elektrode. Eine zusätzliche Bias-Spannung ist nicht zwingend erforderlich, da bei der Herstellung von Halbleiterlasern eine möglichst isotrope Abscheidung angestrebt wird, d.h. eine ausreichende Beschichtung von senkrecht zur Elektrode liegenden Flächen (Seitenwandbelegung).

Äußerst vorteilhaft ist die direkte Kopplung dieser Anlage mit der ICP-RIE zu einem Clustertool, wie sie am Zentrum für Nanophotonik umgesetzt wurde. Mit dieser Anlagenkonfiguration ist es möglich, die mittels des reaktiven Ionenätzens strukturierten Proben unter Vakuum in die Beschichtungsanlage zu transferieren und zu passivieren. Dies unterbindet das Entstehen der natürlichen Oxidschicht auf der Halbleiteroberfläche, insbesondere auf den aluminiumhaltigen Schichten. Somit ist es erheblich einfacher, reproduzierbare, gut haftende Isolatorschichten herzustellen.

b. Sputtern

Sputtern umfasst die Beschichtung von Proben durch Zerstäuben eines Targets mittels beschleunigter Inertgasionen. Die zur Erzeugung der Ionen notwendige Plasmaentladung wird analog zum reaktiven Ionenätzen (vgl. Abschnitt 5.1.4) erzeugt. Im Gegensatz zum reaktiven Ionenätzen erfolgt die kapazitive Einkopplung jedoch nicht an der Substratelektrode, sondern an der Gegenelektrode. Auf dieser befindet sich das Sputtertarget, z.B. aus Siliziumnitrid oder -oxid, auf welches durch die entstehende negative Self-Bias-Spannung Inertgasionen beschleunigt werden. Der Wert der eingekoppelten HF-Spannung wird so gewählt, dass die über die Bias-Spannung bestimmte Ionenenergie zum Herauslösen von Targetatomen bzw. -molekülen ausreicht. Das gasförmige Ausgangsmaterial kondensiert auf der geerdeten Substratelektrode und der darauf befindlichen Probe. Bei diesem Verfahren werden die Eigenschaften der entstehenden Schicht vorrangig durch die Zusammensetzung des Sputtertargets bestimmt. Die apparativ aufwendigere IC-PECVD bietet den Vorteil, Eigenschaften der abgeschiedenen Schicht wie Verspannung und Brechungsindex direkt über die Prozessparameter wählen zu können.

5.1.6. Metallisierung

Die Ladungsträgerinjektion in Halbleiterlaser erfordert die Integration der Bauelemente in einen elektrischen Stromkreis, welche durch das Aufbringen ohmscher Kontakte und die Verbindungstechnik (Die- und Drahtbonden) erfolgt.

Über die bauelementspezifischen Anforderungen (ohmsches Verhalten, geringer Kontaktwiderstand, hohe Lebensdauer) hinaus müssen die Metallisierungen auch technischen Ansprüchen genügen. Diese resultieren vor allem aus den sich anschließenden Bondschritten. Letzere setzen eine ausreichende thermische und mechanische Stabilität, eine geeignete Materialzusammensetzung und eine ausreichende Kontaktfläche voraus. Im Falle

	p-Kontakt ZnSe-LD	p-Kontakt GaAs-LD	n-Kontakt GaAs-Substrat
Schicht 1 Dicke	Lithiumnitrid (Li_3N) 2...5 nm	Titan (Ti) 10 nm...20 nm	Nickel (Ni) 20 nm
Schicht 2 Dicke	Palladium (Pd) 20 nm	Platin (Pt) 50...80 nm	Gold-Germanium ($\text{Au}_{0,88}\text{Ge}_{0,12}$) 80 nm
Schicht 3 Dicke	Gold (Au) ≥ 350 nm	Gold (Au) ≥ 350 nm	Gold (Au) ≥ 200 nm
Verfahren	therm. Verdampfen, Galvanik	e^- -Strahl-Verdampfen, Galvanik	therm. Verdampfen
Tempern Atmosphäre Temperatur Dauer	RTA* N_2 225°C 180 s		RTA* N_2 390°C 180 s

Tabelle 5.5.: Verwendete Materialien und Verfahren zur Metallisierung von ZnSe- und GaAs-basierten Lasern. * RTA = rapid thermal annealing.

der p-Metallisierung werden aus diesen Gründen mit den eigentlichen Injektionsstreifen verbundene Bondpads auf die Isolatorflächen aufgebracht. Die Dicke der abschließenden Goldschicht muß mindestens 350nm betragen, damit diese beim Die- bzw. Drahtbonden eine ausreichende Stabilität besitzt. Insbesondere für das Die-Bonden (p-side-down) werden diese Bondpads durch einen Galvanikschritt auf 5...8µm Golddicke verstärkt, um die Reproduzierbarkeit zu erhöhen.

5.1.7. Die- und Drahtbonden

Die-Bonden umfasst das Auflöten der vereinzeln Laserchips auf Wärmespreizer und -senken. Dieses ist notwendig, um einen stabilen Dauerstrichbetrieb (cw-Betrieb) und eine maximale Lebensdauer zu gewährleisten.

Als Wärmespreizer werden Materialien verwendet, welche die im Bereich des aktiven Laserstreifens entstehende Wärme durch eine möglichst hohe Wärmeleitfähigkeit

effektiv auf eine große Fläche verteilen („spreizen“). Deshalb werden diese häufig aus CVD-Diamant hergestellt, weil dieser eine überragende Wärmeleitfähigkeit besitzt ($\approx 2000 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ bei 20°C [Dia06]). Im Falle von GaAs-basierten Bauelementen ist auch die Verwendung einer Kupfer-Wolfram-Legierung üblich, deren Wärmeausdehnung nahezu der des Halbleiters entspricht, was bei Verwendung von Diamant nicht der Fall ist.

Die verwendeten Wärmespreizer sind auf fünf Seiten mit einer Titan/Gold-Schicht bedampft, um die Stromzuführung zu gewährleisten. Auf der 6. Seite befindet sich das Lot, welches aus einer $\text{Au}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}$ -Legierung besteht, deren Schmelztemperatur bei $\approx 280^\circ\text{C}$ liegt. Während des Lötvorgangs wird Gold aus dem Halbleiterkontakt mit dem Lot vermischt, wodurch eine stabile Verbindung entsteht. Die Schmelztemperatur der Lötverbindung erhöht sich dabei auf Temperaturen weit oberhalb von 300°C .

Das Bonden von Laserdioden mit der Substratseite auf die Wärmespreizer erfordert eine Modifikation des $\text{Ni}/\text{Au}_{0,88}\text{Ge}_{0,12}/\text{Au}$ -Rückkontakts (siehe auch Tabelle 5.5). Ein direktes Bonden dieser Schichtstruktur auf Wärmespreizer mit Gold-Zinn-Lot führt aufgrund der germaniumhaltigen Legierung zu einer instabilen Lötverbindung. Die galvanische Verstärkung des Rückkontaktes mit einer einige Mikrometer dicken Goldschicht bietet keine Alternative, weil diese Schicht das Vereinzeln der Laserdioden erschweren bzw. unmöglich machen würde. Die Modifikation des n-Kontakts ist auch erforderlich, wenn das Die-Bonden mit der p-Seite der Laserdiode auf den Wärmespreizer erfolgt (p-side-down Mounting). In diesem Fall würde das Drahtbonden auf dem n-Kontakt erfolgen. Ein direktes Bonden auf dem germaniumhaltigen GaAs-n-Kontakt nicht möglich, da aufgrund des üblicherweise verwendeten Golddrahts keine bzw. nur instabile Bondverbindungen realisierbar wären.

Als mögliche Lösung des Problems wurde daher das Aufbringen einer Platin-Diffusionsbarriere, an die sich ein Golddeckschicht anschließt, untersucht. Die dazu verwendeten Testproben bestanden aus einer $1 \mu\text{m}$ dicken n-GaAs Schicht auf einem p-dotierten GaAs-Substrat. Auf diese wurden TLM-Strukturen (siehe auch Abschnitt 6.2.1) mit den in Tabelle 5.6 zusammengefassten Metallsierungen aufgedampft. Für die $\text{Ni}/\text{Au}_{0,88}\text{Ge}_{0,12}/\text{Au}$ -

Probe	$N_{D^+} - N_{A^-}$ (cm^{-3})	Metallisierung	ρ_c ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)
Np77	$1,26 \cdot 10^{17}$	Ni/AuGe/Au	$9,71 \cdot 10^{-7}$
TU5339	$1,5 \cdot 10^{17}$	Ni/AuGe/Au	$1,61 \cdot 10^{-7}$
TU5339-1	$1,5 \cdot 10^{17}$	Ni/AuGe/Au/Pt/Au	$3,76 \cdot 10^{-6}$
TU5339-2		Ni/AuGe/Au/Pt/Au	$3,85 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.6.: Vergleich der spezifischen Kontaktwiderstände des hinsichtlich der Bondbarkeit modifizierten n-GaAs-Kontakts mit dem Standardkontakt.

Standardmetallisierung wurden spezifische Kontaktwiderstände von rund $2 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$ bzw. $1 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ ermittelt. Diese entsprechen den in der Literatur veröffentlichten Werten [She85, Kat90, Par95]. An zwei verschiedenen Proben, auf welche die zusätzlichen Metallisierungsschichten aufgedampft wurden, durchgeführte TLM-Messungen ergaben einen spezifischen Kontaktwiderstand von rund $4 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Die erweiterte Metallierungsstruktur zeigte ein hervorragendes Bondverhalten. Manuell durchgeführte Schertests² führten zu einer Zerstörung der Halbleiterprobe und nicht der Lötverbindung, was deren sehr gute Stabilität zeigt. Im Gegensatz dazu führte der Test bei Proben mit der Standardmetallisierung zur Trennung der Lötverbindung. Daher ist diese für einen ausreichend stabilen Aufbau von Bauelementen nicht geeignet. Die geringfügig schlechteren spezifischen Kontaktwiderstände der modifizierten Struktur fallen dagegen kaum ins Gewicht (siehe auch Abbildung 5.7).

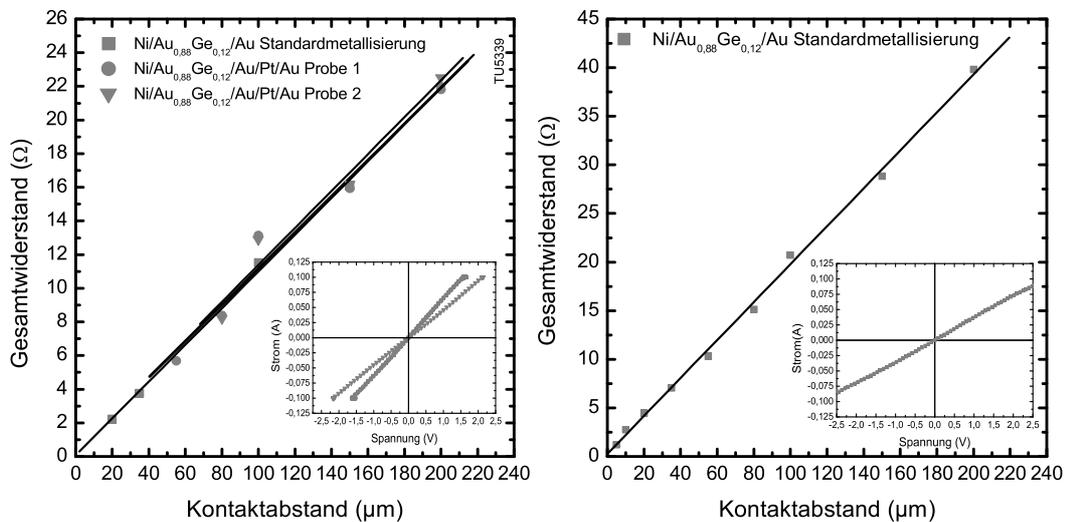


Abbildung 5.7.: Vergleich des bondbaren Rückkontaktes mit dem Standardkontakt

Die Wärmespreizer mit den darauf befindlichen Bauelementen werden auf Wärmesenken gebondet, welche als Zwischenspeicher für die Wärme dienen, bis diese über eine aktive oder passive Kühlung endgültig abgeführt wird. Häufig werden die in der Regel aus Kupfer bzw. Messing bestehenden Wärmesenken in Gehäuse oder Submounts integriert. Diese verfügen zusätzlich über die zur elektrischen Einbindung der Bauelemente notwendigen Zuführungen.

Das Drahtbonden, das heißt die Herstellung der Verbindung zwischen den Bondpads des Halbleiterlasers und den Anschlüssen des Gehäuses bzw. Submounts, wurde im Ball-Wedge-Verfahren durchgeführt. Es wurden Golddrähte mit einem Durchmesser zwischen $20\mu\text{m}$ und $25\mu\text{m}$ verwendet.

²Bei diesem Test wurde der Wärmespreizer fixiert und die Scherkraft durch Druck mit einer Pinzette an die Halbleiterprobe angelegt.

5.2. Strukturierung mittels Ionenimplantation

5.2.1. Allgemeines

In Halbleitertechnologie kommt die Ionenimplantation als materialmodifizierendes Verfahren zur Anwendung. Innerhalb dieser Arbeit diente sie

1. zur implantationsinduzierten Durchmischung von ZnCd(S)Se-Einzelquantenfilmstrukturen. Diese ermöglicht die Herstellung lateral indexgeführter Halbleiterlaser.
2. zur Generation eines sättigbaren Absorbers in In(Ga)As-Quantenpunktlasern.

Die Implantation von Ionen erfordert die Ionisierung von Atomen oder Molekülen, deren Beschleunigung durch ein elektrisches Feld und die eigentlichen Implantation in den Festkörper. Die Durchführung erfolgte am Ionenstrahllabor (ISL) des Hahn-Meitner-Instituts Berlin. Zur Erzeugung der Ionen wird an dieser Anlage eine Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle (EZR- bzw. ECR-Quelle) verwendet. Nach der Extraktion aus der Quelle werden die Ionen mittels eines Van de Graff-Beschleunigers und eines Zyklotrons auf die entsprechenden Implantationsenergien beschleunigt. Typische Implantationsenergien liegen im Bereich von 1,5MeV...20MeV.

5.2.2. Herstellung vergrabener Stegwellenleiter - Implantationsinduzierte Durchmischung

Die Implantationsenergie, die zur Generation der für die implantationsinduzierte Durchmischung (IID) erforderlichen Leerstellen in der Umgebung der aktiven Zone erforderlich ist (siehe Abschnitt 2.2), wurde mittels des Simulationsprogrammes SRIM (zuletzt Version SRIM -2003) [Zie04] bestimmt. Die nach Abschluß der Prozessierung aktiven Bereiche des Lasers werden dabei durch eine Maske vor der Implantation geschützt. Für die IID von II-VI Halbleiterlasern wurde eine Fotolackmaske verwendet, wobei die erforderliche Dicke der Lackschicht ebenfalls mittels des Simulationsprogrammes berechnet wurde (siehe Abb. 5.8 links).

Einige Proben erforderten aufgrund ihrer geringen Schichtdicke eine Implantationsenergie, welche unterhalb der Minimalenergie der ISL-Anlage lag. Um die Bearbeitung dieser Proben dennoch zu ermöglichen, wurde ein Mehrschichtlithographieprozess entwickelt [Sch00]. Dieser beinhaltet das Aufbringen einer vollflächigen Fotolackschicht auf die zu implantierende Probe, welche die implantierten Ionen auf die Energie abbremst, die zur Generation des Schadensmaximums in der Tiefe der aktiven Zone führt. Zur Bestimmung der notwendigen Dicke wurde wiederum das Simulationsprogramm SRIM verwendet. Die eigentliche Implantationsmaskierung wurde dann auf diese Schicht aufgebracht.

Während der Implantation tritt jedoch ein gravierender Nachteil der Fotolackmaskierung in der Vordergrund. Der Ionenbeschuß des Fotolackes führt zu einer zunehmenden Verkokung der Schicht. Beginnend von der Oberfläche wird vor allem Wasserstoff aus den Polymerketten des Fotolackes abgespalten. Diesen Vorgang bezeichnet man als Ausgasen des Fotolackes [Smi88]. Bei der Implantation mit hohen Energien (einige MeV) und hohen

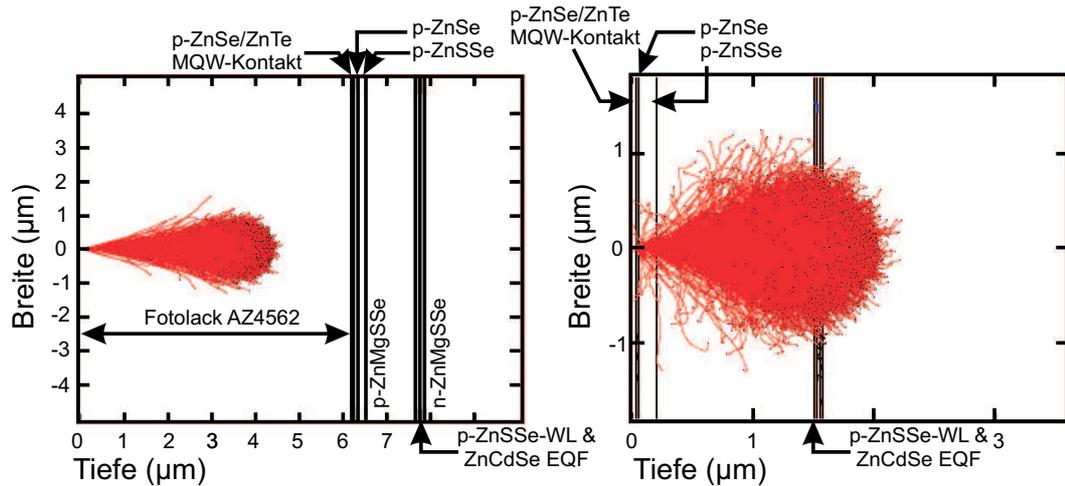


Abbildung 5.8.: SRIM2003-Simulation einer $2,5 \text{ MeV } ^{40}\text{Ar}^+$ -Implantation: Das linke Bild zeigt die Eindringtiefe der Ionen in die verwendete Fotolackmaske. Im rechten Bild ist die Ioneneindringtiefe in eine ZnCdSe-Einzelquantenfilm-Diode dargestellt.

Dosen ($\approx 10^{15}/\text{cm}^2$) wandelt sich die Lackschicht nahezu vollständig in eine ungeordnete Graphitschicht um. Das Entfernen dieser Schicht mit der in der Siliziumtechnologie üblichen „Piranha“-Lösung³ ist nicht möglich, da diese sowohl die ZnSe-basierten als auch die GaAs-basierten Laserstrukturen zerstören würde. Die in der Nassprozesstechnik üblichen Lösungsmittel n-Methylpyrrolidon (NMP - Hauptbestandteil des Removers 1165⁴, Aceton und Isopropanol sind zur Entfernung der nach der Implantation vorhandenen verkockten Lackstrukturen nur bedingt geeignet. Gute Ergebnisse wurden durch die Verwendung von Plasmaätzpolymerremover (PRX-417) und Positive Photoresist Stripper (SVC-175) erzielt. In Kombination mit mehreren Sauerstoffplasmareinigungsschritten (Plasmaveraschen) konnten Lack- und Graphitreste ausreichend entfernt werden.

5.2.3. Herstellung sättigbarer Absorber

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, erfordert die Herstellung eines Halbleiterlasers für die passive Modenkopplung die Integration eines sättigbaren Absorbers in den Laserresonator, wofür die Ionenimplantation ein geeignetes Werkzeug darstellt. Diese führt zur Generation von tiefen Störstellen, welche die Effektivität der strahlenden Rekombination und die Ladungsträgerlebensdauer τ_R für den Übergang vom Leitungs- ins Valenzband senken [Zie81].

Die Herstellung eines sättigbaren Absorbers stellt folgende Anforderungen an die Ionenimplantation:

³30%iges H_2O_2 : 98%ige H_2SO_4 = 1:1...1:3 (Volumenverhältnis)

⁴Rohm and Haas Electronic Materials

1. Die Defektgeneration muss innerhalb des Laserresonators erfolgen.
2. Die durch die Implantation hervorgerufene Absorption darf keine Ausheileffekte zeigen, weil sonst keine stabile Modenkopplung erreicht wird. Ausheileffekte treten vor allem bei der Protonenimplantation auf [Dym73, Sch93].

	Implantation der Absorbersektion	
	durch die Facette	durch den Stegwellenleiter
Vorteil	Die Steuerung der Dosis wird durch die Implantation von mehrfach geladenen Ionen vereinfacht ($E_{imp} \approx 17 \text{ MeV}$). Siehe Glg. 5.1.	Die Länge des Absorbers wird über die Maskierung bestimmt und ist daher frei wählbar.
Nachteil	Die Länge des Absorbers ist durch die Implantationsenergie festgelegt und ist somit nicht frei wählbar.	Die Dosis ist schwer steuerbar, da aufgrund der kleinen Implantationsenergie ($E_{imp} \approx 2 \text{ MeV}$) einfach geladene Ionen verwendet werden. Siehe Glg. 5.1.

Tabelle 5.7.: Gegenüberstellung von Vor- und Nachteilen der Absorberimplantation durch die Facette und die Stegwellenleiteroberfläche.

Die Implantation der Ionen in die Absorbersektion kann aus zwei Richtungen erfolgen, über die Facette oder den Stegwellenleiter. Beide Techniken besitzen Vor- und Nachteile, welche in Tabelle 5.2.3 zusammengefasst sind.

Die Steuerung der Implantationsdosis erfolgt über die Messung des Strahlstroms. Für diesen gilt:

$$I = \frac{dQ}{dt} \tag{5.1}$$

Durch die Anlage ist für die Implantation ein minimaler Strahlstrom zwischen 20 nA und 30 nA vorgegeben, bei welchem die Steuerung der Dosis gerade noch mit ausreichender Genauigkeit durchgeführt werden kann. Mit mehrfach geladenen Ionen ist es daher möglich, deutlich geringere Implantationsdosen zu steuern als mit einfach geladenen.

Um eine aufwendige Probenreinigung zu vermeiden, wurde für die GaAs-basierten Laser die in Abbildung 5.9 dargestellte Alternative zur der bei II-VI Lasern verwendeten Fotolackmaskierung entwickelt. Im ersten Schritt werden dazu die Absorbersektionen (zu implantierende Bereiche) durch Aufdampfen metallischer Justiermarken außerhalb

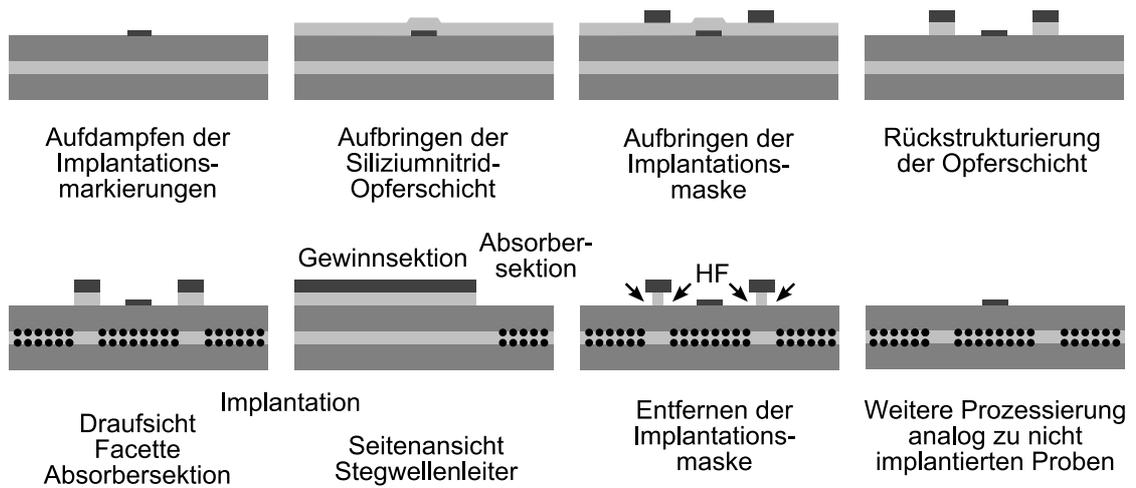


Abbildung 5.9.: Implantationsmaskierung mittels einer Goldmetallisierung und Siliziumnitrid-Opferschicht.

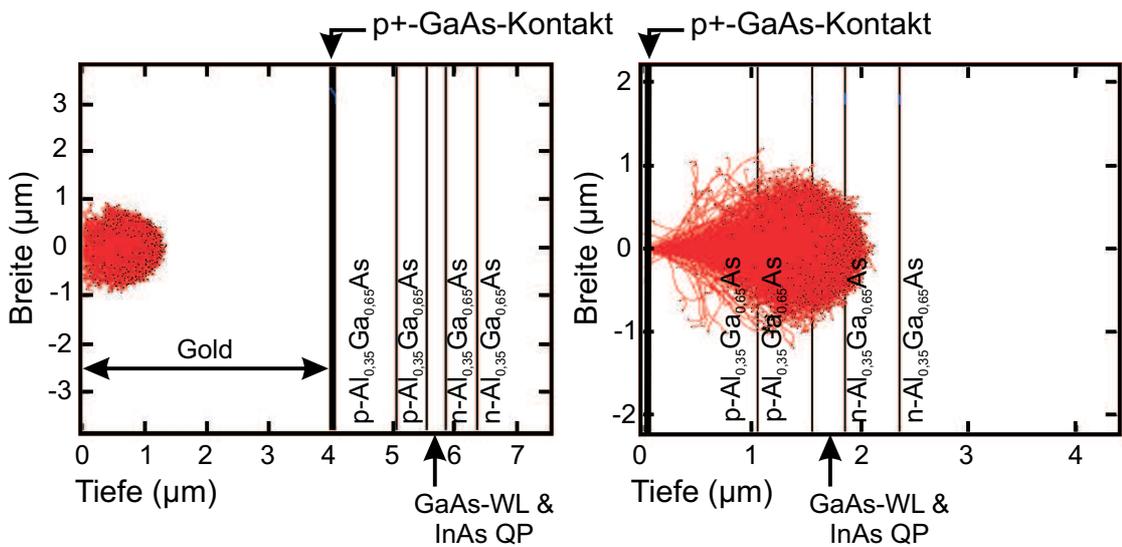


Abbildung 5.10.: Simulation der Ionenimplantation ($1,8 \text{ MeV } ^{14}\text{N}^+$) mittels SRIM2003: Das linke Bild zeigt die Eindringtiefe der Ionen in die zur Maskierung verwendete Goldschicht. Im rechten Bild ist die Ioneneindringtiefe in eine GaAs-basierte Laserstruktur dargestellt.

des späteren Laserresonators gekennzeichnet. Anschließend wird eine Opferschicht aus Siliziumnitrid mittels plasmaunterstützter Gasphasenabscheidung (PECVD) vollflächig auf die Laserstruktur aufgebracht. Danach wird die eigentliche Implantationsmaske, welche aus einer 20 nm dicken Titan-Schicht und einer 350 nm dicken Goldschicht besteht, aufgedampft und galvanisch auf eine Dicke von etwa 4 μm verstärkt. Siliziumnitrid, das sich nicht unterhalb der Implantationsmaske befindet, wird mittels reaktiven Ionenätzens (anisotropes Ätzen) entfernt. Nach der Implantation erfolgt die Entfernung der Siliziumnitrid-Opferschicht mittels Flußsäure (isotropes Ätzen). Alle weiteren Schritte zur Herstellung der Laserdioden entsprechen dem Prozessablauf für nichtimplantierte Proben (siehe 5.1).

Mittels des Simulationsprogrammes SRIM2003 wurde, wie in Abbildung 5.10 rechts dargestellt, die notwendige Energie zur Generation von Defekten in der Tiefe der aktiven Zone bestimmt. Anschließend wurde die notwendige Dicke der Goldmaskierung für die entsprechende Implantationsenergie ermittelt. Für die ermittelten Werte von 1,8 MeV...2,0 MeV ist eine Golddicke von etwa 1,5 μm ...2 μm ausreichend (siehe Bild 5.10 links). Da beim Galvanikprozess durch inhomogene Feldverteilungen Schwankungen der Schichtdicke hervorgerufen werden können, wurde eine mittlere Dicke von 4 μm galvanisch aufgebracht, um eine ausreichende Maskierung an jeder Stelle der Probe sicherzustellen.

Kapitel 6.

Charakterisierung von Halbleiterlasern

6.1. Leistung-Strom-Spannung-Charakteristik

Die grundlegende Charakterisierung von Halbleiterlasern erfordert die Messung der Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Injektionsstrom sowie dessen Abhängigkeit von der angelegten Spannung (PIU-Messung). Durch die Messung von Lasern mit unterschiedlicher Kavitätslänge werden die internen Parameter wie Transparenzstromdichte J_{tr} , interne Verluste α_{int} und interne Quanteneffizienz η_{int} zugänglich (siehe Abschnitt 2.4).

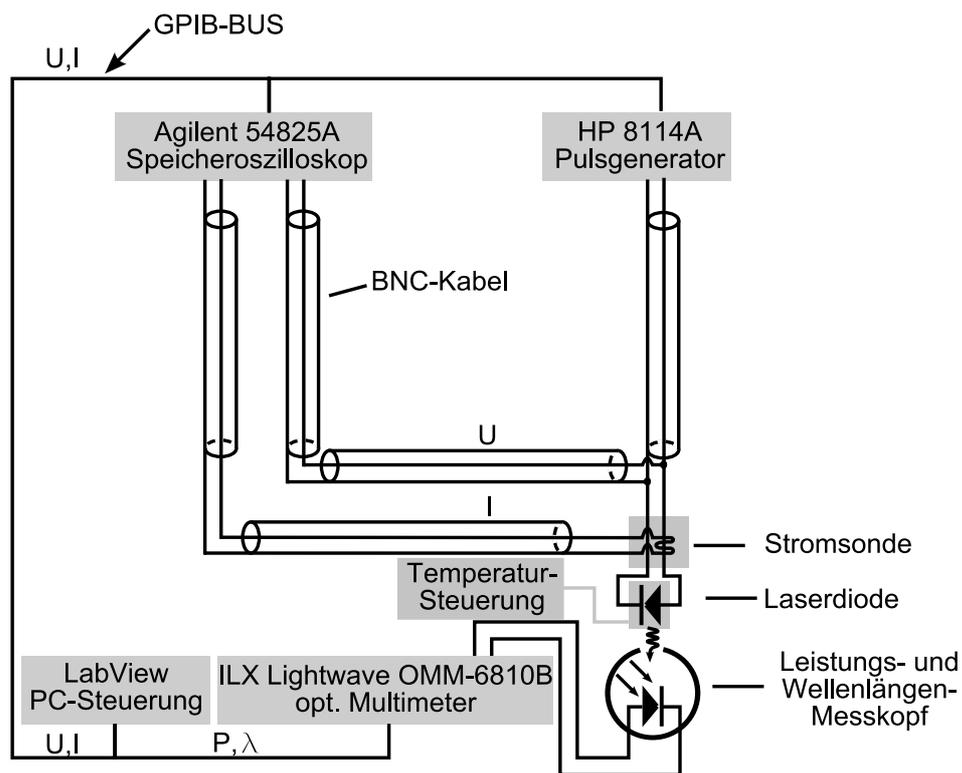


Abbildung 6.1.: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der PIU-Charakteristik im Pulsbetrieb.

Insbesondere die geringe Lebensdauer der untersuchten ZnSe-basierten Laserdioden im Dauerstrichbetrieb (einige Minuten bis rund 9,5h [Str01]) erfordert die Durchführung der Messung im Pulsbetrieb. Dies gilt auch für die Charakterisierung von GaAs-basierten Laserdioden, wenn diese nicht für den Dauerstrichbetrieb geeignet waren (z.B. Vorabcharakterisierung unbekannter Proben - Schnelltest).

Der Messaufbau setzt sich aus einem Pulsgenerator (HP8114A), einem 4-Kanal-Speicheroszilloskop und einem optischen Multimeter (ILX Lightwave OMM-6810B) mit austauschbaren Leistungs- und Wellenlängen-Messköpfen zusammen. Aufgrund der unterschiedlichen Emissionswellenlängen der Laserdioden, ZnCdSe-LD $\lambda \approx 525 \text{ nm}$, In(Ga)As-LD $\lambda \approx 1300 \text{ nm}$ ist dieser Austausch notwendig. Die Messköpfe bestehen aus einer Ulbricht-Kugel und zwei mit verschiedenen Farbfiltern kombinierten Fotodetektoren. Letzere liefern voneinander unabhängige Fotoströme. Aus dem wellenlängenabhängigen Verhältnis der Ströme erfolgt die Bestimmung der Wellenlänge und damit die exakte Berechnung der Leistung aus den gemessenen Fotoströmen [ILX00]. Zur Leistungs- und Wellenlängen-Messung der ZnSe-basierten Laser diene ein Silizium-Messkopf (OMH-6722, Messbereich $400 \text{ nm} < \lambda < 1100 \text{ nm}$) und für die InGaAs-Quantenpunktlaser ein Indiumgalliumarsenid-Messkopf (OMH-6727, Messbereich $900 \text{ nm} < \lambda < 1650 \text{ nm}$). Neben der Spannungsmessung erfolgt auch die Messung des Stroms mittels des Speicheroszilloskops, wobei der Strom vorher über eine Stromsonde (Current Transformer CT-1, Tektronix) abgegriffen und in eine Spannung umgewandelt wird.

Zur Untersuchung der Lasereigenschaften im Dauerstrichbetrieb werden der Pulsgenerator und das Speicheroszilloskop durch eine Stromquelle mit Spannungsmonitoring ersetzt.

6.1.1. Lebensdauerermessung

Die Bestimmung der Lebensdauer von Laserdioden erfolgt über die Messung des Pumpstroms I_{op} als Funktion der Zeit t , welcher zur Aufrechterhaltung einer festen Ausgangsleistung notwendig ist. Mit zunehmender Alterung der Laser nimmt dieser Strom zu. Ein Anstieg des Pumpstroms um mehr als 50% des Ausgangswertes gilt als Ausfall-Kriterium (end-of-life criterion). Als alternatives Ausfallkriterium wird häufig auch ein 50%iger Anstieg der Schwellstroms I_{th} oder bei Lasern mit geringem Schwellstrom (5..20mA) ein Anstieg des Schwellstroms um 10mA angegeben [Bel90].

Für die Lebensdauerbestimmung von II-VI-Lasern ist das Schwellstromkriterium unpraktikabel, da die Zeit für die einmalige Bestimmung des Schwellstroms im Falle der gewinngeführten Laserdioden zum Teil bei 30% der Lebensdauer liegt. Um ein aussagekräftiges Ergebnis zu erhalten, wird daher eine Bestimmung der Lebensdauer über das Pumpstromkriterium durchgeführt.

Unabhängig vom jeweiligen Ausfallkriterium werden Lebensdauerermessungen im Dauerstrichbetrieb (cw) bei konstanter Temperatur durchgeführt.

6.2. Charakterisierung von Metall-Halbleiter-Kontakten

6.2.1. Spezifischer Kontaktwiderstand - Transmissionslinienmodell (TLM)

Zur Beschreibung der Qualität eines Metall-Halbleiter-Kontakts wird der spezifische Kontaktwiderstand ρ_c verwendet. Dieser ist definiert als

$$\rho_c = \frac{v_c}{j_c} \quad (6.1)$$

v_c : Kontaktspannung
 j_c : Stromdichte [Ber72].

Der in einer Laserstruktur vorhandene pn-Übergang und die einzelnen, sich in Material und Höhe der Dotierung unterscheidenden Schichten, machen es unmöglich, den spezifischen Kontaktwiderstand durch eine Vertikalmessung zu bestimmen. Daher erfolgte die Messung über eine planare Anordnung. Zur Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstands diente das Transmissionslinienmodell (TLM), welches von Berger [Ber72] ausführlich beschrieben wurde. Diesem Modell liegen folgende Überlegungen und Näherungen zu Grunde:

1. Der gesamte messbare Widerstand zwischen zwei Kontaktpads lässt sich unterteilen in

$$R = R_{c1} + R_{c2} + R_{sc} + 2R_w \quad (6.2)$$

R_{c1}, R_{c2} : Übergangswiderstände zwischen Metall und Halbleiter der Kontaktpads 1 und 2 (Kontaktwiderstand)
 R_{sc} : Widerstand der Halbleiterschicht zwischen beiden Kontaktpads
 R_w : Widerstand der Zuleitungen [Mur69a].

Bei Vernachlässigung des Widerstands der Metallschicht und Durchführung einer 4-Pol-Messung, bei der die Strominjektion unabhängig von der Spannungsmessung erfolgt, fällt der letzte Summand weg.

2. Die stromführende Halbleiterschicht besitzt die Breite der Kontaktpads $w = W$.
3. Zwischen den beiden Kontakten ist der Stromfluß homogen. Einflüsse durch das Halbleitervolumen, die zu einem inhomogenen Stromfluß führen, werden vernachlässigt ($h \rightarrow 0$). Somit ist der Widerstand der Halbleiterschicht zwischen den Kontaktpads R_{sc} gegeben durch

$$R_{sc} = \frac{L}{W} \cdot R_{sh} \quad (6.3)$$

R_{sh} : normierter Schichtwiderstand
 L : Abstand der Kontaktpads zueinander
 W : Breite der Kontaktpads.

4. Die Kontaktpads besitzen die gleiche Länge d und damit den gleichen Widerstand R_c . Daher lässt sich Glg. 6.2 mit Glg. 6.3 umschreiben zu

$$R = 2R_c + \frac{L}{W} \cdot R_{sh}. \quad (6.4)$$

5. Der Stromfluss am Kontakt lässt sich durch eine Leitung mit Leckströmen beschreiben (Transmissionslinie), welches ein bekanntes Problem aus der Elektrotechnik darstellt. Für den Gleichstromfall ergibt sich für den spezifischen Kontaktwiderstand:

$$\rho_c = \frac{R_c^2 W^2}{R_{sh}}. \quad (6.5)$$

Für eine vollständige Herleitung sei auf die Arbeiten von Murrmann und Widmann bzw. Berger verwiesen [Mur69a, Mur69b, Ber72].

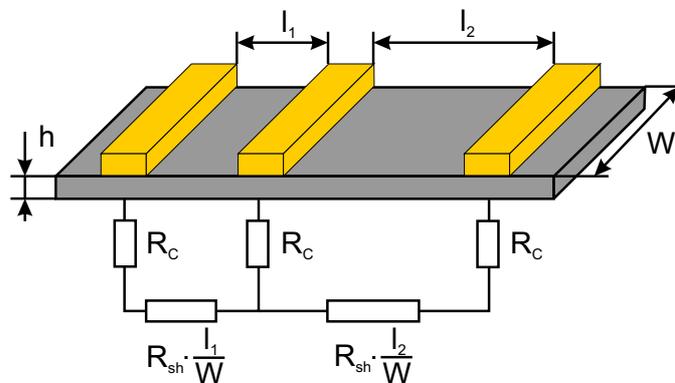


Abbildung 6.2.: Teststruktur zur Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstands nach dem TL-Modell. Darunter sind die Beiträge der einzelnen Widerstände zum Gesamtwiderstand dargestellt.

Zur Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstands wurde eine Struktur verwendet, welche aus 9 Kontaktstreifen mit jeweils unterschiedlichen Abständen von $5 \mu\text{m}$ bis $200 \mu\text{m}$ zwischen zwei Streifen bestand. Die Messung des Gesamtwiderstands R erfolgt durch eine 4-Pol-Messung. Aus Gleichung 6.4 ist zu erkennen, dass die lineare Extrapolation auf die Länge 0 den Kontaktwiderstand R_c liefert. Aus dem Anstieg dieser linearen Funktion lässt sich der Schichtwiderstand R_{sh} gewinnen. Mit beiden Werten ist der spezifische Kontaktwiderstand ρ_c mittels Gleichung 6.5 bestimmbar.

6.2.2. Sekundärionenmassenspektrometrie (SIMS)

Die Untersuchung der durch das Aufdampfen von lithiumnitridhaltigen Kontakten entstehenden zusätzlichen Akzeptordotierung erfordert eine tiefenaufgelöste Analyse der chemischen Zusammensetzung des Halbleiterschichtstapels. Hierzu ist die Sekundärionenmassenspektrometrie (SIMS) hervorragend geeignet.

6.2. Charakterisierung von Metall-Halbleiter-Kontakten

Hierbei werden die an der Oberfläche eines Festkörpers befindlichen Teilchen durch den Beschuss mit Ionen der entsprechenden Energie, welche in der Regel zwischen 3 keV und 15 keV liegt, sukzessiv herausgelöst. Ein geringer Teil (0.1% bis 10%) der zerstäubten Teilchen ist ionisiert und kann entsprechend des Masse-Ladung-Verhältnisses getrennt und detektiert werden. Liegt die Konzentration eines Elements unterhalb 1%, kann die Analyse für dieses quantitativ erfolgen, weil die Beziehung zwischen Sekundärionenstrom I und Konzentration C unterhalb dieses Wertes linear ist. Dazu erfolgt eine Vergleichsmessung mit einem Standard. Die Konzentration C_A eines Elements A in einer unbekannt Probe ist somit

$$C_A^{Probe} = \frac{I_A^{Probe}}{I_A^{Standard}} \cdot C_A^{Standard}. \quad (6.6)$$

Vergleichsstandards werden in der Regel durch die Implantation der entsprechenden Ionen in das gleiche Matrixmaterial erzeugt. Mittels der dabei eingestellten Parameter wie Dosis und Energie lassen sich die Tiefenverteilung und die Konzentration der implantierten Teilchen berechnen.

Zur Untersuchung der Proben wurde eine Anlage der Firma Atomika (Typ: 6500 Ion Microprobe) verwendet, die einen Beschuss der Probe mit Sauerstoff-, Argon- und Cäsiumionen erlaubt. Das zu verwendende Primärion ergibt sich aus den zu detektierenden Ionen. Es ist nicht möglich Sekundärionen nachzuweisen, die mit Primärionen des gleichen Elements generiert wurden. In diesem Fall wäre es nicht möglich, zwischen aus der Probe stammenden Sekundärionen und rückgestreuten Primärionen zu unterscheiden. Ein weiteres Kriterium für die Auswahl der Primärionen ist das elektrochemische Potential der zu detektierenden Ionen sowie deren Masse. Daher erfolgt der Nachweis von Metallen üblicherweise mit Sauerstoffionen und von Nichtmetallen mit Cäsiumionen. Für die Messung von Metallen größerer Atommasse ($> 100 \text{ amu}$) ist dennoch die Verwendung von Cäsiumionen erforderlich, weil aufgrund der ähnlichen Masse der Stoßpartner der Energieübertrag deutlich effektiver ist (bessere Sputterwirkung) [Kut98, Str02].

6.2.3. Bestimmung der freien Ladungsträgerkonzentration

Die Sekundärionenmassenspektrometrie liefert die chemische Konzentration einer Dotierung, was jedoch keine Aussagen über die elektrischen Eigenschaften der Probe erlaubt. Insbesondere bei der Stickstoffdotierung von II-VI-Halbleitern spielen beim Einbau hoher Konzentrationen zunehmend Kompensationseffekte eine Rolle, wodurch die Stickstoffkonzentration um ein Vielfaches über der freien Ladungsträgerkonzentration liegen kann [Qui91, Oht93]. Letztere lässt sich über eine Messung nach van der Pauw bestimmen, die auf dem Hall-Effekt basiert. Zur Überprüfung der Messwerte wurden Kapazität-Spannung-Messungen durchgeführt, welche ebenfalls zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration geeignet sind. Beide Verfahren werden in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben.

a. Van der Pauw-Methode

Die durch L. J. van der Pauw entwickelte Methode zur Bestimmung der freien Ladungsträgerkonzentration in Halbleitern ist die Erweiterung der Methode zur Bestimmung der Hall-Koeffizienten¹ auf Schichtstrukturen beliebiger Geometrie [Pau58].

Wie in Abbildung 6.3 dargestellt, erfolgt die Strominjektion durch die Kontakte N und P und die Messung der Spannung durch die Kontakte M und O. Definiert man

$$R_{NP,MO} = \frac{U_{MO}}{I_{NP}}, \quad (6.7)$$

ändert sich $R_{NP,MO}$ durch Anlegen des Magnetfelds B um den Wert $\Delta R_{NP,MO}$. Van der Pauw zeigte, dass unter der Voraussetzung, dass

1. die Kontaktflächen klein gegenüber der Probenfläche sind,
2. sich die Kontakte am Probenrand befinden und
3. die Probe die homogene Dicke d besitzt,

$$\Delta R_{NP,MO} = R_H \quad (6.8)$$

U_{MO} : Spannung zwischen den Kontakten M und O
 I_{NP} : Strom zwischen den Kontakten N und P
 R_H : Hall-Widerstand

gilt [Pau58]. Für den Hall-Koeffizienten ergibt sich daher

$$A_H = \frac{d}{B} R_H \quad (6.9)$$

$$= \frac{d}{B} \Delta R_{NP,MO} = \quad (6.10)$$

$$= \frac{d(U_{MO}(B) - U_{MO}(0))}{BI_{NP}} \quad (6.11)$$

A_H : Hall-Koeffizient
 d : Dicke der Probe

Zur Minimierung des Fehlers, welcher durch Ströme entsteht, die nicht senkrecht zur Verbindungslinie der Kontakte M und O verlaufen, erfolgt die Spannungsmessung in beide Richtungen $\pm B$ [Yu05]. Experimentell geschieht dieses durch Drehen des Magneten um 180° . Aus Gleichung 6.11 wird damit:

$$A_H = \frac{d(U_{MO}(B) - U_{MO}(-B))}{2BI_{NP}}. \quad (6.12)$$

¹Für eine detaillierte Beschreibung der klassischen Hallmessung sei auf die Literatur verwiesen, z.B. Niedrig, *Physik* [Nie92].

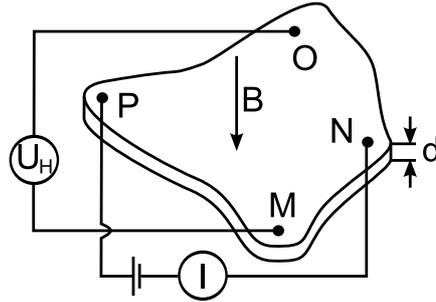


Abbildung 6.3.: Meßstruktur zur Bestimmung der Hall-Koeffizienten nach van de Pauw nach [Yu05].

Der Zusammenhang zwischen der freien Ladungsträgerkonzentration und dem Hall-Koeffizienten ist bei n-Leitung gegeben durch

$$A_H = -\frac{1}{N_{D^+} e}. \quad (6.13)$$

Sind die Majoritätsladungsträger des Halbleiters Löcher, kehrt sich das Vorzeichen des Hallkoeffizienten entsprechend um und es gilt daher

$$A_H = \frac{1}{N_{A^-} e}. \quad (6.14)$$

Sind beide Ladungsträgerarten vorhanden, erhält man

$$A_H = \frac{1}{(N_{A^-} - N_{D^+}) e} \quad (6.15)$$

- N_{D^+} : Donatorkonzentration
- N_{A^-} : Akzeptorkonzentration
- e : Elementarladung.

Die Messung des Hall-Koeffizienten eines Halbleiters ermöglicht daher die Bestimmung von Art und Konzentration der vorhandenen Ladungsträger [Nie92].

b. Kapazität-Spannung-Messung

Zur Verifizierung der mittels der van-der-Pauw-Methode bestimmten Werte erfolgte die Bestimmung der freien Ladungsträgerkonzentration mittels einer Kapazität-Spannung-Messung (C-V-Messung). Bei diesem Verfahren wird durch die Variation der Spannung die Kapazität einer Sperrschicht geändert.

Bei einem nichtohmschen Metall-Halbleiter-Kontakt (Schottky-Kontakt) liegt die Sperrschicht vollständig im Halbleiter. Insbesondere bei den im Rahmen dieser Arbeit intensiv untersuchten Kontakten zu p-ZnSe ist in jedem Fall eine Schottkybarriere vorhanden. Dies liegt zum einen an der hohen Austrittsarbeit von $\phi_{ZnSe} = \chi_{ZnSe} + E_g =$

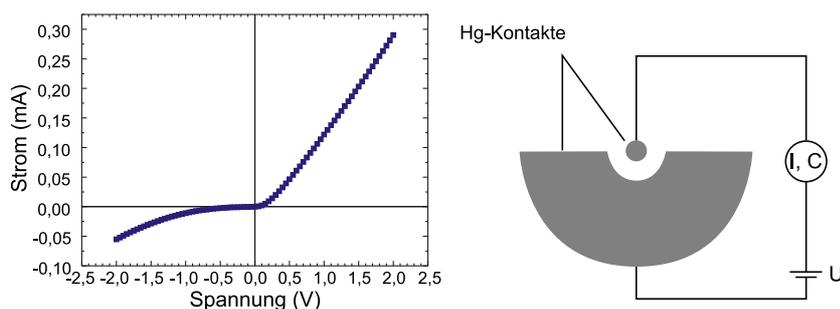


Abbildung 6.4.: Links: I-U-Charakteristik einer ZnTe/ZnSe-Kontaktstruktur nach der Eindiffusion von Li_3N und Kontaktierung mit dem Quecksilberprober. Die nichtlineare Abhängigkeit des Stroms von der Spannung ist deutlich zu erkennen. Rechts: Anordnung der Kontakte bei Verwendung des Quecksilberprobers.

$4,09 \text{ eV} + 2,67 \text{ eV} = 6,76 \text{ eV}$ [Swa67, Bha97], wodurch es kein Metall mit einer Austrittsarbeit $\phi_m > \phi_s$ gibt, welches nach der einfachen Schottky-Thorie zu einem ohmschen Kontakt führt. Zum anderen wurde bei allen bisher untersuchten Metall-p-ZnSe-Kontakten eine von den Austrittsarbeiten unabhängige Schottky-Barrierenhöhe (Fermi-Level-Pinning) von $1,2 \pm 0,1 \text{ eV}$ beobachtet [Koi97]. Die Austrittsarbeit von p-ZnTe $\phi_{\text{ZnTe}} = \chi_{\text{ZnTe}} + E_g = 3,53 \text{ eV} + 2,25 \text{ eV} = 5,78 \text{ eV}$ [Swa67, Bha97] ist $0,98 \text{ eV}$ kleiner als die von p-ZnSe. Durch die Verwendung eines Quecksilberprobers ($\phi_{\text{Hg}} = 4,5 \text{ eV}$) entsteht auch zu den Metall-p-ZnTe/p-ZnSe-Multiquantenfilmkontakten eine Schottkybarriere (siehe Abb. 6.4). Der äußere, halbringförmige Kontakt wirkt hierbei aufgrund seiner erheblich größeren Fläche als ohmscher Kontakt, da der Kontaktwiderstand gegenüber dem Halbleiterwiderstand vernachlässigbar ist.

Die Breite W der am Schottky-Kontakt entstehenden Verarmungszone ist bei n-Halbleitern durch

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(V_{bi} - V_{ext})}{eN_{D^*}}} \quad (6.16)$$

- W : Breite der Verarmungszone
- ϵ_s : Dielektrizitätskonstante des Halbleiters $\epsilon_s = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$
- V_{bi} : Build-in Spannung
- V_{ext} : angelegte Spannung
- e : Elementarladung
- N_{D^*} : Netto-Donatorkonzentration $N_{D^*} = N_{D^+} - N_{A^-}$

gegeben [Sze85]. Die im Rahmen dieser Arbeit erfolgte die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration mittels C-V-Messungen ausschließlich an p-Halbleitern. Um einen Schottky-Kontakt zu einem p-Halbleiter zu erzeugen muss die Austrittsarbeit des Metalls ϕ_m kleiner als die des Halbleiters ϕ_s . Die Build-in Spannung $V_{bi} = (\phi_m - \phi_s)/e$ ist für diesen Fall negativ und man ersetzt N_{D^*} durch $(-N_{A^*})$ (siehe auch Abschnitt 3.1.2.

6.2. Charakterisierung von Metall-Halbleiter-Kontakten

Für die Breite W der Verarmungszone im p-Halbleiter gilt daher:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(V_{bi} + V_{ext})}{eN_{A^*}}} \quad (6.17)$$

N_{A^*} : Netto-Akzeptorkonzentration $N_{A^*} = N_{A^-} - N_{D^+}$.

Die Raumladung Q pro Einheitsfläche der Verarmungszone ist gegeben durch

$$Q = e N_{A^*} W \quad (6.18)$$

Q : Raumladung pro Einheitsfläche.

Einsetzen von Glg. 6.17 in Glg. 6.18 liefert:

$$Q = eN_{A^*} \sqrt{\frac{2\epsilon_s(V_{bi} + V_{ext})}{eN_{A^*}}} \quad (6.19)$$

$$= \sqrt{2eN_{A^*}\epsilon_s(V_{bi} + V_{ext})}. \quad (6.20)$$

Die Kapazität C des Schottky-Kontakts ergibt sich aus der Ableitung der Raumladung Q nach der angelegten Spannung:

$$C = \frac{dQ}{dV_{ext}} = \frac{1}{2}(2eN_{A^*}\epsilon_s(V_{bi} + V_{ext}))^{-\frac{1}{2}} \cdot (2eN_{A^*}\epsilon_s) \quad (6.21)$$

$$= \frac{eN_{A^*}\epsilon_s}{\sqrt{2eN_{A^*}\epsilon_s(V_{bi} + V_{ext})}} \quad \text{bzw.} \quad (6.22)$$

$$C^2 = \frac{eN_{A^*}\epsilon_s}{2(V_{bi} + V_{ext})} \quad (6.23)$$

C : Kapazität

Die Ableitung der reziproken Gleichung nach der angelegten Spannung führt auf:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} + V_{ext})}{eN_{A^*}\epsilon_s} \quad (6.24)$$

$$\frac{d(1/C^2)}{dV_{ext}} = \frac{2}{eN_{A^*}\epsilon_s}. \quad (6.25)$$

Somit gilt für die Netto-Akzeptorkonzentration N_{A^*}

$$N_{A^*} = \frac{2}{e\epsilon_s} \cdot \frac{1}{d(1/C^2)/dV_{ext}} \quad (6.26)$$

Experimentell erfolgt die Bestimmung der Netto-Akzeptorkonzentration durch Messung der Kapazität der Sperrschicht in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Aus der graphischen Darstellung von $\frac{1}{C^2}$ über V_{ext} kann die Ladungsträgerkonzentration aus der Steigung und die Build-in-Spannung aus dem x-Achsenabschnitt bestimmt werden.

Kapitel 7.

ZnCd(S)Se-Einzelquantenfilmlaser

In den folgenden Abschnitten werden zwei im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren zur Erhöhung der Lebensdauer von ZnCd(S)Se-Halbleiterlasern vorgestellt. Die Entwicklung alternativer Herstellungsverfahren ist notwendig, da die bisher erreichte Lebensdauer von rund 400 h bei 1 mW optischer Ausgangsleistung völlig unzureichend sind [Kat98, Ito00]. Kommerzielle Applikationen verlangen einen stabilen Betrieb von mindestens 10.000 h bei anwendungsabhängigen Ausgangsleistungen zwischen 1 mW und 1 W [Bel90, Ish99, Chi06]. Eine Erhöhung der Lebensdauer lässt sich durch eine laterale Strukturierung der Bauelemente erreichen, welche zu einer Reduzierung der Verluste führt, die eine verringerte Erwärmung nach sich zieht. Die Geschwindigkeit der graduellen Degradation, z.B. über Dark-Line-Defets (DLDs), ist dann deutlich geringer.

7.1. Lateral strukturierte Laserdioden

7.1.1. Lithiumnitridhaltige p-Kontakte

a. Grenzen des Standardkonzepts

Durch die Einführung des p-ZnTe/p-ZnSe-Mehrfachquantenfilmkontakts, wie in Abschnitt 4.1 ausführlich beschrieben, wurde die Herstellung ohmscher p-Kontakte auf ZnSe-basierten Laserdioden möglich. Mit dieser Kontaktstruktur konnte Lasing im Dauerstrichbetrieb (cw-Betrieb) demonstriert werden [Fan92, Hie93].

Autoren	Kontaktstruktur	spezifischer Kontaktwiderstand ρ_c
Hiei et al.	resonantes Tunneln	$5,0 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot cm^2$ [Hie93]
Fan et al.	Graded Bandgap	$2...8 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot cm^2$ [Fan92]
Fan	Graded Bandgap (theor.)	$1,7...9,3 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot cm^2$ [Fan95]

Tabelle 7.1.: Veröffentlichte Werte für den spezifischen Kontaktwiderstand von verschiedenen Metall-p-ZnSe/p-ZnTe-MQW zu p-ZnSe Kontaktstrukturen.

In Tabelle 7.1 sind die mit der p-ZnTe/p-ZnSe-Mehrfachquantenfilmstruktur erreichten Werte für den spezifischen Kontaktwiderstand ρ_c zusammengefasst. Ein Vergleich mit typischen auf p-GaAs erzielten Werten, die zwischen $2 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$ und $5 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ liegen, zeigt die dennoch ungünstigen elektrischen Eigenschaften dieser Struktur [She85, Kat90, Par95]. Der hohe spezifische Kontaktwiderstand führt zu einer starken Wärmeentwicklung am p-Kontakt, wodurch die Lebensdauer von ZnCd(S)Se-Lasern verringert wird. Tabelle 7.1 zeigt neben den experimentell erreichten Werten für ρ_c auch Ergebnisse theoretischer Berechnungen für verschiedene Mehrfachquantenfilmkontakte. Auffällig ist die hohe Differenz zwischen Theorie und Experiment. Grundlage dieser Berechnung ist eine Struktur, welche sich aus einer $2 \mu\text{m}$ p-ZnSe-Schicht, einer 30 nm p-ZnTe/p-ZnTe-MQW-Struktur und einer 30 nm p-ZnTe-Deckschicht zusammensetzt. Die Strukturen unterschieden sich nur in der Art der Schichtdickenvariation innerhalb der MQW-Struktur. Für die freie Lochkonzentration $[N_{A^-} - N_{D^+}]$ wurden im ZnTe $1 \cdot 10^{19} \cdot \text{cm}^{-3}$ und im ZnSe $5 \cdot 10^{17} \cdot \text{cm}^{-3}$ angesetzt, die über eine Stickstoffdotierung erzeugt werden sollten [Fan95]. Bisher konnten solche Strukturen jedoch nur teilweise realisiert werden, was insbesondere an Kompensationseffekten des Stickstoffakzeptors liegt.

Taie et al. demonstrierten, dass die freie Lochkonzentration im p-ZnSe stark von der in der ZnTe-Deckschicht abhängig ist. Oberhalb einer Konzentration von $1 \cdot 10^{19} \cdot \text{cm}^{-3}$ im p-ZnTe tritt eine zunehmende Kompensation des Stickstoffakzeptors im p-ZnSe auf (Ausgangskonzentration $[N_{A^-} - N_{D^+}] = 5 \cdot 10^{19} \cdot \text{cm}^{-3}$). Erreicht $[N_{A^-} - N_{D^+}]$ im ZnTe $1 \cdot 10^{20} \cdot \text{cm}^{-3}$, sinkt die Lochkonzentration in der p-ZnSe-Schicht auf $\approx 2 \cdot 10^{15} \cdot \text{cm}^{-3}$. Ursache ist eine Diffusion des Stickstoffs aus der p-ZnTe-Schicht über die MQW-Struktur in die p-ZnSe-Schicht, die in dieser zu tiefen Störstellen führt [Tai96].

Untersuchungen von Kijima et al. kamen zu dem Ergebnis, dass diese Diffusion durch Verspannung in der Kontaktstruktur und damit durch die Dicke der ZnTe-Deckschicht beeinflusst wird. Im ZnTe betrug die freie Lochkonzentration $2 \cdot 10^{19} \cdot \text{cm}^{-3}$ und im ZnSe $2 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$. Messungen an Kontaktstrukturen zeigten, dass $[N_{A^-} - N_{D^+}]$ im p-ZnSe bei einer ZnTe-Schichtdicke von 4 nm $8,3 \cdot 10^{17} \cdot \text{cm}^{-3}$ betrug. Proben mit einer ZnTe-Schichtdicke von 20 nm bzw. 50 nm zeigten eine auf $\approx 5 \cdot 10^{17} \cdot \text{cm}^{-3}$ reduzierte freie Lochkonzentration [Kij98].

Eine Reduzierung des Kontakt- und Serienwiderstands von II-VI-Halbleiterlasern erfordert daher ein alternatives Konzept zu der beim MBE-Wachstum verwendeten Stickstoff-Plasma-Dotierung. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Verfahren entwickelt, das auf der Eindiffusion von Lithiumnitrid während der Metallisierung des p-Kontaktes und einer daraus resultierenden Erhöhung der freien Lochkonzentration beruht. Dieses soll in den nachfolgenden Abschnitten genauer beschrieben werden.

b. Erhöhung der freien Lochkonzentration durch Lithiumnitrid

Neben Stickstoff wurde auch Lithium als möglicher Akzeptor in ZnSe-basierten Bauelementen untersucht [Wal93, DeP89]. Auch bei diesem Material wurde bei hohen Konzentrationen eine Kompensation beobachtet, so dass keine Lochkonzentrationen erreicht werden konnten, die $[N_{A^-} - N_{D^+}] = 1 \cdot 10^{17} \cdot \text{cm}^{-3}$ wesentlich überstiegen [DeP89, Haa90,

Mar91]. Die Kompensation wurde jedoch nur für die alleinige Verwendung von Stickstoff oder Lithium untersucht. Es war daher nicht ausgeschlossen, dass die Verwendung der Verbindung beider Akzeptormaterialien, Lithiumnitrid (Li_3N), zu einer Erhöhung der Lochkonzentration in II-VI-Halbleitern führt. Diese Vermutung wurde durch erfolgreich durchgeführte Dotierungsversuche mit Li_3N beim Wachstum mittels MOCVD untermauert [Yas88, Lim94, Hon96]. Der Ansatz des hier vorgestellten Verfahrens ist die zusätzliche Dotierung zu der in MBE-Strukturen üblichen Stickstoff-Plasma-Dotierung.

Im Unterschied zur herkömmlichen p-Metallisierung von ZnSe-basierten Lasern mit Palladium/(Platin)/Gold-Kontakten wird vor der ersten Metallschicht eine dünne Schicht Lithiumnitrid auf die Halbleiterschicht aufgedampft. Die nachfolgende Metallisierung mit 10 nm...20 nm Palladium und 300 nm...350 nm Gold führt zur Eindiffusion des Lithiumnitrids. Durch einen auch bei Standardkontakten üblichen Einlegierschritt (RTA-Schritt) bei 225 °C für 180 s wird diese optimiert. Eine Variation der Li_3N -Schichtdicke ergab ein Optimum zwischen 2 nm...3 nm [Ris02].

Die Eindiffusion konnte durch eine Tiefenprofilanalyse mittels SIMS an vollständigen Laserstrukturen nachgewiesen werden. Es zeigte sich ein nahezu konstanter Konzentrationsverlauf von Lithium und Stickstoff im Verhältnis von etwa 2 : 1...3 : 1 innerhalb

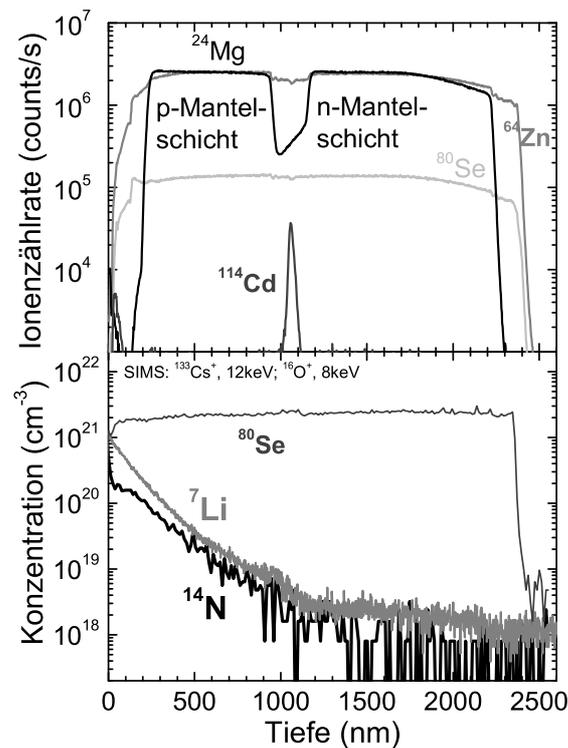


Abbildung 7.1.: SIMS-Tiefenprofilanalyse der Eindiffusion einer Lithiumnitridschicht in eine II-VI-Laserstruktur. Oberes Bild: Zählrate für Mg, Zn, Se, und Cd. Unteres Bild: Kalibrierte Konzentration von Li und N [Sch02a].

des gesamten p-dotierten Bereichs des Lasers. Eine gleiche Diffusionsrate für zwei verschiedene Verunreinigungen führt zu der Vermutung, dass eine Eindiffusion als Komplex vorliegt [Sch02a].

Die Untersuchung hinsichtlich einer Erhöhung der freien Lochkonzentration erfolgte durch Kapazitäts-/Spannungsmessungen (C-V-Messungen) und Hall-Messungen nach dem van-der-Pauw-Verfahren, welches die Prozessierung spezieller Proben erforderte. Diese bestanden aus einer 500 nm dicken p-ZnSe-Pufferschicht, die mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) auf einem n-dotierten GaAs-Substrat abgeschieden wurden. An die Pufferschicht schließt sich eine p-ZnTe/p-ZnSe-Mehrfachquantenfilmstruktur an¹. Damit entsprechen die Proben bis auf die Pufferschichtdicke den p-Kontaktschichten einer ZnCd(S)Se-Laserdiode. Zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration wurden auf diese Halbleiterstrukturen vollflächig die in Tabelle 5.5 beschriebenen Metallisierungen sowohl mit als auch ohne Lithiumnitrid aufgedampft. Anschließend wurden die Metallschichten bis auf die für die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration nach van der Pauw notwendigen Kontaktflächen durch reaktives Ionenätzen² entfernt (siehe Abschnitt 6.2.3.a).

Probe	Ohne Li ₃ N [N _{A-} - N _{D+}] (cm ³)		Mit Li ₃ N [N _{A-} - N _{D+}] (cm ³)	
	Hall-Messung	C-V-Messung	Hall-Messung	C-V-Messung
1	2·10 ¹⁷	keine Messung	8·10 ¹⁸	8·10 ¹⁸
2	7·10 ¹⁷	2·10 ¹⁷	keine Messung	5·10 ¹⁸
3	3·10 ¹⁷	5·10 ¹⁷	keine Messung	7·10 ¹⁸

Tabelle 7.2.: Netto-Lochkonzentration [N_{A-} - N_{D+}] in „graded bandgap“-ZnTe/ZnSe-MQW-Kontaktstrukturen vor und nach der Eindiffusion von Lithiumnitrid.

Drei unabhängig voneinander prozessierte Proben zeigten nach der Eindiffusion von Lithiumnitrid eine um mehr als das Zehnfache erhöhte freie Lochkonzentration (siehe Tabelle 7.2). Dabei ist zu beachten, dass diese der über die p-ZnTe-Deckschicht, die ZnTe-/ZnSe-MQW-Struktur und die p-ZnSe-Pufferschicht gemittelten freien Lochkonzentration entspricht. Mit [N_{A-} - N_{D+}] ≈ 7 · 10¹⁸ cm³ erreicht sie nahezu den sonst nur in reinem ZnTe demonstrierten Wert von ([N_{A-} - N_{D+}] ≈ 1 · 10¹⁹ cm³) und liegt erheblich über

¹Probenherstellung: M. Klude, Arbeitsgruppe Prof. D. Hommel, Universität Bremen.

²Das reaktive Ionenätzen wurde in diesem Fall am Institut für Energie- und Automatisierungstechnik (Fachgebiet Messtechnik und Sensorik, Arbeitsgruppe Prof. Obermeier) der Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik der TU Berlin durchgeführt.

den Bestwerten für reines ZnSe ($[N_{A^-} - N_{D^+}] \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^3$). Kompensationseffekte in der p-ZnSe-Pufferschicht, wie sie bei einer Erhöhung der Stickstoffdotierung bzw. einer Dotierung mit reinem Lithium während des Epitaxieprozesses auftreten, konnten nicht beobachtet werden. Dies unterstützt die Vermutung einer Komplexbildung.

c. Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstands

Die Erhöhung der freien Ladungsträgerkonzentration durch die Eindiffusion des Lithiumnitrids sollte eine Verringerung des spezifischen Kontaktwiderstands nach sich ziehen. Mittels einer Messung nach dem Transmissionlinienmodell (TLM) lässt sich dies untersuchen (siehe Abschnitt 6.2.1). Hierfür wurden die gleichen Halbleiterstrukturen wie für die Hall- bzw. C-V-Messung verwendet. Auf diese wurde vollflächig eine 3 nm dicke Schicht aus Lithiumnitrid aufgedampft, gefolgt von einer 10 nm dicken Palladiumschicht und einer 350 nm dicken Goldschicht. Durch eine Positivlithographie wurde eine TLM-Struktur (Abstände zwischen den Kontaktpads: 55 μm , 80 μm , 110 μm , 150 μm , 200 μm) auf die Metallisierung übertragen. Zwischen den Kontaktpads wurden die Metallisierung

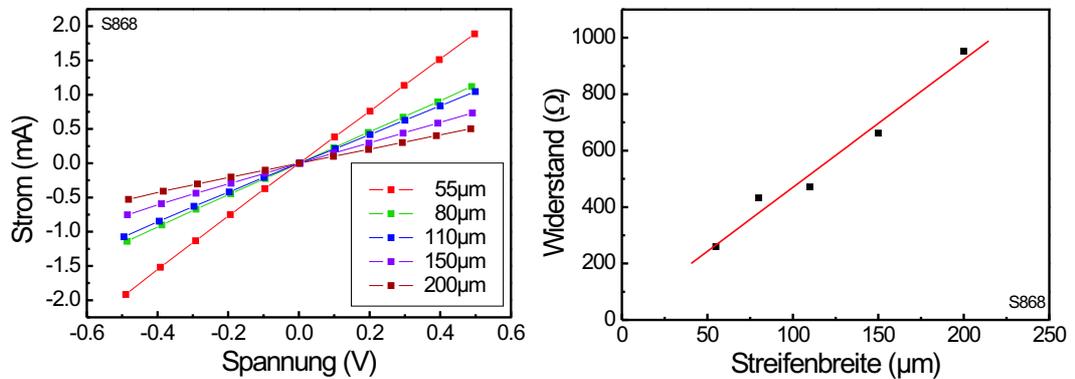


Abbildung 7.2.: Linkes Bild: U-I-Charakteristiken von TLM-Kontakten mit verschiedenen Abständen. Alle Kontaktpaare zeigen ohmsches Verhalten. Rechtes Bild: Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstands nach dem TLM-Modell [Sch02a].

und die ZnTe-/ZnSe-MQW-Struktur mittels reaktiven Ionenätzens entfernt, wodurch Parallelströme durch die hochdotierten ZnTe-Schichten innerhalb der Mehrfachquantenfilmstruktur ausgeschlossen werden. Des weiteren erlaubt diese Struktur den Vergleich mit den von Fan et al. und Hiei et al. durchgeführten Arbeiten zum „Graded-Badgap“-Kontakt bzw. der auf resonantem Tunneln basierenden Mehrfachquantenfilmstruktur [Fan92, Hie93]. Mittels einer 4-Punktmessung erfolgte die Bestimmung des Gesamtwiderstands zwischen zwei Kontaktpads. Die TLM-Auswertung ergab für die in Abb. 7.2 dargestellte Messung einen Kontaktwiderstand von $R_c = 8,2 \Omega$ und einen Schichtwiderstand $R_{sh} = 4532,6 \Omega/\square$. Mit der Probenbreite $w = 1 \text{ mm}$ und Gleichung 6.5 ergibt sich ein spezifischer Kontaktwiderstand von $\rho_c = 1,5 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ [Sch02a].

Ein Vergleich mit den bisher veröffentlichten Werten in Tabelle 7.1 zeigt den ausserordentlichen Vorteil der lithiumnitridhaltigen Kontakte. Der im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Wert für den spezifischen Kontaktwiderstand ist der geringste, welcher je experimentell für Metall-p-ZnSe/p-ZnTe-MQW zu p-ZnSe bestimmt wurde.

Die stark erhöhte freie Lochkonzentration durch die Einführung der lithiumnitridhaltigen Kontakte zieht eine erhebliche Verbesserung der Kenndaten von II-VI-Halbleiterlasern nach sich, was im folgenden Abschnitt detailliert beschrieben wird.

d. II-VI Halbleiterlaser mit lithiumnitridhaltigen Kontakten

Durch die lithographische Festlegung der Breite des p-Kontaktstreifens während der Prozessierung von Laserdioden wird die Eindiffusion auf den Bereich unterhalb des p-Metallkontaktstreifens eingeschränkt. An den p-Kontaktstreifen angrenzende Bereiche bleiben daher vergleichsweise hochohmig, was eine Stromführung unterhalb der p-Metallisierung nach sich zieht.

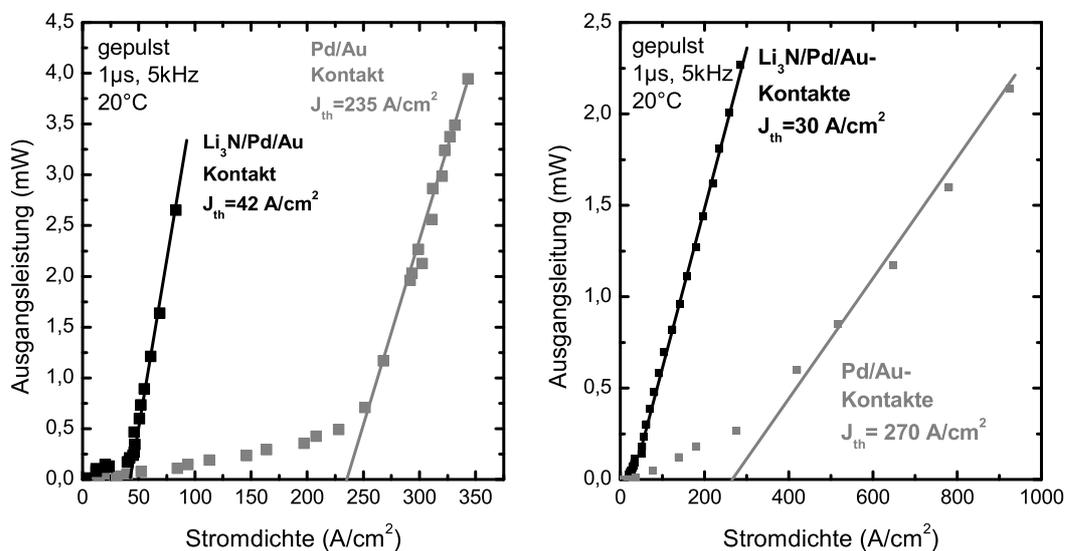


Abbildung 7.3.: Vergleich der P-J-Charakteristiken von Laserdioden mit neuartigem, lithiumnitridhaltigem p-Kontakt und Standardkontakt. Linkes Bild: ZnCdSSe-Einzelquantenfilmlaser (20 µm x 1000 µm) Rechtes Bild: ZnCdSe-Einzelquantenfilmlaser (20 µm x 500 µm).

Dieser Unterschied zu den mit der Standardmetallisierung (*Pd/Au*) hergestellten Laserdioden zeigt sich besonders deutlich in der Ausgangsleistung-Stromdichte-Charakteristik (P-J-Charakteristik). Abbildung 7.3 (links) zeigt den Vergleich der P-J-Charakteristiken zweier ZnCdSSe-Einzelquantenfilmlaserdioden, welche sich nur durch die Art der p-Metallisierung unterscheiden. Für die Laserdiode mit lithiumnitridhaltigen Kontakten wurde eine Schwellstromdichte von $J_{th} = 42 \text{ A/cm}^2$ ermittelt, die bei einer Spannung

$U_{th} = 6V$ erreicht wird [Str00b]. Im Vergleich dazu ist die Schwelle für das mit der Standardmetallisierung hergestellte Bauelement mit $J_{th} = 235 A/cm^2$ mehr als fünfmal so hoch und wird erst bei $U_{th} = 8,5V$ erreicht. Die differentielle externe Quanteneffizienz η_{diff} stieg von 7,9% (Standardkontakt) auf 13,5% (Li_3N -haltige Kontakte). Bei den ZnCdSe-Einzelquantenfilmlasern wurde ein Absinken der Schwellstromdichte von $J_{th} = 270 A/cm^2$ ($U_{th} = 6,0 V$) auf $J_{th} = 30 A/cm^2$ ($U_{th} = 4,0 V$) beobachtet. Durch die verbesserte Stromführung unterhalb des lithiumnitridhaltigen p-Kontakts werden die Verlustströme in die passiven Bereiche reduziert, wodurch eine geringere Stromdichte für das Erreichen der Laserschwelle erforderlich ist. Durch die geringere Erwärmung des Bauelements aufgrund des kleineren Kontaktwiderstands entsteht ein weiterer Beitrag zur Reduzierung der Schwellstromdichte, weil diese exponentiell von der Temperatur abhängig ist (Siehe Glg. 2.6). Da ein größerer Teil der injizierten Ladungsträger zum Laserbetrieb beiträgt, resultiert aus der Ladungsträgerführung eine Erhöhung der externen differentielle Quanteneffizienz η_{diff} .

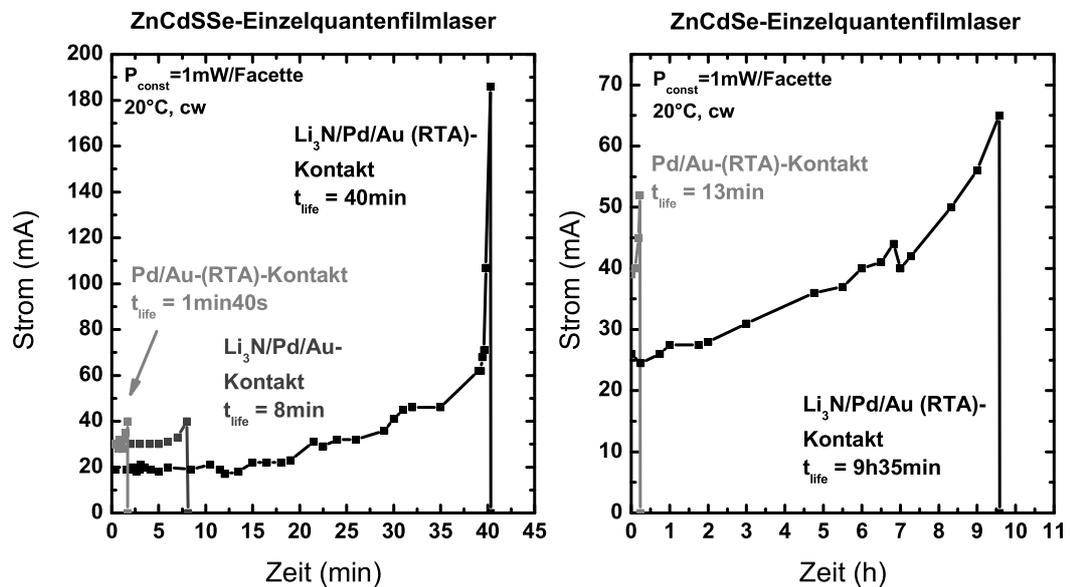


Abbildung 7.4.: Vergleich der Lebensdauer von II-VI-Halbleiterlasern mit neuartigen, lithiumnitridhaltigen Kontakten und Pd/Au -Standardkontakten.

Die Aufnahme der in Abbildung 7.3 dargestellten Messdaten erfolgte im gepulsten Betrieb mit einer Pulslänge von $1 \mu s$ und einer Wiederholfrequenz von $5 kHz$, was ein Aufheizen des Bauelements unterbindet.

Die reduzierten ohmschen Verluste und die damit verringerte thermische Belastung des Bauelements führen zu einer verlangsamten graduellen Degradation des Bauelements. Für die Lebensdauermessungen und die P-J-Messungen wurden Laserdioden verwendet, die aus dem selben Wafer-Teil entnommen wurden. Die Lebensdauer des ZnCdSe-

Einzelquantenfilmlaser vervierundzwanzigfach sich von 1 *min* 40 *s* auf 40 *min*. Bei ZnCdSe-Einzelquantenfilmlasern wurde mit 13 *min* für Laser mit Standardkontakten und 9 h 35 *min* für Bauelemente mit lithiumnitridhaltigen Kontakten sogar eine Verlängerung um mehr als das Vierzigfache festgestellt (siehe Abb. 7.4). An Bauelementen die aus 3 weiteren ZnCdSSe-Halbleiterlaserstrukturen (Emissionswellenlänge $504 \text{ nm} \leq \lambda \leq 536 \text{ nm}$) prozessiert wurden, konnte ebenfalls mindestens eine Verzwanzigfachung der Lebensdauer nachgewiesen werden [Str01]. Die Laser besaßen keine Facettenvergütung und waren nicht „p-side-down“- aufgebaut.

7.1.2. Implantationsinduzierte Durchmischung

Aus ZnCdSSe- und ZnCdSe-Laserstrukturen wurden, wie in den Abschnitten 5.2.2 ausführlich beschrieben, mittels implantationsinduzierter Durchmischung (IID) vergrabene Stegwellenleiterstrukturen hergestellt. Die Implantation der Ionen wurde mit Energien durchgeführt, welche eine maximale Anzahl von Fehlstellen in der Tiefe der aktiven Zone erzeugt. Unter Berücksichtigung der Dicken der einzelnen Schichten der Laserstruktur und deren Materialkomposition wurde mittels des Simulationsprogrammes SRIM v2000 bzw. v2003 für $^{40}\text{Ar}^+$ -Ionen eine Implantationenergie von 2,5 MeV und für einfach ionisierte $^{28}\text{N}_2^+$ -Moleküle 2,8 MeV bestimmt [Zie04, Sch00]. Die Ionendosis betrug bei der Implantation von $^{40}\text{Ar}^+$ $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ bzw. bei $^{28}\text{N}_2^+$ $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Bei der für die Ionenimplantation zur Verfügung stehenden Anlage liegt die untere Grenze der ein-

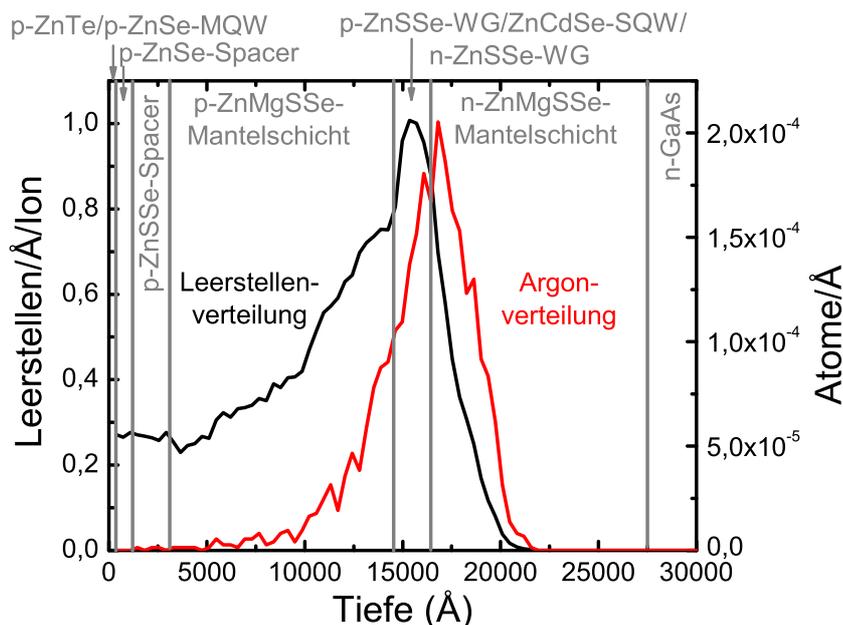


Abbildung 7.5.: Mittels Simulation bestimmte Leerstellen- und Ionenverteilung in einer ZnCdSe-Laserstruktur bei Implantation von Argonionen mit einer Energie von 2,5 MeV. Die Berechnung erfolgte für 2000 Ionen.

stellbaren Energie bei $\approx 2\text{MeV}$. Da die Simulation für $^{14}\text{N}^+$ -Ionen eine notwendige Implantationsenergie von $1,25\text{ MeV}$ liefert, erfolgte die Implantation mit ionisierten Stickstoffmolekülen. Diese bietet eine Möglichkeit für die Stickstoffimplantation, da diese beim Auftreffen auf den Festkörper dissoziieren. Für die Implantationsenergie der dabei entstehenden Stickstoffatome gilt daher [Mül72, Kra99]:

$$E_N = \frac{m_N}{m_{N_2}} E_{N_2}. \quad (7.1)$$

Somit lässt sich mittels der Implantation von $^{28}\text{N}_2^+$ -Molekülen ein Implantationsprofil erreichen, wie es bei der Implantation von $^{14}\text{N}^+$ -Ionen mit halben Energie aber der doppelten Dosis entstehen würde [Kra99].

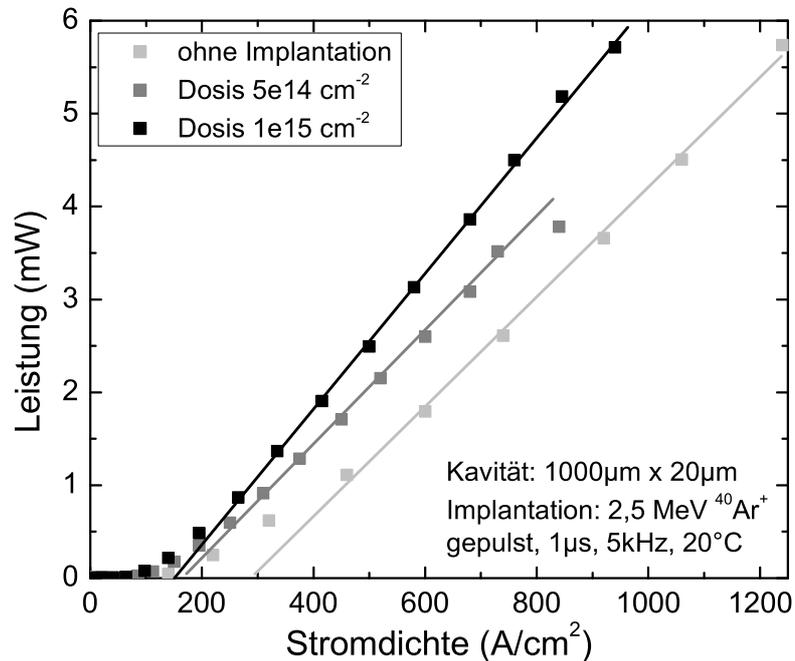


Abbildung 7.6.: Vergleich der P-J-Charakteristiken von mit verschiedenen Dosen implantierten und unimplantierten Laserdioden, welche aus dem gleichen Waferstück hergestellt wurden.

Die geeignete Dosis wurde experimentell ermittelt. Hierzu wurden Bauelemente des gleichen Waferstücks mit verschiedenen Dosen von $^{40}\text{Ar}^+$ -Ionen mit einer Energie von $2,5\text{ MeV}$ bestrahlt. Wie Abbildung 7.6 dargestellt, zeigten Laser mit einer Implantationsdosis von $1 \times 10^{15}\text{ cm}^{-2}$ im Vergleich zu nicht implantierten Lasern die stärkste Reduktion der Schwellstromdichte. Mit Bauelementen, welche mit einer noch höheren Dosis bestrahlt wurden, konnte kein Laserbetrieb erreicht werden. Mit zunehmender Dosis steigt auch die Anzahl der Ionen, die während der Implantation in den aktiven Laserbereich gestreut

werden. An dieser Stelle wirken sie jedoch wie zusätzliche Wellenleiterverluste, die zu einer Verschlechterung der Bauelementeigenschaften führen.

Mittels implantationsinduzierter Durchmischung konnte mit ZnCdSSe-Lasern ($^{40}\text{Ar}^+$ -Implantation) eine Verringerung der Schwellstromdichte (Abbildung 7.7) von $J_{th} = 447 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ auf $J_{th} = 153 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ erreicht werden [Sch00]. Im Falle von ZnCdSe-Einzelquantenfilmlasern und der Implantation von $^{28}\text{N}_2^+$ -Molekülonen liegt die Schwellstromdichte der implantierten Laserdiode mit $J_{th} = 96 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ ebenfalls bei etwa 30% des Wertes des nicht implantierten Bauelements ($J_{th} = 270 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$) [Str00a]. Gleichzeitig sinkt die Schwellspannung der ZnCdSSe-Laserdioden von $6,8 \text{ V}$ auf $5,5 \text{ V}$ und die der ZnCdSe-Laserdioden von $6,0 \text{ V}$ auf $4,5 \text{ V}$.

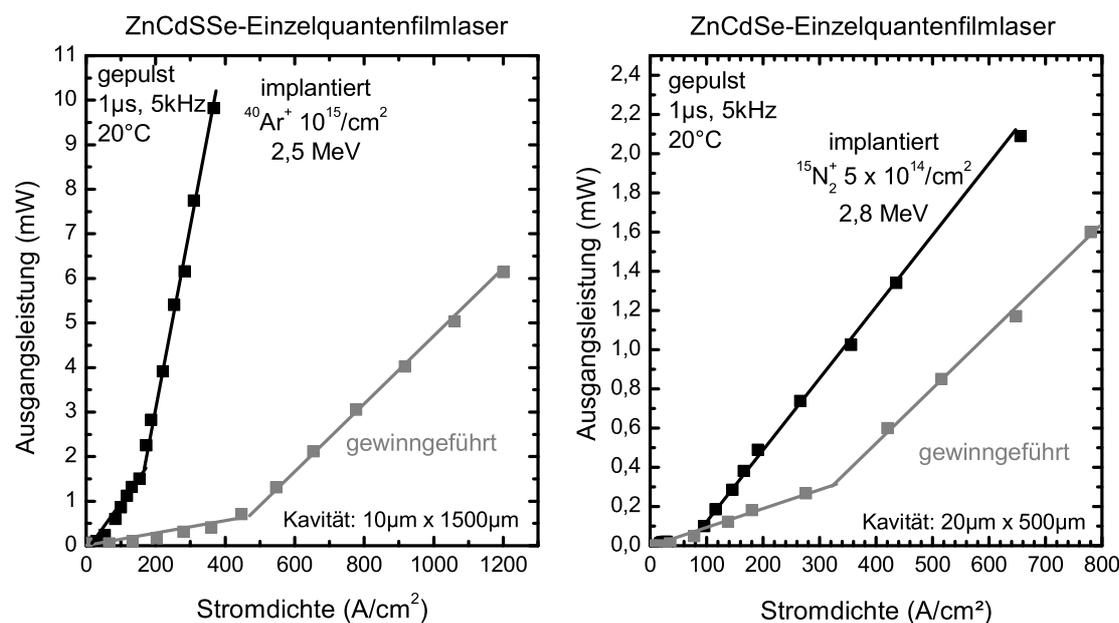


Abbildung 7.7.: Vergleich der P-J-Kennlinien von gewinngeführten und mittels implantationsinduzierter Durchmischung hergestellter indexgeführter Laserdioden. Bild links: ZnCdSSe-Laser. Bild rechts: ZnCdSe-Laser [Sch00].

Die Reduzierung der Schwellstromdichte zeigt deutlich den Effekt der durch die Ionenimplantation generierten tiefen Störstellen. Im Vergleich zum nicht implantierten Gebiet unterhalb des p-Kontaktstreifens sind die implantierten Bereiche hochohmig, was zu einer Unterdrückung der Strompfadaufweitung führt. Da weniger Ladungsträger in passive Bereiche des Bauelements abfließen, wird die Schwellbedingung bei geringeren Gesamtinjektionsströmen erfüllt. Die reduzierten Verlustströme führen darüber hinaus zu einem Anstieg der differentiellen externen Quanteneffizienz, da ein größerer Teil der injizierten Ladungsträger zum Laserbetrieb beiträgt. Im Falle der untersuchten ZnCdSSe-Einzelquantenfilm-Lasers wurde eine Erhöhung um mehr als das Fünffache beobachtet.

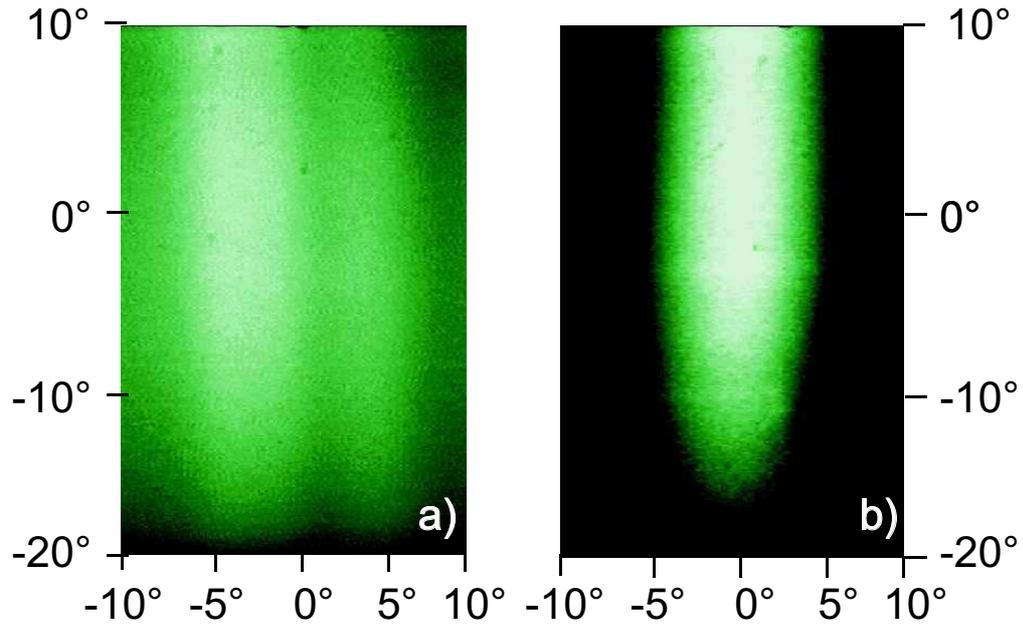


Abbildung 7.8.: Vergleich der Fernfeldcharakteristiken nicht implantierter (a) und implantierter (b) ZnCdSSe-Einzelquantenfilm-Laser bei $J = 2,5 \cdot J_{th}$ (cw-Betrieb). Aufgrund der geringen Bauelementlebensdauer wurde auf eine Korrektur des Nullpunkts verzichtet, was zur Asymmetrie der Aufnahmen führt.

Über die Generation der Stromführung und die daraus resultierenden verbesserten Eigenschaften der Halbleiterlaser hinaus ist durch die Ionenimplantation auch eine Verbesserung der Abstrahlcharakteristik zu erwarten. Die implantationsinduzierte Durchmischung der einzelnen Schichten der Laserstruktur führt im Bereich der aktiven Zone zu einer Verringerung des Brechungsindex und somit zu einer lateralen Wellenleitung (siehe auch 2.2). Der Einfluss der Ionenimplantation auf die Abstrahlcharakteristik von ZnCd(S)Se-Laserdioden wurde durch Fernfeldmessungen mittels einer Vidicon-Kamera untersucht. Mittels IID hergestellte Laserdioden zeigen eine deutlich reduzierte laterale Fernfeldaufweitung. In Abbildung 7.8 ist der Vergleich des Fernfeldes einer nicht implantierten und einer implantierten ZnCdSSe-Laserdiode (Kavität $20 \mu m \times 1000 \mu m$) dargestellt. Die Aufweitung des Fernfelds wurde durch die Implantation von $\approx 20^\circ$ auf $\approx 10^\circ$ reduziert. Für Streifenbreiten $\geq 10 \mu m$ liegt zwar kein monomodiges Emissionsverhalten vor, jedoch zeigen die gemessenen Fernfelder deutlich den Einfluss der Durchmischung. Aufgrund der verringerten Verluste und der damit einhergehenden Reduzierung der Bauelementerwärmung, sollte sich eine Erhöhung der Bauelementlebensdauer zeigen. Deren Messung erfolgte bei einer konstanten Ausgangsleistung von $1 mW/\text{Facette}$ im Dauerstrichbetrieb. Die verwendeten Laserdioden waren p-side-up auf Kupferwärmesenken aufgebaut. Hierbei zeigte sich, dass die implantierten Halbleiterlaser eine fünfmal höhere Lebensdauer besaßen als die nicht implantierten Bauelemente.

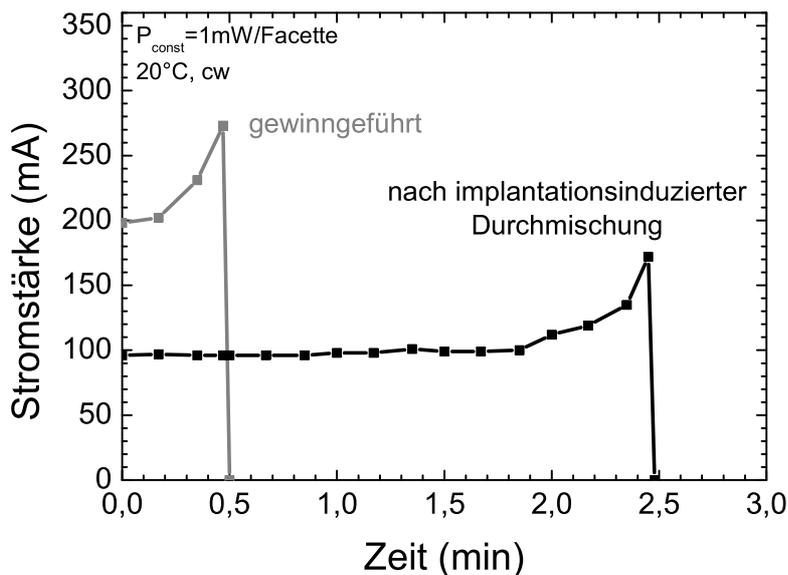


Abbildung 7.9.: Vergleich gewinngeführter und mittels implantationsinduzierter Durchmischung hergestellter Laserdioden einer ZnCdSSe-Einzelquantenfilmstruktur. Die Kavitätsabmessungen betragen $20 \mu\text{m} \times 1000 \mu\text{m}$.

7.2. Potential des Materialsystems

Zur Abschätzung potentieller Anwendungsgebiete von II-VI-Halbleiterlasern ist es wichtig, deren maximale Leistungsfähigkeit zu untersuchen. Das Beschreiben einer CD bzw. DVD erfordert beispielsweise eine Ausgangsleistung von $P_{out} \approx 30 \text{ mW}$ im Dauerstrichbetrieb [Ish99]. Für Laserdisplays (50 Zoll RPTV³) sind mindestens 2 W pro Farbe (rot, grün, blau) notwendig [Chi06]. Die angegebenen Leistungen müssen mit einem monomodigen Strahlprofil erreicht werden.

Das Erreichen großer optischer Ausgangsleistungen erfordert hohe Injektionsstromdichten. Mit steigender Injektionsstromdichte nimmt neben der optischen Ausgangsleistung auch die Erwärmung des Bauelements zu. Nichtstrahlende Rekombinationsprozesse, wie zum Beispiel Auger-Rekombination, nehmen ebenfalls mit steigender Temperatur T zu. Dies zeigt auch die exponentielle Abhängigkeit der Schwellstromdichte J_{th} von der Temperatur. Insbesondere im cw-Betrieb äussern sich die mit der Erhöhung des Injektionsstroms zunehmenden Verluste durch ein Abknicken der P-I-Kennlinie (Abnahme der Quanteneffizienz). Schließlich entsteht ein Kreislauf zwischen der Erhöhung des Injektionsstromes zur Erhöhung der Ausgangsleistung und der damit verbundenen Zunahme der Verluste, die wiederum durch einen höheren Injektionsstrom ausgeglichen werden müssen. Letztlich wird ein Punkt erreicht, an dem eine Zunahme des Injektionsstroms keine höhere Ausgangsleistung mehr nach sich zieht, sondern nur noch die Verluste erhöht. In der Kennlinie zeigt sich dies durch den Übergang von einer positiven zu einer negativen

³rear projection TV set - Rückprojektionsfernseher

Steigung, dem Roll-Over.

Da die Wärme zu einem großen Teil in der aktiven Zone generiert wird, ist es zum Erreichen großer cw-Ausgangsleistungen notwendig, diese so nahe wie möglich an der Wärmesenke zu platzieren. Dies lässt sich durch den Aufbau der Bauelemente p-side-down auf entsprechende Wärmespreizer und Wärmesenken erreichen, welches mittels Die-Bonden erfolgt. Gleichzeitig wird damit der Einfluss der über den p-Kontaktwiderstand generierten jouleschen Wärme minimiert, die gerade im Falle von II-VI-Lasern nicht zu vernachlässigen ist. Beim p-side-down-Aufbau hat die aktive Zone einen Abstand von $1,5 \mu\text{m} \dots 2,5 \mu\text{m}$ zum Wärmespreizer. P-side-up wäre der Abstand etwa 50 ... 100mal höher, wodurch die Wärmeabfuhr ineffektiver wird. Darüber hinaus müsste die am p-Kontakt generierte Wärme durch die aktive Zone hindurch abgeführt werden. Für den p-side-down-Aufbau sind die technologischen Anforderungen aufgrund des geringen Abstands der aktiven Zone zur Kontaktfläche äußerst hoch, weil bereits bei kleinsten Toleranzabweichungen eine Kontamination der Facette mit dem Lot auftritt, die zur Zerstörung des Bauelements führt. Zum Zeitpunkt der Arbeiten befand sich die Technologie zum Die-Bonden erst im Aufbau. Aufgrund der sehr begrenzten Anzahl an zur Verfügung stehenden Bauelementen wurde auf diese Form des Aufbaus verzichtet.

Eine Alternative zur Bestimmung der maximalen Ausgangsleistung von p-side-up-aufgebauten Bauelementen stellt die Messung im gepulsten Betrieb (Pulslänge $t_{Puls} < 200 \text{ ns}$) dar. Bei Verwendung eines geeigneten Tastverhältnisses (duty cycle) lässt sich die thermische Belastung des Bauelementes soweit reduzieren, dass der dominante Degradationsmechanismus das Catastrophic Optical (Mirror) Damage (CO(M)D) ist [Sch02b]. Dies ist bei der Verwendung von kurzen Pulsen und großen Pulsabständen t_{Pause} (kleiner Wiederholfrequenz $f_{Puls} \leq 1 \text{ kHz}$) der Fall. Das Tastverhältnis ist gegeben durch:

$$\text{Tastverhältnis [\%]} = \frac{t_{Puls}}{t_{Puls} + t_{Pause}} \cdot 100 = t_{Puls} \cdot f_{Puls} \cdot 100. \quad (7.2)$$

Für die in Abbildung 7.10 dargestellte P-I-Messung einer ZnCdSSe-Laserdiode betragen die Pulslänge $t_{Puls} = 125 \text{ ns}$ und die Wiederholfrequenz $f_{Puls} = 1 \text{ kHz}$, was einem Tastverhältnis von 0,0125% entspricht. Unter diesen Bedingungen wurde eine Ausgangsleistung von $P_{out} = 1,55 \text{ W}$ mit einer differentiellen externen Quanteneffizienz von $\eta_{diff} = 28\%$ erreicht [Sch02b]. Die erzielte optische Ausgangsleistung stellt eine obere Grenze für die mit großen Pulsängen und hohen Wiederholfrequenzen bzw. im cw-Betrieb mit idealer Wärmeabfuhr möglichen Werte dar.

Wie in Abbildung 7.10 gezeigt, tritt bei der Erhöhung des Pumpstroms über den für die maximale Ausgangsleistung notwendigen Wert hinaus ein plötzlicher Abfall der optischen Ausgangsleistung auf. Ein solches Verhalten ist charakteristisch für die Degradation über COD. Zur Beurteilung des Ausgangszustandes der Facette wurde das beim Spalten des Laserchips entstandene Gegenstück mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM) untersucht, wobei keine Fehler, wie Risse, Stufen und ungewöhnliche Rauigkeiten festgestellt werden konnten. Da die Facette des Gegenstückes fehlerfrei gespalten wurde, ist davon auszugehen, dass dies auch für die Laserfacette galt.

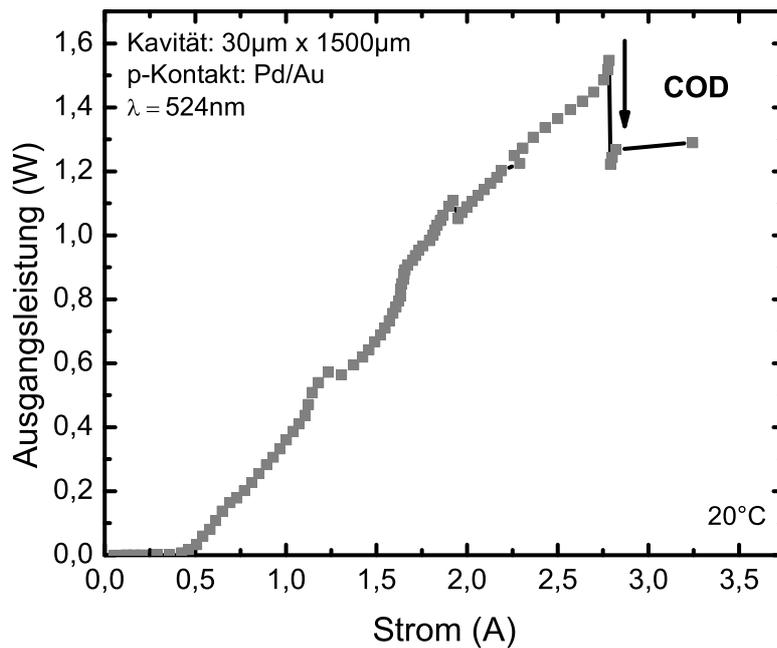


Abbildung 7.10.: P-I-Charakteristik einer ZnCdSSe-Einzelquantenfilm-Laserdiode. Die Messung wurde im Pulsbetrieb mit einer Pulslänge von 125 ns und einer Wiederholfrequenz von 1 kHz durchgeführt [Sch02b].

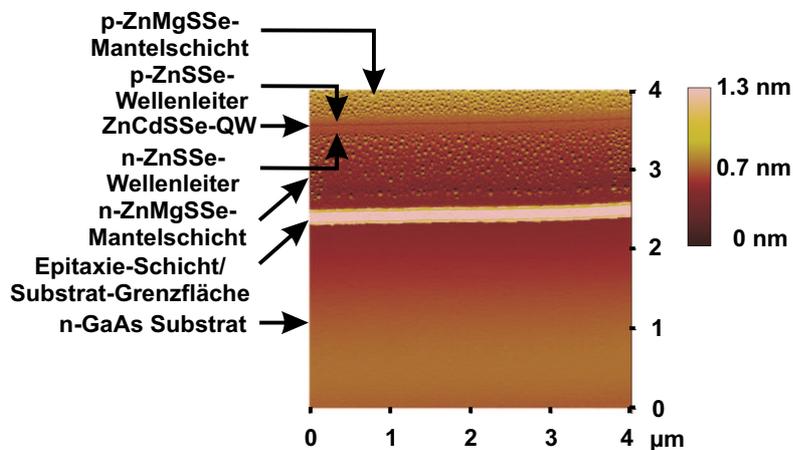


Abbildung 7.11.: Rasterkraftmikroskopaufnahme (AFM) eine Facette einer ZnCdSSe-Einzelquantenfilm-Laserstruktur (deflection mode). Die höhere Rauigkeit der Mantelschichten resultiert aus der Oxidationsfreudigkeit magnesiumhaltiger Schichten.

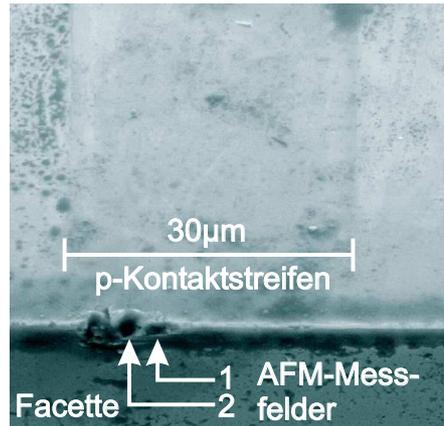


Abbildung 7.12.: Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Facette nach der Degradation. Die Pfeile markieren die als AFM-Messfelder verwendeten Bereiche.

Messungen mittels eines Rasterelektronenmikroskops (REM) zeigen nach der Degradation der Facette einen Materialverlust in einem Bereich von 20% ... 30% ihrer Fläche. Dies bestätigt die Annahme der Degradation über COD. Zur genaueren Untersuchung der Facettenbeschädigung wurde ein Rasterkraftmikroskop (AFM) verwendet, wobei die zur Messung ausgewählten Bereiche in Abbildung 7.12 gekennzeichnet sind. Ausgangspunkte der Messung war jeweils die Substrat-Epitaxie-Grenzfläche. Die Aufnahmen mittels Rasterkraftmikroskopie in Messfeld 1 (siehe Abb. 7.13) zeigen deutlich V-förmige Defekte, die ihren Ursprung an der Substrat-Epitaxie-Grenzfläche haben. Durch die nachträgliche Optimierung der Kontrastverhältnisse werden darüber hinaus Mikrorisse sichtbar, welche ebenfalls an der Substrat-Epitaxie-Grenzfläche beginnen und sich bis an den Kraterrand fortsetzen. V-förmige Defekte (55°-Defekte) sind auch aus der III-V-Lasertechnologie bekannt. In diesen Bauelementen werden sie als Form des Abbaus kompressiver Verpannung in der Epitaxieebene verstanden [And00].

Im nächsten Schritt wurde dass Messfeld in einen Bereich mit größerer Kratertiefe gelegt, so dass es möglich wurde, mit der AFM-Nadel die Umgebung der aktiven Zone abzurastern. Die Wellenleiterschichten und die aktive Zone befinden sich in Abbildung 7.14 in einer Vertiefung zwischen den Mantelschichten. Aufgrund des Magnesiumgehalts neigen diese stärker zur Oxidation, wodurch sie im AFM-Bild eine Erhöhung darstellen. Nach der Identifikation der SCDH-Struktur wurde dieser Bereich mit einer erhöhten Auflösung vermessen. Die aktive Zone zeigt mehrere Löcher unter denen sich Tropfen befinden. Dies deutet auf ein Schmelzen des Materials im Bereich der aktiven Zone hin [Sch02b]. Dieser Vorgang tritt auch beim COD von GaAs-basierten Halbleiterlasern auf. Die lokale Überhitzung entsteht durch eine intensive nichtstrahlende Rekombination über die an der Facette vorhandenen Oberflächenzustände, welche tiefe Störstellen darstellen [Hen79, Mal98].

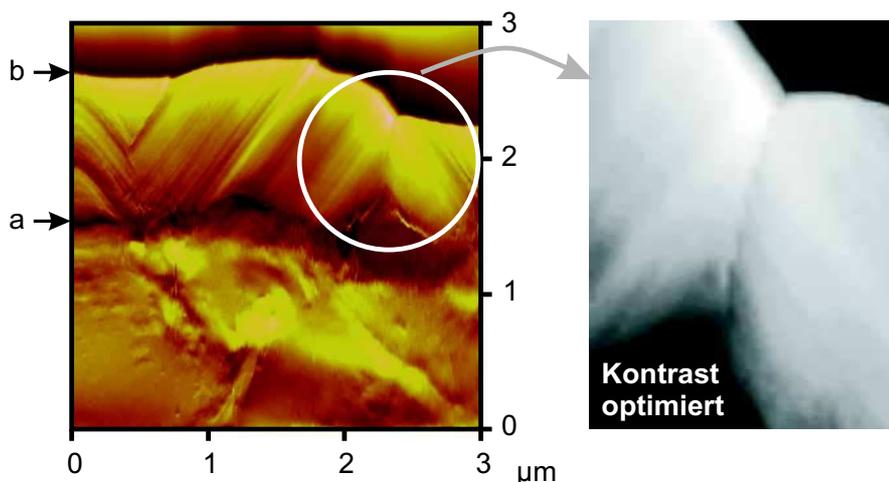


Abbildung 7.13.: Rasterkraftmikroskopaufnahme (Deflection Mode, Messfeld 1) nach der Degradation der Laserdiode. Beginnend von der Substrat-/Epitaxiegrenzfläche (a) zeigen sich V-förmige Defekte (linkes Bild). Nach Optimierung der Kontrastverhältnisse werden Mikrorisse (rechtes Bild) zwischen Substrat-Epitaxie-Grenzfläche (a) und dem Kraterrand (b) sichtbar.

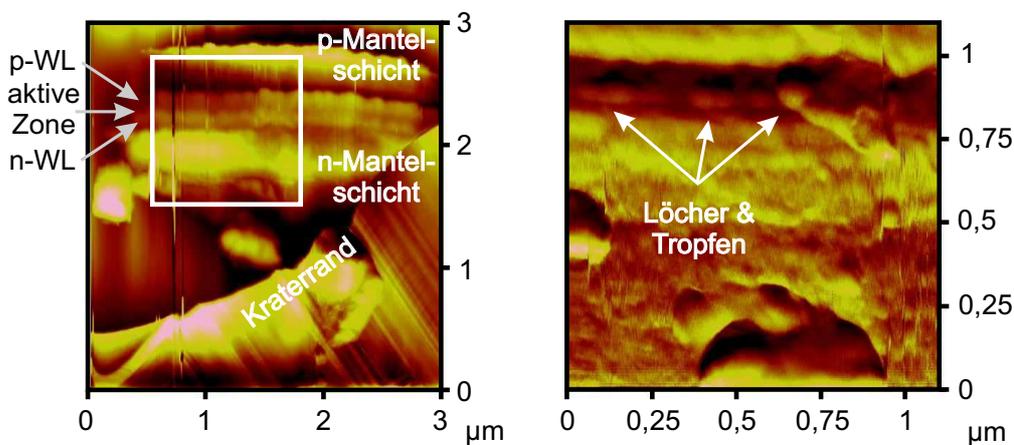


Abbildung 7.14.: Rasterkraftmikroskopaufnahme (Deflection Mode, Messfeld 2) nach der Degradation der Laserdiode. Das linke Bild zeigt einen Ausschnitt der Struktur von der Substrat-/Epitaxiegrenzfläche bis zur p-ZnMgSSe-Mantelschicht. Der mit dem weissen Quadrat gekennzeichnete Bereich entspricht dem rechten Bild [Sch02b].

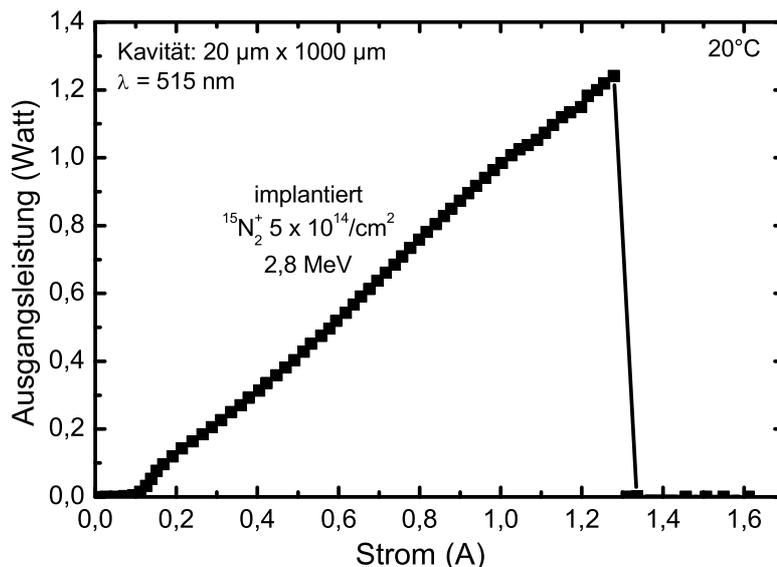


Abbildung 7.15.: P-I-Charakteristik einer ZnCdSe-Einzelquantenfilm-Laserdiode, welche mittels implantationsinduzierter Durchmischung hergestellt wurde. Die Messung wurde im Pulsbetrieb mit einer Pulslänge von 125 ns und einer Wiederholfrequenz von 1 kHz durchgeführt [Sch02b].

Leistungen größer 1 W im Pulsbetrieb ließen sich mit implantierten ZnCdSe-Lasern bereits mit kleineren Kavitätsabmessungen erreichen (siehe Abb. 7.15). Die Leistungsdichte/Facette⁴, bei der die Degradation der Facette auftritt, ist mit rund $13 \text{ MW}/\text{cm}^2$ für die Probe mit ZnCdSSe-Quantenfilm und $15 \text{ MW}/\text{cm}^2$ für die Probe mit ZnCdSe-Quantenfilm jedoch annähernd gleich. Da die laterale Strukturierung keinen Einfluß auf die Degradationsschwelle der Facette haben sollte, entspricht dies den Erwartungen. Die ermittelten Werte sind zudem vergleichbar mit den für GaAs-Laser veröffentlichten Werten ($5 \text{ MW}/\text{cm}^2 \dots 20 \text{ MW}/\text{cm}^2$) [Hak74].

Eine „katastrophenartige Degradation der Facette“ (COD) konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals als Degradationsmechanismus von II-VI-Halbleiterlasern beobachtet und untersucht werden [Sch02b]. Dies wurde durch eine verbesserte Kristallqualität in Kombination mit dem Pulsbetrieb möglich. Bei früheren Bauelementen trat bereits innerhalb weniger Sekunden Degradation auf, die durch in der Struktur vorhandene Stapelfehler hervorgerufen wurde. Forschungsgruppen, welche sich mit dem epitaktischen Wachstum von II-VI Halbleiterlaserstrukturen beschäftigten, ist es gelungen, diese Kristallfehler zu minimieren. Zu diesen Gruppen zählen insbesondere die Sony Corporation Japan und die Arbeitsgruppe von Prof. Hommel, welche die Halbleiterstrukturen für diese Arbeit bereitstellten. In neueren Lasersrukturen verläuft die Degradation graduell über Punktdefekte, an denen eine nichtstrahlende Rekombination von Ladungsträgern auftritt. Letztere führt

⁴Zur Abschätzung der aktiven Facettenfläche wurde die Höhe des Wellenleiters und die Breite des Injektionsstreifens verwendet.

zu starken Oszillationen des Defekts und einer Absenkung der Energiebarriere für die Defektmigration und -erzeugung sowie der Bildung von Defektclustern [Chu97, Nak02].

7.3. Fazit

Mittels der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen und entwickelten Verfahren konnte eine signifikante Verbesserung der Bauelementeigenschaften, insbesondere der Lebensdauer, von ZnCd(S)Se-Halbleiterlasern erzielt werden. Dies wurde durch eine effektive Reduzierung der Wärmegeneration während des Laserbetriebs erreicht. Hierzu wurde ein Verfahren zur Erhöhung der Dotierung des p-Kontakts durch die Eindiffusion von Lithiumnitrid neu entwickelt, welches zu einer Absenkung der Schwellstromdichten auf rund $40 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ führte. Gleichzeitig erhöhte sich die Lebensdauer der so hergestellten Laserdioden auf das Zwanzig- bis Vierzigfache. Die Lebensdauer der besten Bauelemente lag bei rund 9,6 Stunden. Die Wirkungsweise dieses Verfahrens konnte über SIMS-Messungen in Kombination mit Hall- und C-V-Messungen ermittelt werden, die ein Eindiffundieren des Lithiumnitrids unterhalb des Kontaktstreifens über den gesamten p-dotierten Bereich der Laserstruktur sowie eine Erhöhung der Netto-Ladungsträgerkonzentration um rund eine Größenordnung auf $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ zeigten. Die höhere Ladungsträgerkonzentration führt zu einer signifikanten Verbesserung der Kontaktqualität. Es wurde ein spezifischer Kontaktwiderstand von $1,5 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ erreicht, der mehr als eine Größenordnung unter den bisherigen Literaturwerten liegt.

Alternativ zur Dotierung mit Lithiumnitrid erfolgte die Weiterentwicklung der implantationsinduzierten Durchmischung, welche für ZnCd(S)Se-Laser erstmalig durch M. Kuttler vorgestellt wurde [Kut98]. Mittels IID prozessierte Laserdioden zeigten eine um 65% reduzierte Schwellstromdichte, die vorrangig durch eine effektive Stromführung erreicht wird. Durch die neben der Stromführung entstehende laterale Indexführung besitzen diese Halbleiterlaser darüber hinaus eine stark verbesserte Abstrahlcharakteristik. Die aufgrund der geringeren Schwellstromdichte der Laserdioden reduzierte Wärmegeneration führt zu einer fünffach höheren Lebensdauer.

Im gepulsten Hochleistungsbetrieb konnte erstmalig eine Ausgangsleistung von mehr als $1,5 \text{ W}$ erreicht werden. Dabei wurde als dominierender Degradationsmechanismus eine katastrophale Zerstörung der Facette (COD) beobachtet. Dazu wurde der Zustand der Facetten mittels Rasterelektronen- und Rasterkraftmikroskop untersucht. An dem bei einer Leistungsdichte von etwa 15 MW/cm^2 degradierten Bauelement konnte ein deutlicher Materialverlust nachgewiesen werden, der sich über einen Bereich von 30% der Facettenfläche erstreckte.

Kapitel 8.

GaAs-Quantenpunktlaser

8.1. Sättigbare Absorber

Der Beschuss einer Laserkavität mit Ionen ist eine Variante zur Herstellung von monodirektionalen Halbleiterlasern. Wie in Abschnitt 5.2.3 dargestellt, kann die Ionenimplantation sowohl durch die Facette als auch durch die Oberfläche des Stegwellenleiters erfolgen. Die Implantation generiert im Bereich der aktiven Zone Störstellen, welche als Zentren nichtstrahlender Rekombination wirken (sättigbarer Absorber).

8.1.1. Implantation über die Facette

Für die Ionenimplantation durch die Facette wurden fertig prozessierte Laserdioden mit Resonatorlängen von $1000\ \mu\text{m}$ und $2000\ \mu\text{m}$ verwendet. Da es sich hierbei um Mehrfach-

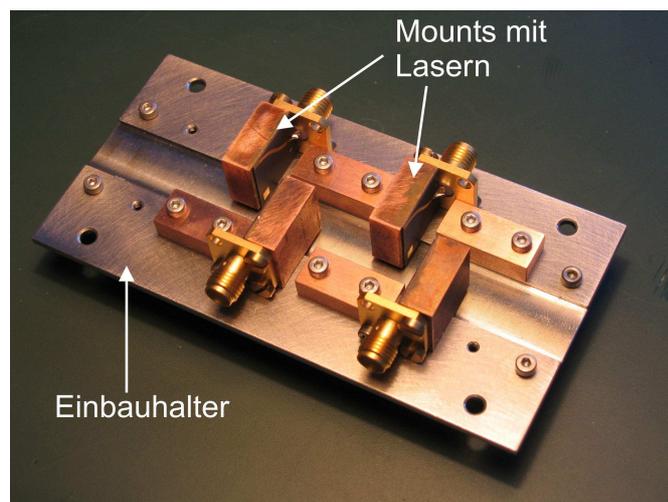


Abbildung 8.1.: Halterung der bereits fertig aufgebauten Halbleiterlaser für die Facettenimplantation [Fio04].

sektionsbauelemente handelte, waren diese p-side-up auf hochfrequenztaugliche Wärmesenken aufgebaut (siehe Abb. 8.1). Die Implantation erfolgte mit vierfach ionisierten Stickstoffionen mit einer Energie von $E_{imp} = 17\ \text{MeV}$, welche zu einem Schadensmaximum in $10\ \mu\text{m}$ Tiefe bezogen auf die Facette führt. Vor der Ionenimplantation wurde

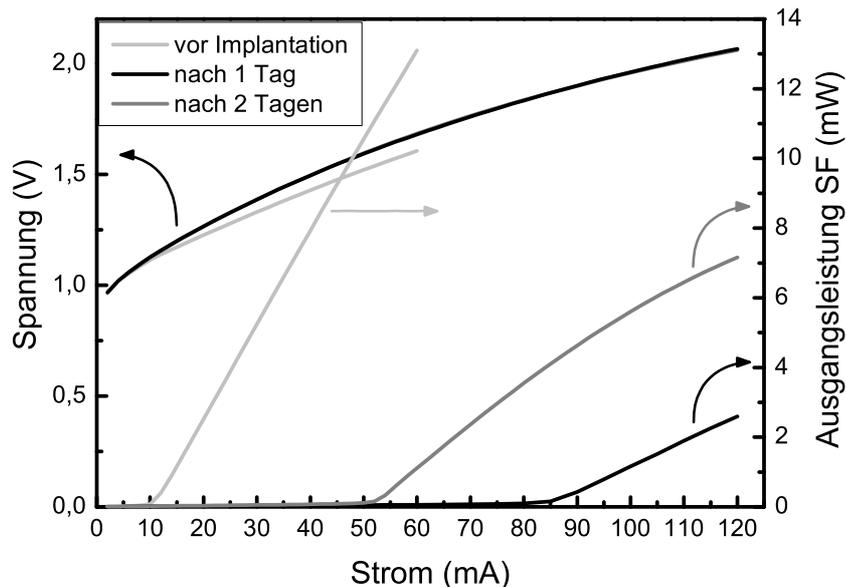


Abbildung 8.2.: P-I-U-Charakteristik eines mit einer Dosis von $2,2 \times 10^{13}$ Ionen/ cm^2 implantierten Quantenpunktlasers (Kavität: $4 \mu m \times 1000 \mu m$). Die Zeitangaben beziehen sich auf das Implantationsdatum.

von allen Lasern die P-I- und U-I-Charakteristik aufgenommen. Die Ionendosis wurde in mehreren Schritten von $1 \times 10^{12} /cm^2$ auf $2,2 \times 10^{13} /cm^2$ gesteigert. Nach jeder Implantation wurde geprüft, wie stark diese die Lasereigenschaften beeinflusst. Eine zu hohe Implantationsdosis würde so viele Verluste generieren, dass kein Laserbetrieb mehr erreicht wird.

Der Vergleich der L-I- und U-I-Charakteristiken (cw-Betrieb) vor bzw. nach der Ionenimplantation ist in Abbildung 8.2 dargestellt. Einen Tag nach der Implantation ergab die Messung zunächst eine Verachtfachung des Schwellstroms I_{th} von $10 mA$ auf $80 mA$. Gleichzeitig sank die externe differentielle Quanteneffizienz η_{diff} von 55% auf 14%. In der nachfolgenden Zeit zeigten sich jedoch Ausheilwirkungen der generierten Kristallschäden. Diese äußern sich in einer Abnahme des Schwellstroms und einem Anstieg der differentiellen externen Quanteneffizienz. Es zeigt sich jedoch ein Resteffekt durch die implantierten Stickstoffionen, wodurch die Kennlinie nicht den Ausgangszustand erreichte.

Der Einfluß der Ionenimplantation schlägt sich darüber hinaus in den Emissionsspektren der Bauelemente vor und nach der Implantation nieder. Vor dem Ionenbeschuss erfolgt der Laserübergang aus dem Grundzustand. Im Gegensatz dazu zeigen die implantierten Laserdioden bereits bei Strömen, die nur geringfügig oberhalb der Schwelle liegen, ein Emissionsspektrum (siehe Abb. 8.3), welches der Rekombination aus dem angeregten Zustand entspricht. Alle weiteren Laserdioden zeigten ein vergleichbares Verhalten. Mit den über die Facette implantierten Halbleiterlasern gelang es nicht, Modenkopplung zu erzeugen.

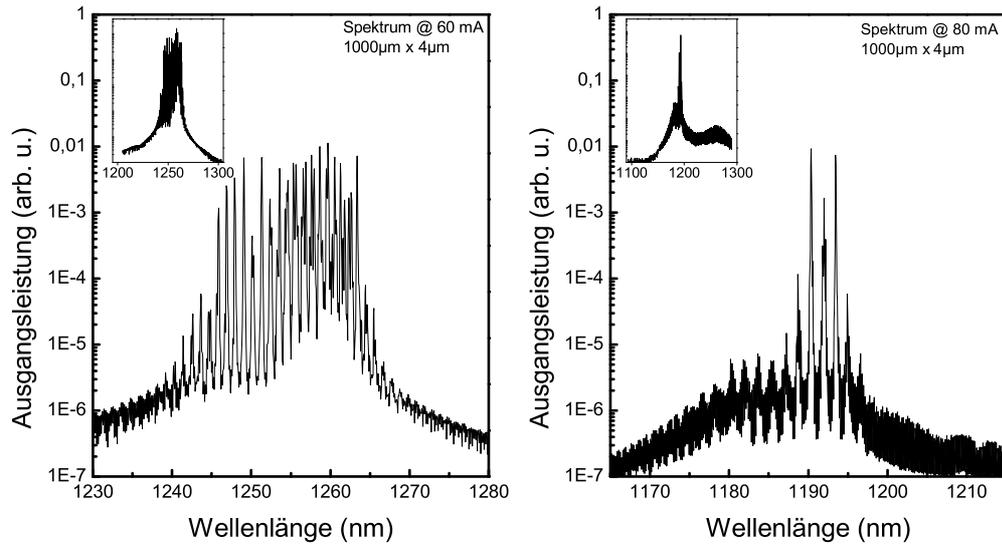


Abbildung 8.3.: Vergleich der Emissionsspektren der Laser vor (Bild links) und nach der Ionenimplantation (Bild rechts).

8.1.2. Implantation über die Stegwellenleiteroberfläche

Die zur Herstellung eines sättigbaren Absorbers notwendige Ionenimplantation kann sowohl wie im letzten Abschnitt dargestellt über die Facette, als auch über die Oberfläche des Stegwellenleiters erfolgen. Letzteres bietet den Vorteil, dass die Länge des Absorbers direkt über den Lithographieschritt zur Definition der Implantationsmaske ausgewählt werden kann. Dies ist bei der Facettenimplantation nicht möglich (siehe Tabelle 5.2.3).

Der Vorteil der Implantation durch die Stegwellenleiteroberfläche wurde bereits beim Layout der Lithographiemaske berücksichtigt. Die zu implantierenden Sektionen benachbarter Stegwellenleiter verfügten über unterschiedliche Längen. Dies ermöglicht die detaillierte Untersuchung der durch die Ionenimplantation erzeugten Absorberwirkung. Die Implantation erfolgte mit einfach ionisierten Stickstoffionen $^{14}\text{N}^+$. Mittels des Programms SRIM durchgeführte Modellierungsrechnungen ergaben eine benötigte Implantationsenergie von $1,8 \text{ MeV}$ für eine Generation des Schadensmaximums in der Tiefe der aktiven Zone. Abbildung 8.4 zeigt die Tiefenverteilung von implantierten Ionen und generierten Fehlstellen. Beide Verteilungsmaxima befinden sich in der Tiefe der aktiven Zone. Im Unterschied zur Implantation über die Facette wurden nicht-prozessierte Laserstrukturen verwendet, auf welche die in Abbildung 5.9 gezeigte Maskierung aufgebracht wurde. Zur Implantation wurde jeweils ein Viertel eines 2 Zoll-Wafers verwendet. Der verwendete Implantationshalter erlaubte die schrittweise Implantation von je 1 cm^2 der Probenoberfläche, so dass die Dosis auf ein und demselben Probenstück variiert werden konnte. Die Werte betragen $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ sowie $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Nach der vollständigen Prozessierung erfolgte die Vereinzelung in Bauelemente gleicher Resonatorlänge mit

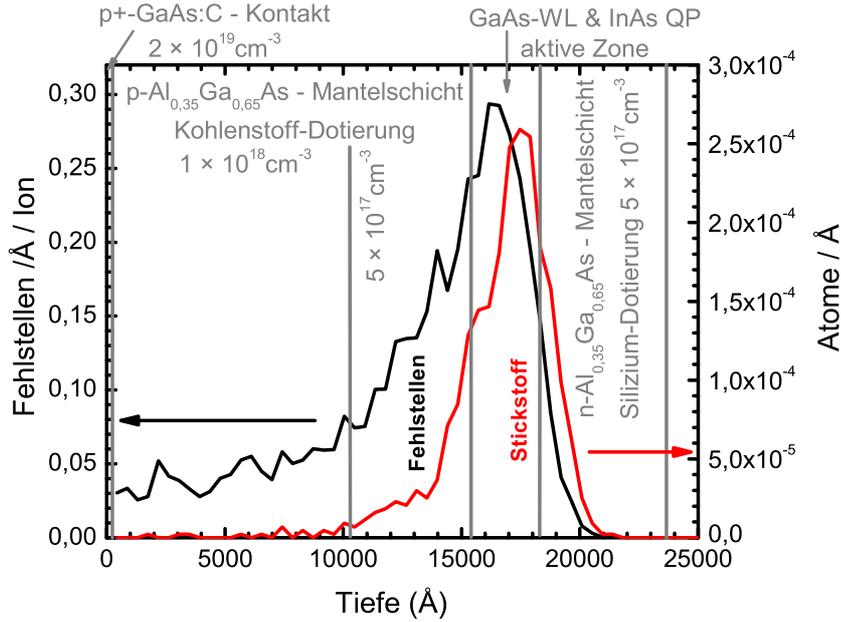


Abbildung 8.4.: Tiefenverteilung der implantierten Ionen und der durch diese generierten Fehlstellen in der verwendeten InAs-QP-Laserstruktur.

variierender Absorberlänge.

L-I-Messungen im cw-Betrieb zeigen für Proben mit zunehmender Länge des implantierten Absorbers einen deutlichen Anstieg des Schwellstroms von 5 mA auf 29 mA für einen $11,5\text{ }\mu\text{m}$ -Absorber bzw. 36 mA für einen $20\text{ }\mu\text{m}$ -Absorber. Die Erhöhung der Schwelle geht mit einem Rückgang der externen differentiellen Quanteneffizienz (nicht implantiert: 74% , $11,5\text{ }\mu\text{m}$ -Absorber: 65% , $20\text{ }\mu\text{m}$ -Absorber: 56%) einher. Dies entspricht den Erwartungen, da durch die Ionenimplantation eingebrachte Defekte als zusätzliche interne Verluste des Lasers betrachtet werden können. Bei den hier untersuchten Bauelementen wurde die gesamte Kavität gepumpt. Durch Erweiterung von Gleichung 2.14 erhält man

$$\frac{1}{\eta_{diff}} = \frac{1}{\eta_{int}} + \frac{1}{\eta_{int}} \cdot \frac{L_R \alpha_{int} + L_A \alpha_{imp}}{\ln \frac{1}{R}}. \quad (8.1)$$

- L_R : Resonatorlänge
- α_{int} : interne Verluste
- L_A : Länge der implantierten Absorbersektion
- α_{imp} : implantierte Verluste

Durch die Bestimmung der differentiellen externen Quanteneffizienz η_{diff} von Bauelementen gleicher Resonatorlänge L_R , jedoch variierender Länge des implantierten Absorbers L_A lassen sich die implantierten Verluste α_{imp} bestimmen. Letztere ergeben sich

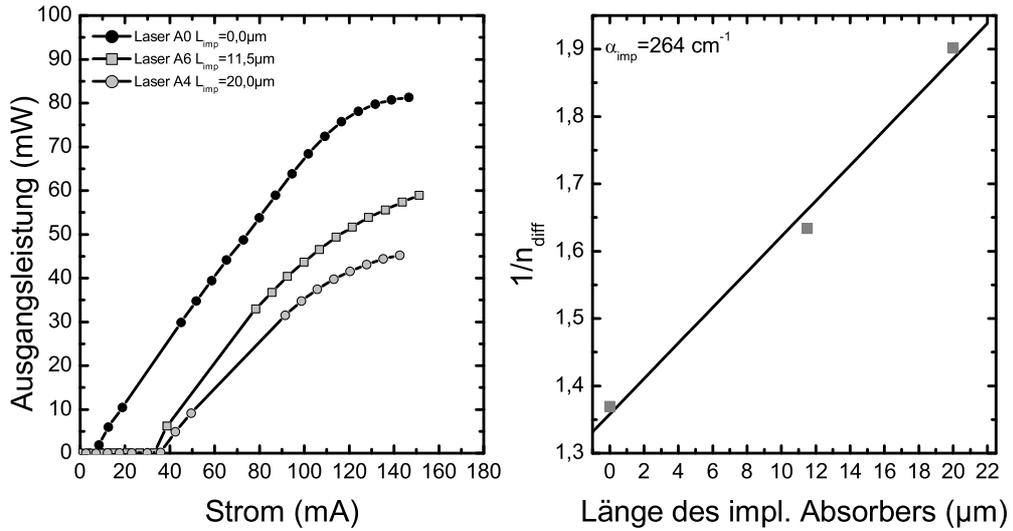


Abbildung 8.5.: Linkes Bild: L-I-Charakteristiken (cw-Betrieb) ohne Implantation und nach Implantation verschiedener Absorberlängen. Rechtes Bild: Bestimmung der durch die generierten Störstellen hervorgerufenen Verluste. Die Implantationsdosis betrug $1 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$.

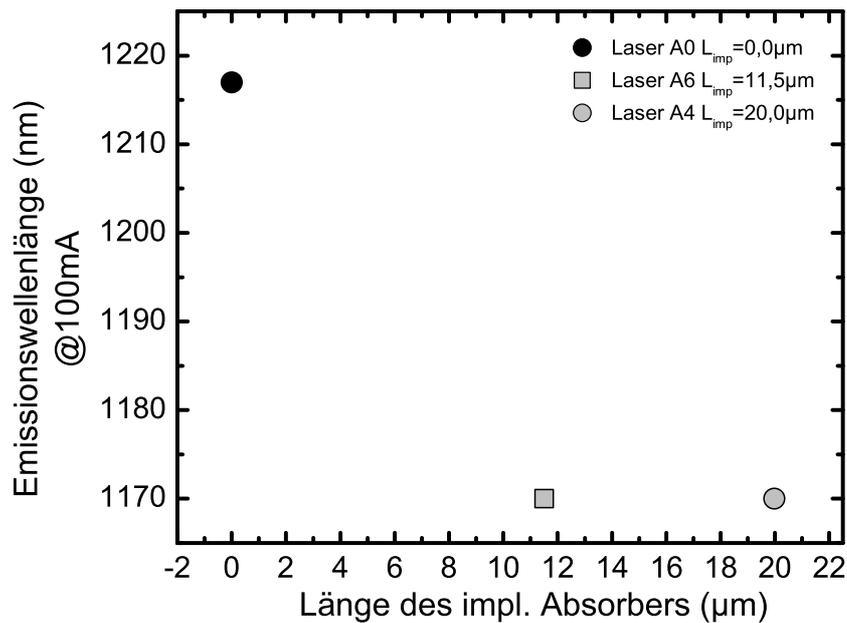


Abbildung 8.6.: Emissionswellenlänge ohne und mit Stickstoff-Implantation von Absorbersektionen verschiedener Länge. Die Bestimmung der Wellenlänge erfolgte mittels des optischen Multimeters mit Wellenlängen-/Leistungsmesskopf (siehe Abschnitt 6.1).

durch die graphische Auftragung von $1/\eta_{diff}$ in Abhängigkeit von L_A und eine linearen Fit, analog zur Bestimmung der internen Verluste α_{int} (siehe auch Abschnitt 2.4.2). Diese Auswertung ergab für die $^{14}N^+$ -implantierten Halbleiterlaser ($L_R = 875 \mu m$) zusätzliche, durch die Ionenimplantation generierte Verluste von $\alpha_{imp} = 264 cm^{-1}$. Die zusätzlichen, mit der Länge des implantierten Absorbers ansteigenden Verluste müssen durch den Gewinn ausgeglichen werden, um die Laserschwelle zu erreichen. Daher nimmt die Schwellstromdichte mit der Absorberlänge zu.

Die erhöhten Verluste in den implantierten Bauelementen äußern sich auch in der Emissionswellenlänge der untersuchten Laserdioden. Nicht implantierte Bauelemente emittierten im Grundzustand $\lambda \approx 1217 nm$. Nach der Implantation der Stickstoffionen lag die Emissionswellenlänge jedoch bei $\lambda \approx 1170 nm$, welches der Rekombination aus dem angeregten Zustand entspricht.

Ein Ausheileneffekt von implantationsgenerierten Defekten konnte an diesen Bauelementen nicht beobachtet werden, da sich hier die Prozessierung an die Implantation anschließt. Die Herstellung von Halbleiterlasern beinhaltet Prozesse (SiN_x -Abscheidung, RTA von Kontakten), die bei Temperaturen von bis zu $400^\circ C$ durchgeführt werden. Es ist daher anzunehmen, dass die teilweise Ausheilung der generierten Implantationseffekte bereits bei diesen Prozessschritten stattfindet. Dennoch weisen die implantierten Laser eine gegenüber nicht implantierten Bauelementen erhöhte Schwellstromdichte und verringerte differentielle Quanteneffizienz auf. Es konnte somit gezeigt werden, dass mittels der Ionenimplantation ein sättigbarer Absorber herstellbar ist.

8.2. Fazit

Mit den vorgestellten Untersuchungen zur Generation eines sättigbaren Absorbers in InAs-Quantenpunktlasern konnte gezeigt werden, dass die Ionenimplantation ein geeignetes Verfahren zu dessen Herstellung ist. Dies gilt sowohl für die Implantation über die Facette des Bauelements als auch über die Oberfläche des Stegwellenleiters.

Nach der Implantation von Stickstoffionen weisen die Halbleiterlaser eine deutlich erhöhte Schwellstromdichte J_{th} aus. Bei Bauelementen, bei denen der Ionenbeschuss über die Facette erfolgte, konnte eine teilweise Ausheilung der generierten Defekte beobachtet werden. Es bleibt jedoch ein Resteffekt zurück, so dass die Schwellstromdichte und differentielle Quanteneffizienz nicht die Werte vor der Implantation erreichen. Erfolgt die Implantation über die Stegwellenleiteroberfläche, ist dieser Ausheileneffekt nicht nachweisbar. Dieser findet bereits bei der weiterführenden Prozessierung der Bauelemente statt, bei der Temperaturen von bis zu $400^\circ C$ auftreten. Die dennoch deutliche Erhöhung der Schwellstromdichte und die gleichzeitige Verringerung der differentiellen Quanteneffizienz zeigen den Effekt des sättigbaren Absorbers, der durch die Ionenimplantation erzeugt wurde. Durch den Vergleich von Bauelementen mit verschiedenen langer Absorbersektion konnte für die generierten Verluste ein Wert von $\alpha_{imp} = 264 cm^{-1}$ abgeschätzt werden.

Die für die vorgestellten ersten Versuche zur Herstellung eines Absorbers durch Ionenimplantation verwendeten Dosen ($\geq 1 \cdot 10^{11} cm^{-2}$) erwiesen sich als zu hoch. Letzteres äußert sich in einer gegenüber den nicht implantierten Proben kürzeren Wellenlänge,

welche einer Rekombination aus dem angeregten Zustand entspricht. Ein stabiler Laserbetrieb im Grundzustand erfordert daher eine Verringerung der generierten Verluste durch eine Senkung der Implantationsdosis. Dies ist bei der Implantation über die Stegwellenleiteroberfläche deutlich einfacher möglich, da deren Höhe im Gegensatz zu Facettenimplantation zusätzlich über die Länge des Absorbers gesteuert werden kann.

Kapitel 9.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Verfahren zur Steigerung der Lebensdauer von im grünen Spektralbereich emittierenden Halbleiterlasern auf Basis von II-VI Verbindungshalbleitern neu bzw. weiter entwickelt und die damit erzielten Ergebnisse vorgestellt.

Das erste und erfolgreichste Verfahren ist die lokale Eindiffusion von Lithiumnitrid unterhalb des p-Kontaktstreifens. Mit diesem konnte die Lebensdauer der Bauelemente auf mehr als das Zwanzigfache gesteigert werden. Durch strukturelle und elektrische Untersuchungen konnte die Wirkungsweise dieses Verfahrens ermittelt werden. Mittels Sekundärionenmassenspektroskopie konnte eine Eindiffusion des Lithiumnitrids über den gesamten p-dotierten Bereich der Struktur bis in die p-ZnMgSSe-Mantelschicht nachgewiesen werden. Die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration in den MQW-Kontaktschichten mit van der Pauw- und C-V-Messungen ergab eine um eine Größenordnung auf $7 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ erhöhte Netto-Akzeptorkonzentration. Diese lokale, auf den Bereich unterhalb des p-Kontaktstreifens begrenzte Erhöhung der Leitfähigkeit führt aufgrund der entstehenden Stromführung und des reduzierten spezifischen Kontaktwiderstands zu einer deutlichen Verbesserung der Bauelementeigenschaften. Letztere sind in Tabelle 9.1 den mit der Standardprozessierung erzielten Werten gegenübergestellt. Für die Schwellstromdichte J_{th} und die Schwellspannung U_{th} ergibt sich eine Reduzierung um mehr als 80% bzw. rund 30%. Die geringeren Verluste der mit lithiumnitridhaltigen Kontakten hergestellten II-VI-Halbleiterlaser führen zu einer mehr als zwanzigmal höheren Lebensdauer. Bei der untersuchten ZnCdSe-Laserstruktur wurde sogar eine Erhöhung der Lebensdauer um den Faktor 40 beobachtet.

Neben einer Optimierung der Kontakteigenschaften wurde, aufbauend auf den Arbeiten von M. Kuttler, das Verfahren der implantationsinduzierten Durchmischung (IID) weiterentwickelt [Kut98]. Mit dieser Methode wurden Halbleiterlaser mit vergrabener Stegwellenleiter hergestellt, das heißt Bauelemente mit kombinierter Strom- und Indexführung. Letztere führt zu einer Unterdrückung der in gewinngeführten Laserdioden auftretenden Strompfadaufweitung und aufgrund des Brechungsindexsprungs in lateraler Richtung zu einer Reduzierung der optischen Verluste.

Mit den beiden vorgestellten und untersuchten Verfahren konnten deutliche Steigerungen der Lebensdauer von ZnCd(S)Se-Halbleiterlasern erzielt werden. Zusammen mit einer verbesserten Aufbautechnik (p-side down Aufbau) sollten die Bauelemente Lebensdauern erreichen, die deutlich über $100 h$ liegen. Eine weitere Verbesserung der Bauelementeigenschaften ist von der Kombination beider hier untersuchten Methoden zu erwarten, da sich diese perfekt ergänzen. Die Eindiffusion des Lithiumnitrids dient der Modifikation

des Materials unterhalb des Kontaktstreifen, wogegen die implantationsinduzierte Durchmischung die lateral angrenzenden Bereichen modifiziert. Geht man davon aus, dass sich mit der Anwendung dieser Methoden auf die bisher besten II-VI-Laserstrukturen eine ähnliche Vervielfachung der Lebensdauer erzielen lässt, werden kommerziell interessante Bauelementlebensdauern von 10.000 *h* durchaus realistisch. Hierzu sind neben den vorgestellten Technologien zur Erhöhung der Lebensdauer eine optimierte Aufbautechnik (p-side-down Mounting, aktive Kühlung) sowie eine Vergütung der Facetten notwendig.

Parameter	IID	Li_3N -Kontakte
Schwellstromdichte J_{th} ZnCdSSe-SQW ZnCdSe-SQW	153 A/cm^2 (447 A/cm^2) 96 A/cm^2 (270 A/cm^2)	42 A/cm^2 (235 A/cm^2) 30 A/cm^2 (270 A/cm^2)
Schwellspannung U_{th} ZnCdSSe-SQW ZnCdSe-SQW	5,0 V (6,8 V) 4,5 V (6,0 V)	6,0 V (8,5 V) 4,0 V (6,0 V)
Lebensdauer ZnCdSSe-SQW ZnCdSe-SQW	2,5 min (0,5 min) keine Messung	40 min (1,7 min) 9,5 h (13 min)

Tabelle 9.1.: Eigenschaften mittels implantationsinduzierter Durchmischung und lithiumnitridhaltiger Kontakte hergestellter II-VI-Halbleiterlaser. In Klammern ist der Vergleichswert zu Bauelementen angegeben, die nach dem bisher üblichen Verfahren prozessiert wurden.

Neben der Erhöhung der Lebensdauer von ZnSe-basierten Laserdioden war die Untersuchung ihres Leistungspotentials Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Im Pulsbetrieb mit kleinem Tastverhältnis ($< 0,02\%$) konnten erstmalig Ausgangsleistungen von mehr als 1,5 *W* demonstriert werden. Dies zeigt, dass II-VI-Laser grundsätzlich in der Lage sind die Leistungsanforderungen der Display-Technologie zu erfüllen. Für die praktische Umsetzung ist es jedoch notwendig, diese Ausgangsleistung bei der oben genannten Lebensdauer zu erreichen. Tabelle 9.2 vergleicht die in dieser Arbeit erzielten Werte für wichtige Bauelementparameter mit den zu diesem Zeitpunkt in der Literatur dokumentierten Bestwerten. Gegenüber diesen konnte die Schwellstromdichte um den Faktor 7 reduziert und die Ausgangsleistung verfünffacht werden. Der spezifische Kontaktwiderstand wurde sogar um eine Größenordnung verbessert.

Im Rahmen der Arbeiten an InAs-Quantenpunktlasern wurde erstmals gezeigt, dass die Ionenimplantation ein geeignetes Werkzeug zur Generation sättigbarer Absorber ist, welche zur Herstellung passiv modengekoppelter Halbleiterlaser erforderlich sind. Hierzu

wurden 2 Methoden, die Implantation über die Facette und über die Stegwellenleiteroberfläche, untersucht. Mit beiden war es möglich, innerhalb der Laserkavität lokal optische Verluste zu generieren, die als sättigbarer Absorber wirken. Da die durch den Ionenbeschuss generierten Verluste für das Erreichen der Lasertätigkeit kompensiert werden müssen, besitzen die implantierten im Vergleich zu den nichtimplantierten Bauelementen deutlich höhere Schwellströme und eine geringere differentielle Quanteneffizienz. Die Mes-

	Wert	Referenz	Diese Arbeit
Spezifischer Kontaktwiderstand	$5 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot cm^2$	Sony	$1,5 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot cm^2$
	$2 \dots 8 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot cm^2$	Philips	
Schwellstrom	$2,5 mA$ (RT gepulst)	3M	$3 mA$ (RT gepulst, Li_3N)
	$6,9 mA$ (RT cw)	Purdue/Brown University	$9,6 mA$ (RT gepulst, IID)
Schwellstromdichte	$210 A \cdot cm^{-2}$ (RT gepulst)	Sony	$30 A \cdot cm^{-2}$ (RT gepulst, Li_3N)
	$222 A \cdot cm^{-2}$ (RT cw)	Sumitomo Electric	$96 A \cdot cm^{-2}$ (RT gepulst, IID)
Ausgangsleistung	$480 mW$ (RT gepulst)	Sony	$1550 mW$ (RT gepulst)
	$87 mW$ (RT cw)	Sony	
Lebensdauer	$389 h$ (APC 1mW, HR coating, p-side-down)	Sony	$9,5 h$ (APC 1mW/Facette, uncoated, p-side-up)

Tabelle 9.2.: Vergleich der in dieser Arbeit auf dem Gebiet der II-VI-Halbleiterlaser erzielten Ergebnisse mit den bis dahin in der Literatur dokumentierten Werten [Nak02].

sung der Emissionswellenlänge zeigte jedoch, dass die Dosen der bisher durchgeführten Implantationen noch sehr hoch gewählt waren. Im Gegensatz zu den nicht implantierten Halbleiterlasern entsprach die Emissionswellenlänge der implantierten Proben der Re-

kombination aus dem angeregten Zustand. Der nächste Schritt zur Herstellung passiv modengekoppelter Halbleiterlaser ist somit die Anpassung des Gewinn-Verlust-Verhältnisses, welche sich über eine Reduzierung der Implantationsdosis und damit der Größe der generierten optischen Verluste erreichen lässt. Das vorgestellte Verfahren zur Implantation über die Stegwellenleiteroberfläche ist hierfür das technologisch überlegene, da bei diesem die Größe der in der Laserkavität generierten Verluste zusätzlich über die Länge der implantierten Sektion der Laserkavität eingestellt werden kann. Darüber hinaus fügt sich dieses Verfahren perfekt in die übliche Prozessierung der Bauelemente ein.

Die Anwendung lokal materialmodifizierender Verfahren auf Basis von Implantations- und Diffusionsprozessen erwies sich als überaus geeignet, um die Eigenschaften von Halbleiterlasern gezielt zu beeinflussen. Sowohl die elektrischen als auch die optischen Kenndaten der Bauelemente konnten deutlich verbessert werden. Die vorgestellten Methoden zur Herstellung von Halbleiterlasern mit verbessertem Leistungspotential sind daher auch für eine Integration in den kommerziellen Herstellungsprozeß von hohem Interesse.

Literaturverzeichnis

- [Aga98] S. Agarwala, S. Horst, O. King, R. Wilson, D. Stone, M. Dagenais und Y. Chen, *J. Vac. Sci. Technol. B* **16** 511 (1998).
- [Alf63] Z. I. Alferov und R. Kazarinov, *Semiconductor laser with electric pumping* Inventor's certificate No. 181737 (in Russian), Application No. 950840, priority as of March 30, (1963).
- [And00] A. Andrianov, S. Dods, J. Morgan, J. Orton, T. Benson, I. Harriason, E. Larkins, F. Daiminger, E. Vassilakis und J. Hirz, *J. Appl. Phys.* **87**(7) 3227 (2000).
- [Ara82] Y. Arakawa und H. Sakaki, *Appl. Phys. Lett.* **40**(11) 939 (1982).
- [Bar47] J. Bardeen, *Phys. Rev.* **71**(10) 717 (1947).
- [Bel90] *Reliability Assurance Practices for Optoelectronic Devices in Loop Applications*, Technical Advisory TA-TSY-000983, Bell Communications Research (Bellcore) (1990).
- [Ber72] H. H. Berger, *Solid-St. Electron.* **15** 145 (1972).
- [Bha97] R. Bhargava, *Wide Bandgap II-VI Semiconductors*, INSPEC, London, United Kingdom (1997).
- [Bim97] D. Bimberg, N. Kirstaedter, N. Ledentsov, Z. I. Alferov, P. Kop'ev und V. Ustinov, *IEEE J. Selec. Topics Quantum Electron.* **3** 196 (1997).
- [Blu04] Blu-Ray Disc Founders, *White Paper Blu-Ray Disc Format-General* (online), http://www.blu-raydisc.com/assets/downloadablefile/general_bluray_discformat-12834.pdf (2004).
- [Blu07] *Blu-Ray Disc and DVD*, (online): http://www.blu-raydisc.com/general_information/Section-13563/Section-13566/Index.html (02.01.2007).
- [Bog01] S. Bognar, M. Grundmann, O. Stier, D. Ouyang, C. Ribbat, R. Heitz, R. Sellin und D. Bimberg, *phys. stat. sol. (b)* **224** 823 (2001).
- [Cas74] H. C. Casey, M. B. Panish, W. O. Schlosser und T. L. Paoli, *J. Appl. Phys.* **45**(1) 322 (1974).

- [Chi06] C. Chinnoek, *Novalux Hitting Milestones on Path to Laser TV*, (online), <http://displaydaily.com/2006/08/30/novalux-hitting-milestones-on-path-to-laser-tv/> (2006).
- [Chu97] S.-L. Chuang, A. Ishibashi, S. Kijima, N. N. abd Masakazu Ukita und S. Taniguchi, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**(6) 970 (1997).
- [DeP89] J. DePuydt, M. Haase, H. Cheng und J.E.Potts, *Appl. Phys. Lett.* **55**(11) 1103 (1989).
- [Dia06] *The CVD diamond booklet*, Diamond Materials GmbH, Tullastr. 72 79108 Freiburg , www.diamond-materials.com/download (2006).
- [Don81] V. Donnelly und D. Flamm, *Solid State Technol.* **24**(4) 161 (1981).
- [Dym72] J. Dymant, L. D'Aroso, J. North, B. Miller und J. Ripper, *Proc. IEEE* **60** 726 (1972).
- [Dym73] J. Dymant, J. North und L. D'Asaro, *J. Appl. Phys.* **44**(1) 207 (1973).
- [Fan92] Y. Fan, J. Han, L. He, J. Saraie, R. Gunshor, M. Hagerott, H. Jeon, A. Nurmikko, G. Hua und N. Otsuka, *Apl. Phys. Lett.* **61**(26) 3160 (1992).
- [Fan95] Y. Fan, *Appl. Phys. Lett.* **67**(12) 1739 (1995).
- [FCC02] Ferderal Communications Comission - Rules & Regulations Title 47, Part 18 *Industrial, Scientific, and Medical Equipment*, (2002).
- [Fio04] G. Fiol, *Dynamisches Verhalten von Quantenpunktlasern*, Diplomarbeit, Institut für Festkörperphysik, AG Prof. Bimberg, TU Berlin, Berlin, Deutschland (2004).
- [Fra94] G. Franz, *Oberflächentechnologie mit Niederdruckplasmen - Beschichten und Strukturieren in der Mikrotechnik*, Springer, Berlin, Heidelberg, 2. Aufl. (1994).
- [Haa90] M. Haase, H. Cheng, J. DePuydt und J. Potts, *J. Appl. Phys.* **67**(1) 448 (1990).
- [Haa91] M. A. Haase, J. Qui, J. M. DePuydt und H. Cheng, *Appl. Pys. Lett.* **59** 1272 (1991).
- [Haa93] M. Haase, P. Baude, M. Hagedorn, J. Qui, J. Qui, J. DePuydt, H. Cheng, S. Guha, G. Höfler und B. Wu, *Appl. Phys. Lett.* **63**(17) 2315 (1993).
- [Hak74] B. Hakki und F. Nash, *J. Appl. Phys.* **45**(9) 3907 (1974).
- [Hal62] R. Hall, G. Fenner, J. Kingsley, T. Soltys und R. Carlson, *Phys. Rev. Lett.* **9**(9) 366 (1962).
- [Hen79] C. Henry, P. Petroff, R. Logan und F. Merritt, *J. Appl. Phys.* **50**(5) 3721 (1979).

- [Hie93] F. Hiei, M. Ikeda, M. Ozawa, T. Miyajima, A. Ishibashi und K. Akimoto., *Electron. Lett.* **29**(10) 878 (1993).
- [Hol85] N. Holonyak, Jr., *SEMICONDUCTOR DEVICE FABRICATION WITH DISORDERING ELEMENTS INTRODUCED INTO ACTIVE REGION*, United States Patent No. 4.511.408 (1985).
- [Hol86] N. Holonyak, Jr., *SEMICONDUCTOR DEVICE WITH DISORDERED ACTIVE REGION*, United States Patent No. US4,594,603 (1986).
- [Hon96] T. Honda, S. W. Lim, K. Yanashima, K. Inoue, K. Hara, H. Munekata, H. Kukimoto, F. Koyama und K. Iga, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35 (Part I)**(7) 3878 (1996).
- [Huf98] D. Huffaker, G. Park, Z. Zou, O. Shchekin und D. Deppe, *Appl. Phys. Lett.* **73** 2564 (1998).
- [ILX00] *Laser Wavelength Measurement using a Colored Filter Glass*, Techn. Ber. #TN6810B-7, ILX Lightwave, 31950 East Frontage Road, Bozeman, MT 59715 (USA) (rev2000).
- [Ish99] A. Ishibashi, *SPIE Physics and Simulation of Optoelectronic Devices VII*, San Jose (1999).
- [Ito95] S. Itoh und A. Ishibashi, *J. Cryst. Growth* **150** 701 (1995).
- [Ito00] S. Itoh, K. Nakano und A. Ishibashi, *J. Crystal Growth* **214/215** 1029 (2000).
- [Jen04] S. Jensen, *Inductively Coupled Plasma Etching for Microsystems*, Doktorarbeit, Department of Micro- and Nanotechnology, Technical University of Denmark, Ørstedes Plads, Building 345 East, 2800 Kgs. Lyngby, Denmark (2004).
- [Joy70] W. Joyce und S. Wemple, *J. Appl. Phys.* **41**(9) 3818 (1970).
- [Kai82] T. Kaino, K. Jinguji und S. Nara, *Appl. Phys. Lett.* **41**(9) 802 (1982).
- [Kar05] L. Karachinsky, T. Kettler, N. G. an I.I. Novikov, M. Maximov, Y. Shernyakov, N. Kryzhanovskaya, A. Zhukov, E. Semenova, A. Vasil'ev, V. Ustinov, N. Ledentsov, A. Kovsh, V. Shchukin, S. Mikhrin, A. Lochmann, O. Schulz, L. Reissmann und D. Bimberg, *Electron. Lett.* **41** 478 (2005).
- [Kat90] A. Katz, C. Abernathy und S. J. Pearton, *Appl. Phys. Lett.* **56**(11) 1028 (1990).
- [Kat98] E. Kato, H. Noguchi, M. Nagai, H. Okuyama und A. Ishibashi, *Electron. Lett.* **34**(3) 282 (1998).
- [Kij98] S. Kijima, H. Okuyama, Y. Sanaka, T. Kobayashi, S. Tomiya und A. Ishibashi, *Appl. Phys. Lett.* **73**(2) 235 (1998).

- [Klu02] M. Klude, *ZnSe-based laser diodes with quaternary CdZnSSe quantum wells as active region - Chances and Limitations*, Doktorarbeit, Arbeitsgruppe Prof. Hommel, Universität Bremen, Bremen (2002).
- [Köh98] M. Köhler, *Ätzverfahren für die Mikrotechnik*, Wiley -VCH, Weinheim, Chichester, Brisbane, Singapore, Toronto (1998).
- [Koi97] Y. Koide, T. Kawakami, N. Teraguchi, Y. Tomomura, A. Suzuki und M. Murakami, *J. Appl. Phys.* **82**(5) 2393 (1997).
- [Kon92] M. Konuma, *Film Deposition by Plasma Techniques*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York (1992).
- [Kra99] J. Krauser, *Implantationsbetreuung*, Private Kommunikation (1999).
- [Kre05] I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, A. Kozhukhov, A. Kovsh, N. Ledentsov und A. Zhukov, *Electron. Lett.* **41** 1330 (2005).
- [Kro63] H. Kroemer, *Proc. IEEE* **51**(12) 1782 (1963).
- [Kro67] H. Kroemer, *Solid State Radiation Emitters*, United States Patent No. US 3,309,355 (1967).
- [Kun05] M. Kuntz, G. Fiol, M. Lämmlein, C. Schubert, A. Kovsh, A. Jakob, A. Umbach und D. Bimberg, *Electron. Lett.* **41** 244 (2005).
- [Kut97] M. Kuttler, M. Straßburg, O. Stier, U. W. Pohl, D. Bimberg, E. Kurtz, J. Nürnberger, G. Landwehr, M. Behringer und D. Hommel, *Appl. Phys. Lett.* **71** 243 (1997).
- [Kut98] M. Kuttler, *Diffusionsinduzierte Durchmischung von II-VI Heterostrukturen: Mechanismen und Anwendung*, Doktorarbeit, TU Berlin (1998).
- [Law96] K.-K. Law, P. Baude, T. Miller, M. Haase, G. Haugen und K. Smekalin, *Electron. Lett.* **32**(4) 345 (1996).
- [Lim94] S. Lim, T. Honda, F. Koyama, K. Iga, K. Inoue, K. Yanashima, H. Munekata und H. Kukimoto, *Appl. Phys. Lett.* **65**(19) 2437 (1994).
- [Mal98] R. Mallard, R. Clayton, D. Mayer und L. H. Jobbs, *J. Vac. Sci. Technol. A* **16**(2) 825 (1998).
- [Mar91] T. Marshall und D. Cammack, *J. Appl. Phys.* **69**(7) 4149 (1991).
- [Max97] M. Maximov, I. Kochnev, Y. Shernyakov, S. Zaitsev, N. Gordeev, A. Tsatsul'nikov, A. Sakharov, I. Krestnikov, P. Kop'ev, Z. Alferov, N. Ledentsov, D. Bimberg, A. Kosogov, P. Werner und U. Gösele, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** 4221 (1997).

- [Moo05] A. Mooradian, S. Antikichev, B. Cantos, G. Carey, M. Jansen, S. Hallstein, W. Hitchend, D. Lee, J.-M. Pelaprat, R. Nabiev, G. Niven, A. Shchegrov, A. Umbrass und J. Watson, *High Power Extended Vertical Cavity Surface Emitting Diode Lasers and Arrays and their applications*, Micro-Optics Conference 2005, Tokyo, Download: http://www.novalux.com/assets/downloads/NECSEL_Arrays_Apps.pdf (2005).
- [Mro91] B. Mroziewicz, M. Bugajski und W. Nakwaski, *Physics of Semiconductor Lasers*, Bd. 1, North Holland, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo (1991).
- [Mül72] H. Müller, H. Ryssel und K. Schmid, *J. Appl. Phys.* **43**(4) 2006 (1972).
- [Mur69a] H. Murrmann und D. Widmann, *Solid-St. Electron.* **12** 879 (1969).
- [Mur69b] H. Murrmann und D. Widmann, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED16**(12) 1022 (1969).
- [Nak93] N. Nakayama, S. Itoh, T. Ohata, K. Nakano, H. Okuyama, M. Ozawa, A. Ishibashi, M. Ikeda und Y. Mori, *Electron . Lett* **29** 1488 (1993).
- [Nak02] K. Nakano, *Blue-Green Semiconductor Lasers* (in *II-VI Semiconductor Materials and their Applications*, Maria C. Tamargo (Hrsg.)), Kap. 2, 31–65, Taylor & Francis, New York (2002).
- [Nie92] H. Niedrig, *Physik*, Bd. 1, Springer, Berlin, Heidelberg (1992).
- [Niv06] G. Niven und A. Mooradian, *Trends in Laser Light Sources for Projection Display*, 13th International Display Workshop (IDW'06), Otsu, Japan, Download: <http://www.novalux.com/assets/downloads/IDW%20Novalux%20Paper.pdf> (2006).
- [Num04] T. Numai, *Fundamentals of Semiconductor Lasers*, Springer Series in Optical Sciences, Springer, New York, Berlin, Heidelberg, Hong Kong, London, Mailand, Paris, Tokio (2004).
- [Oht93] T. Ohtsuka und K. Horie, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**(2B) L233 (1993).
- [Pan73] M. B. Panish, H. C. C. Jr., S. Sumski und P. W. Foy, *Appl. Phys. Lett.* **22**(11) 590 (1973).
- [Par95] J. Park, P. A. Barnes und M. L. Lovejoy, *Appl. Phys. Lett.* **67**(7) 968 (1995).
- [Par00] G. Park, O. Shchekin, D. Huffaker und D. Deppe, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 262 (2000).
- [Pau58] L. J. van der Pauw, *Philips Tech. Rev.* **20** 220 (1958).
- [Pol05] M. Polak, *Ionenanalytische Untersuchungen an einer kapazitiv gekoppelten RF-Entladung*, Diplomarbeit, Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald (2005).

Literaturverzeichnis

- [Qui91] J. Qui, J. DePuydt, H. Cheng und M. A. Haase, Appl. Phys. Lett. **59**(23) 2992 (1991).
- [Rib01] C. Ribbat, R. Sellin, M. Grundmann und D. Bimberg, phys. stat. sol (b) **224** 819 (2001).
- [Rib02] C. Ribbat und R. Sellin, M. Grundmann (Hg.), *Nano-Optoelectronics: Concepts, Physics and Devices*, Kap. 15, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (2002).
- [Rib03] C. Ribbat, R. Sellin, I. Kaiander, F. Hopfer, N. Ledentsov, D. Bimberg, A. Kovsh, V. Ustinov, A. Zhukov und M. Maximov, Appl. Phys. Lett. **82** 952 (2003).
- [Ris02] B. T. Rissom, *Optische und elektrische Eigenschaften von II-VI-Halbleiterlasern*, Diplomarbeit, AG Prof. Bimberg, Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, Deutschland (2002).
- [Sch38] W. Schottky, Die Naturwissenschaften **26** 843 (1938).
- [Sch39] W. Schottky, Zeitschrift für Physik **113** 367 (1939).
- [Sch93] M. Schell, *Erzeugung ultrakurzer Lichtpulse mit Halbleiterlasern, Theorie und Experiment*, Doktorarbeit, Technische Universität Berlin (1993).
- [Sch00] O. Schulz, M. Strassburg, U. W. Pohl, D. Bimberg, S. Itoh, K. Nakano, A. Ishibashi, M. Klude und D. Hommel, phys. stat. sol. (a) **180** (2000).
- [Sch02a] O. Schulz, M. Strassburg, T. Rissom, U. W. Pohl, D. Bimberg, M. Klude und D. Hommel, Appl. Phys. Lett. **81**(26) 4916 (2002).
- [Sch02b] O. Schulz, M. Strassburg, T. Rissom, S. Rodt, L. Reissmann, U. Pohl, D. Bimberg, M. Klude, D. Hommel, S. Itoh, K. Nakano und A. Ishibashi, phys. stat. sol. (b) **229**(2) 943 (2002).
- [She85] J. Shealy und S. Chinn, Appl. Phys. Lett. **47**(4) 411 (1985).
- [Smi88] T. C. Smith, *Photoresist Problems and Particle Contamination* (in Ion Implantation - Science and Technology, James F. Ziegler (Hrsg.)), Academic Press Inc. (1988).
- [Spi80] W. Spicer, I. Lindau, P. Skeath, C. Su und P. Chye, Phys. Rev. Lett. **44**(6) 420 (1980).
- [Str98] M. Strassburg, M. Kuttler, O. Stier, U. Pohl, D. Bimberg, M. Behringer und D. Hommel, J. Cryst. Growth **184/185** 465 (1998).
- [Str00a] M. Strassburg, O. Schulz, U. W. Pohl, D. Bimberg, S. Itoh, K. Nakano und A. Ishibashi, Electron. Lett. **36** 44 (2000).

- [Str00b] M. Strassburg, O. Schulz, U. W. Pohl, D. Bimberg, M. Klude und D. Hommel, *Electron. Lett.* **36** 878 (2000).
- [Str01] M. Strassburg, O. Schulz, U. W. Pohl, D. Bimberg, S. Itoh, K. Nakano, A. Ishibashi, M. Klude und D. Hommel, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7**(2) 371 (2001).
- [Str02] M. Strassburg, *Neue Konzepte für grün emittierende II-VI Laser*, Doktorarbeit, TU Berlin (2002).
- [Swa67] R. K. Swank, *Phys. Rev.* **153**(3) 844 (1967).
- [Sze85] S. M. Sze, *Semiconductor devices - Physics and Technology*, John Wiley and Sons, New York (1985).
- [Tai96] A. Taike, M. Momose, M. Kawata, J. Gotoh, K. Mochizuki und S. Nakatsuka, *Appl. Phys. Lett.* **68**(3) 388 (1996).
- [Tho73] G. H. B. Thompson und P. A. Kirkby, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-9**(2) 311 (1973).
- [Tsa78] W. T. Tsang, *J. Appl. Phys.* **49**(3) 1031 (1978).
- [Wal93] C. G. van der Walle, D. B. Laks, G. F. Neumark und S. T. Pantelides, *Physical Review B* **47**(15) 9425 (1993).
- [Wil90] R. Williams, *Modern GaAs Processing Methods*, Artech House, Inc., 2. Aufl. (1990).
- [Won92] T. K. S. Wong und S. Ingram, *J. Vac. Sci. Technol. B* **10** 2393 (1992).
- [Yas88] T. Yasuda, I. Mitsuishi und H. Kukimoto, *Appl. Phys. Lett.* **52**(1) 57 (1988).
- [Yon73] H. Yonezu, I. Sakuma, K. Kobayashi, T. Kamejima, M. Ueno und Y. Nannichi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **12**(10) 1585 (1973).
- [Yu05] P. Y. Yu und M. Cardona, *Fundamentals of semiconductors*, Springer, New York, Heidelberg (2005).
- [Zie81] J. van der Ziel, W. Tsang, R. Logan, R. Logan und W. Augustyniak, *Appl. Phys. Lett.* **39**(5) 376 (1981).
- [Zie04] J. F. Ziegler und J. S. Biersack, *The Stopping and Range of Ions in Matter - SRIM, Version 2003.26* (2004). Download von <http://www.srim.org>.

Literaturverzeichnis

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Bimberg für die interessante Themenstellung, die dauerhafte und vielfältige Unterstützung bei der Durchführung der vorliegenden Arbeit sowie die hervorragenden Forschungsbedingungen bedanken.

Ein besonderes Dankeschön gilt den beiden Privatdozenten Axel Hoffmann und Udo W. Pohl. Jederzeit zur Diskussion von fachlichen Fragen bereit, tragen sie großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit.

Mein tiefster Dank gilt meinen Kollegen Anatol Lochmann, Thorsten Kettler und Kristijan Posilovic. Zusammen mit Anatol war insbesondere der Aufbau und die Inbetriebnahme des Zentrums für Nanophotonik an der TU Berlin eine hoch interessante und angenehme Tätigkeit. Thorsten und Kristijan sei besonders für die ständige Unterstützung in der Abschlußphase dieser Arbeit gedankt. Nicht zu vergessen ist dabei auch die erfolgreiche Zusammenarbeit bei der Prozessierung der Laserdioden.

Meinem damaligen Diplomanden Thorsten Rissom möchte ich für sein großes Engagement bei den Untersuchungen an den Kontaktstrukturen sowie der Weiterentwicklung der Messaufbauten danken.

Zu großem Dank bin ich auch den Betreuern der Ionenimplantation am Hahn-Meitner-Institut Berlin Prof. Dr.-Ing. Johann Krauser, Dr. Andrea Denker und Dr. Jörg Opitz-Coutureau verpflichtet. Ihre fachliche und technische Unterstützung hat die Durchführung großer Teile dieser Arbeit erst möglich gemacht.

Meinen Kollegen Dr. Matthias Kuntz und Gerrit Fiol möchte für die Unterstützung bei den Arbeiten zur Implantation sättigbarer Absorber meinen herzlichen Dank aussprechen.

Für die Bereitstellung der sehr großen Anzahl von ZnCdSSe-Laserstrukturen und Teststrukturen möchte ich mich bei Dr. Matthias Klude (zum Zeitpunkt der Kooperation Mitarbeiter der Universität Bremen) sehr bedanken. Ohne die Vielzahl der Proben, insbesondere der speziellen Kontaktstrukturen, wären große Teile der Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.

Mein besonderer Dank gilt auch den Herren Akira Ishibashi, Kazushi Nakano und Satoshi Itoh (Sony Corporation Japan) für die Bereitstellung einiger Proben höchster Qualität, was die Prozessierung und Untersuchung von „state-of-the-art“ Laserdioden ermöglichte.

Danksagung

Frau Kathrin Schatke und Frau Ilona Gründler gilt mein außerordentlicher Dank für die unermüdliche Unterstützung beim Aufbau des Zentrums für Nanophotonik sowie die verlässliche Versorgung mit allen Verbrauchsmitteln.

Dr. Sebastian Bognar sei für seine ausgesprochen guten Labview-Arbeiten gedankt, welche eine besondere Hilfe beim Aufbau der Charakterisierungsmöglichkeiten waren.

Für die Einführung in die für den Erfolg dieser Arbeit notwendigen Prozess- und Reinraumtechnologien ist Herrn Dr. Holger Pfitzenmaier zu danken.

Herrn Dr. Matthias Straßburg danke ich für die Zusammenarbeit bei der Untersuchung der II-VI-Halbleiterlaser.

Abschließend gilt mein Dank den Mitgliedern der Arbeitsgruppen von Prof. Dr. Alois Krost und Prof. Dr. Jürgen Christen an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, der AZZURRO Semiconductors AG und darüber hinaus denjenigen, die ich an dieser Stelle nicht namentlich genannt habe.