



Physikalisches Institut der
Julius-Maximilians-Universität Würzburg
Lehrstuhl für Technische Physik

**Monomodige InP-basierende Quantenpunktlasers:
Herstellung, statische und dynamische Eigenschaften**

Diplomarbeit
von
Klaus Mathwig

November 2005

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	4
2 Theoretische Grundlagen	6
2.1 Laserprinzip	6
2.2 Emission in Halbleiterkristallen	8
2.3 Aufbau eines Halbleiterlasers	10
2.4 Optische Verstärkung und Ratengleichungen	14
2.5 Dynamische Eigenschaften	17
2.6 Verteilte Rückkopplung	19
3 Herstellung und Technologie	24
3.1 Herstellung von Lasern mit vertikalen Gittern	24
3.1.1 Prozessschritte	24
3.1.2 Quantendashes	29
3.1.3 Elektronenstrahlolithographie	31
3.1.4 Reaktives Ionenätzen	32
3.1.5 Design der Gitter	35
3.2 Trockenätzen von aluminiumhaltigen Schichten	36
3.3 Herstellung von Lasern mit tief geätzten vertikalen Gittern	39
3.3.1 Prozessschritte	39
3.3.2 Elektron-Zyklotron-Resonanz	42
3.4 Laterale Gitter per fokussierter Ionenstrahlolithographie	44
3.4.1 Prozessschritte	44
3.4.2 Implantationsinduzierte Quantenfilmdurchmischung	47
4 Statische Charakterisierung der Laser	48
4.1 Aufbau der Lasermessplätze	48

Inhaltsverzeichnis

4.2	Kenndaten der Laser mit tief geätzten vertikalen Gittern	50
4.3	Kenndaten der Laser mit vertikal geätzten Gittern	56
4.4	Kenndaten der Laser mit lateralen Gittern	57
4.5	Diskussion der Lasereigenschaften	58
5	Hochfrequenzeigenschaften	59
5.1	Aufbau der Messplätze	59
5.2	Relatives Intensitätsrauschen	61
5.3	Kleinsignalverhalten	63
5.4	Vergleich der Hochfrequenzeigenschaften	65
6	Zusammenfassung	66
A	Schichtaufbau der Laserstrukturen	68
B	Literaturverzeichnis	70

1 Einleitung

Die Entwicklung von Halbleiter-Laserdioden begann in den 1960er Jahren [Hal62, Hol62] – nur kurze Zeit nach der Erfindung [Sch58] und der ersten experimentellen Realisierung eines Lasers [Mai60]. Seitdem haben sich viele Anwendungen gefunden: Neben CD- und DVD-Playern, Gas-sensorik und Medizin ist vor allem die Telekommunikation das wichtigste Einsatzgebiet. Weltumspannende Datennetze wären ohne Halbleiter nicht möglich. Datenübertragung über große Entfernung findet statt, indem Informationen durch Modulation kohärenten Laserlichts durch Glasfaserkabel übertragen werden [Agr95]. Aber auch in lokalen Netzwerken sind Laser für eine hohe Bandbreite wichtig.

Halbleiter-Diodenlaser aus dem Indium-Phosphid-Materialsystem sind für diesen Einsatz gut geeignet [Sue00], da sie Licht der Wellenlänge $1,55 \mu\text{m}$ entsprechend dem Absorptionsminimum von Glasfasern emittieren. Allgemein haben Halbleiterlaser die Vorteile, dass sie elektrisch gepumpt werden und damit direkt moduliert werden können. Sie arbeiten dadurch sehr effizient bei niedriger Betriebsspannung. Außerdem sind Laserdioden sehr klein ($< 1 \text{ mm}^3$) und haben eine sehr lange Betriebsdauer.

Höchste Datenübertragungsraten werden in WDM-Systemen (*wavelength division multiplexing*) erreicht. Dabei koppeln viele Laser Licht unterschiedlicher Wellenlänge in eine einzelne Glasfaser ein. Dazu sind also monomodige Laser notwendig, die das Licht einer genau bestimmten Wellenlänge stabil emittieren. Höchste Bandbreiten werden bei geringen Frequenzabständen der verschiedenen Lichtmoden erreicht. Damit sich diese Moden nicht gegenseitig beeinflussen, müssen sie eine geringe Linienbreite und eine hohe Seitenmodenunterdrückung aufweisen.

Diese Eigenschaften können mit DFB-Lasern (*distributed feedback*) verwirklicht werden, bei denen die Monomodigkeit durch Kopplung von Lasermoden an entlang ihrer Ausbreitungsrichtung periodisch modulierten Strukturen – Gittern – erreicht wird.

Ziel dieser Arbeit ist die Herstellung und Charakterisierung von DFB-Lasern. Die Rückkoppungsgitter wurden dabei auf zwei verschiedene Arten realisiert:

Laterale Gitter wurden mit fokussierter Ionenstrahllithographie hergestellt. Sie bieten die Vorteile einer komplexen Kopplung, bei der sowohl Brechungsindex als auch Verstärkung moduliert werden.

1 Einleitung

Vertikale Gitter wurden durch Trockenätzen hergestellt. Dabei wurde zum einen per reaktivem Ionenätzen (RIE) ein Gitter nur durch die oberen Mantelschichten des Lasers geätzt. Bei einem anderen Laser wurden mit einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-RIE-Anlage tiefe vertikale Gitter erzeugt. Diese tief geätzten Gitter sollen eine hohe Kopplung ermöglichen. Damit können auch Laser kurzer Kavitätslänge monomodig emittieren, was eine schnelle Modulation erlaubt und auch im Hinblick auf eine integrierte Optoelektronik interessant ist.

Diese Laserstrukturen wurden mit Molekularstrahlepitaxie gewachsen und besitzen eine aktive Schicht aus InAs-*Quantendashes*. Diese strichartigen Quantenpunktstrukturen bringen die Vorteile niedrigdimensionaler Systeme: So sollen sie niedrige Schwellenströme und eine hohe Temperaturstabilität ermöglichen.

Der Schwerpunkt der Diplomarbeit lag in der Entwicklung von auf die speziellen Materialeigenschaften von Quantendash-Laserstrukturen abgestimmten Trockenätzprozessen für die laterale Nanostrukturierung. Damit wurden monomodig emittierende Laserbauelemente hergestellt, und deren spezielle Eigenschaften wurden charakterisiert. Ein Teil der Arbeit wurde dazu am Quantum Nanoelectronics Research Center des Tokyo Institute of Technology durchgeführt.

In Kapitel 2 werden zunächst die wichtigsten theoretischen Grundlagen zu Halbleiterlasern und den Rückkopplungsmechanismen dargestellt. Kapitel 3 behandelt die Prozessierung der Laser und die verwendeten Trockenätzverfahren. Die statischen und dynamischen Eigenschaften der hergestellten Laser sind schließlich in den Kapiteln 4 und 5 gezeigt.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zuerst das Prinzip eines Lasers allgemein erklärt, dann die Entstehung von Licht in Halbleitern und die verschiedenen Komponenten eines Halbleiterlasers. Es wird erläutert, wie Licht in der Laserkavität verstärkt und die Lichtleistung dynamisch moduliert werden kann. Schließlich wird gezeigt, wie durch verteilte Rückkopplung longitudinale Lichtmoden selektiert und damit eine monomodige Emission erreicht werden kann.

2.1 Laserprinzip

Grundlage eines Lasers (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) ist das Prinzip der *stimulierten Emission* (siehe Abb. 2.1): In einem *aktiven Medium* wird der Übergang eines Elektrons von einem höheren auf ein niedrigeres elektronisches Energieniveau (eines Moleküls oder auch Energieband eines Kristalls) durch ein Photon ausgelöst. Dessen Energie $E = h \cdot \nu$ entspricht der Energiedifferenz der beiden Niveaus. Aus der beim Übergang frei werdenden Energie entsteht ein zweites Photon, das die gleiche Wellenlänge hat wie das einfallende. Beide Lichtteilchen schwingen *kohärent* in Phase.

Damit ein Laser anschwingen kann, müssen zuerst wenige Photonen durch spontane Emission erzeugt werden, also durch den spontanen Zerfall eines angeregten elektronischen Zustands

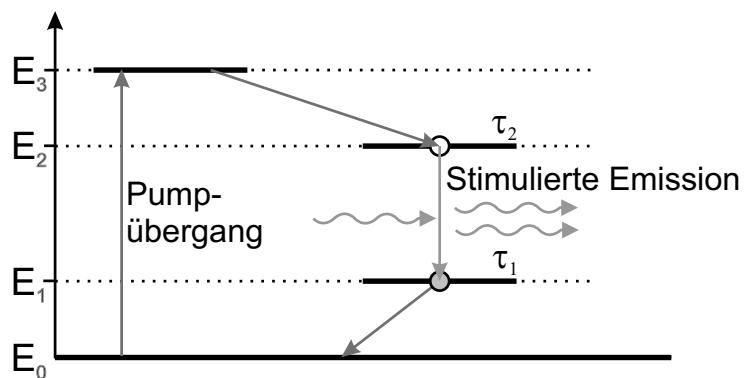


Abbildung 2.1: Vier-Niveau-Modell eines Lasers.

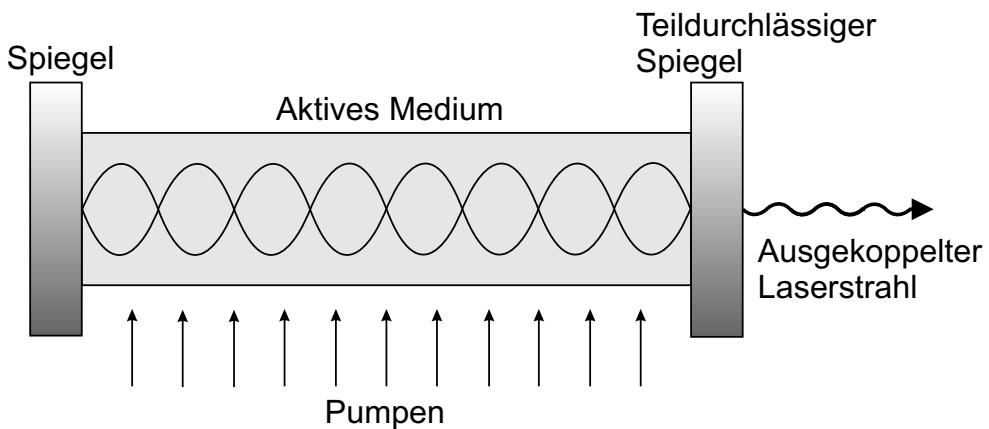


Abbildung 2.2: Fabry-Perot-Resonator: Durch Spiegel wird die Austrittswahrscheinlichkeit von Photonen aus dem Laser gesenkt. In der Kavität bilden sich stehende Wellen aus.

unter Aussendung eines Lichtquants. Diese Photonen können dann stimulierte Emissionen und damit die Erzeugung weiterer Photonen anregen, die wiederum neue Zerfallsprozesse verursachen können, usw.

Nur bei aktiven Medien mit sehr großen Verstärkungslängen kann auf diese Weise mehr Licht erzeugt werden als durch Austritt aus dem Laser wieder verloren geht. Deshalb liegt das aktive Medium gewöhnlich in einem Resonator, der dafür sorgt, dass Photonen im aktiven Medium oszillieren und nur ein geringer Anteil des Lichts den Laser verlassen kann. Im einfachsten Fall besteht ein Resonator aus zwei teildurchlässigen Spiegeln an zwei gegenüberliegenden Seiten des aktiven Mediums (Fabry-Perot-Resonator, siehe Abb. 2.2).

Mit der gleichen Wahrscheinlichkeit der stimulierten Emission tritt auch der Prozess der Absorption auf, bei dem durch die Energie eines Photons ein Elektron auf ein höheres Niveau gehoben wird. Damit das Licht im Laser tatsächlich verstärkt wird, ist also eine *Besetzungsinversion* notwendig, d. h. auf dem oberen Laserniveau müssen immer mehr Elektronen vorhanden sein als auf dem unteren – dann ist stimulierte Emission wahrscheinlicher ist Absorption.

Um eine Besetzungsinversion zu erreichen, muss es in einem Laser mindestens drei Energieniveaus geben. In dem Vier-Niveau-Modell in Abb. 2.1 werden Elektronen vom untersten Energieniveau E_0 ins oberste Niveau E_3 gepumpt. Das kann z. B. optisch durch Absorption von energiereichem Licht geschehen oder, beim Halbleiterlaser, durch Injektion von Ladungsträgern in die Energiebänder durch Anlegen einer Spannung. Die Elektronen relaxieren schnell auf das obere Laserniveau E_2 , und vom unteren Laserniveau E_1 schnell auf das Grundniveau, um Absorption zu verhindern. Wichtig ist, dass die Verweildauer der Elektronen auf E_2 sehr viel größer ist als auf E_1 (Lebensdauer $\tau_2 \gg \tau_1$), dass also die stimulierte Emission zu jeder Zeit größer ist

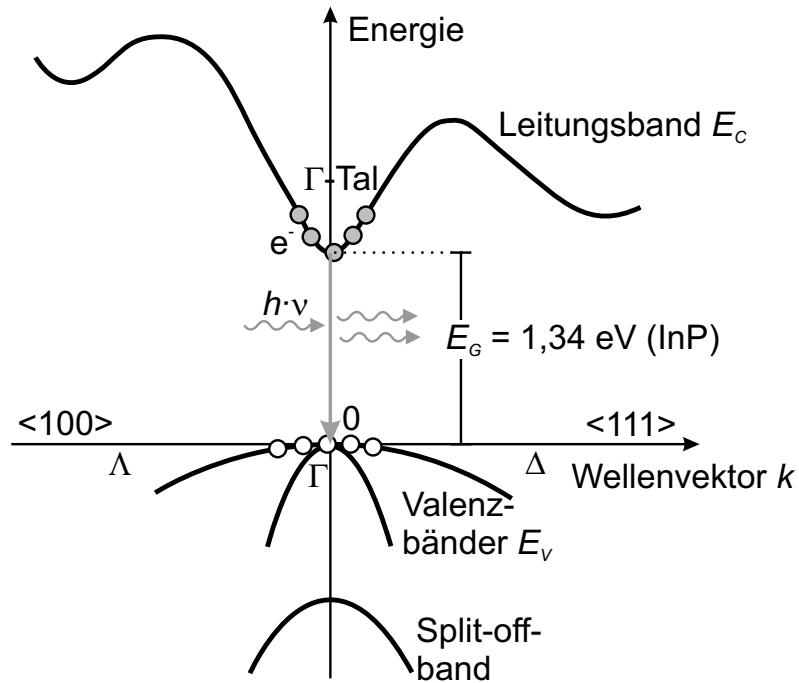


Abbildung 2.3: Bandstruktur eines direkten Halbleiters mit Besetzungsinvolution. Stimulierte Emission ist nur unter Energie- und Impulserhaltung bei senkrechter Rekombination eines Elektrons aus dem Leitungsband mit einem Defektelektron aus dem Valenzband möglich.

als die Absorption. Im Laserresonator wird so das Licht bei der Oszillation zwischen den Spiegelpaaren immer weiter verstärkt, bis der Zuwachs an Lichtleistung in der Kavität durch den Abbau der Besetzungsinvolution (und ansteigende Verluste) ausgeglichen wird.

2.2 Emission in Halbleiterkristallen

In Festkörpern sind die Energieniveaus, auf denen sich Elektronen aufhalten, nicht diskret wie bei Atomen oder Molekülen. Stattdessen entstehen durch periodische Anordnung vieler Atome in einem Kristall breite Energiebänder aus den einzelnen atomaren Niveaus. Für Transport von Ladungsträgern und strahlende Niveauübergänge in einem Halbleiter sind das Leitungs- und das Valenzband wichtig, die voneinander durch die Bandlücke der Energie E_{GAP} getrennt sind, einen für Elektronen verbotenen Bereich.

In der Energie-Wellenvektordarstellung (siehe Abb. 2.3) sind die Bänder in etwa parabelförmig. Für kleine Wellenzahlen k gelten die Relationen

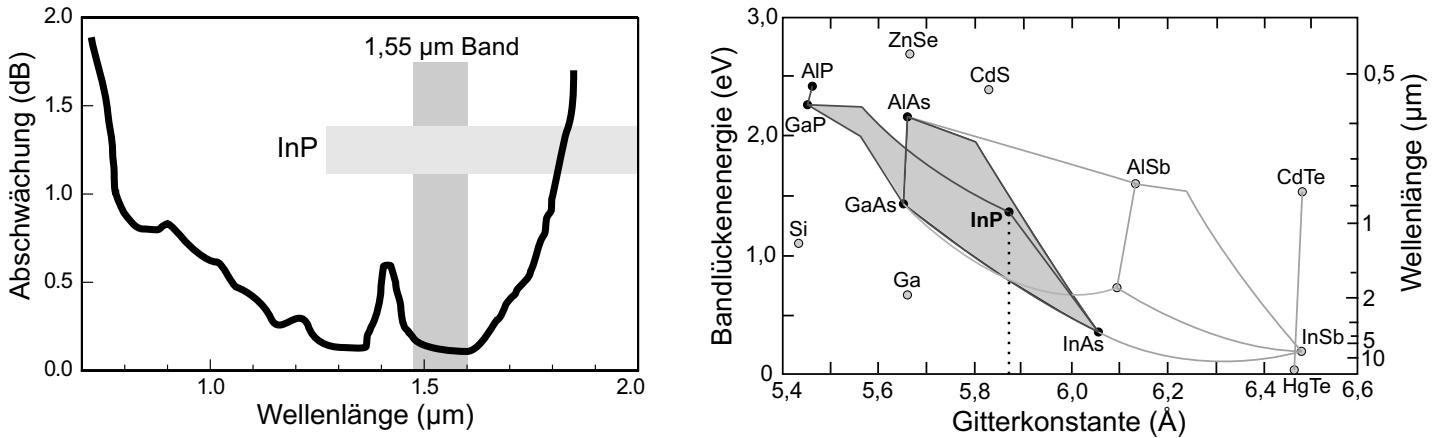


Abbildung 2.4: a) Transmissionsverluste in einer Glasfaser [Cas87]. b) Energielücke in Abhängigkeit von der Gitterkonstante [Iba95]. Die Kurven zeigen tertiäre Verbindungs halbleiter.

$$E_C = \frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2m_e} + E_G \quad \text{und} \quad E_V = -\frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2m_h} \quad (2.1)$$

für das Leitungs- und Valenzband mit den Energien E_C und E_V [Ash76, Sze81]. m_e und m_h sind effektive Elektronenmassen. Im Valenzband sind die Massen negativ, ihnen werden von Elektronen nicht besetzte Zustände im sonst gefüllten Band zugeordnet. Diese Zustände werden als Löcher oder Defektelektronen bezeichnet und verhalten sich wie Elektronen mit positiver Ladung.

Wenn Löcher und Elektronen die Energiedifferenz E_{GAP} überwinden und rekombinieren, kann ein Photon mit derselben Energie $E_{GAP} = h \cdot \nu$ entstehen. Dabei muss der Impuls erhalten bleiben. Da ein Photon nur einen vernachlässigbar kleinen Impuls aufnimmt, ist ein strahlender Übergang also nur unter der Bedingung möglich, dass Elektron und Loch entgegen gesetzte Impulse bzw. Wellenzahlen haben. Im $E(k)$ -Diagramm sind damit nur senkrechte Übergänge möglich. Aus diesem Grund sind z. B. Silizium oder Germanium als Material für Halbleiterlaser nur schlecht geeignet. Sie sind indirekte Halbleiter, bei denen sich die Elektronen im Leitungsband im Gegensatz zu den Löchern nicht im Γ -Punkt bei $k = 0$ sammeln.

Die Bandlücke und damit auch die Wellenlänge des Lichts werden durch die atomaren Energieniveaus bestimmt, aus denen sich die Halbleiter-Bandstruktur zusammensetzt. Sie hängt also vom Material ab, vom Gitterabstand der Atome und von der Kristallorientierung. Durch die Wahl dieser Parameter kann der Wellenlängenbereich der Laseremission bestimmt werden.

Für die Datenübertragung muss die Wellenlänge im Bereich 1,55 μm im Absorptionsminimum der Glasfaser liegen (siehe Abb. 2.4a). Dort ist eine Übertragung mit geringster Signalabschwächung möglich. In Abbildung 2.4b sind die Energielücken in Abhängigkeit der Gitter-

konstanten von III/V-Materialien gezeigt. Die Kurven zwischen zwei Materialien repräsentieren mögliche tertiäre Verbindungen, und die schraffierte Fläche zeigt quaternäre Verbindungen. Allgemein sind quaternäre Verbindungen nötig, um genug Freiheitsgrade zu erhalten, um die Bandlückenenergie einzustellen ohne die Gitterkonstante zu verändern. Durch entsprechende Kombinationen sind auf InP-Grundlage Laser-Emissionswellenlängen von $1,3 \mu\text{m}$ bis über $2 \mu\text{m}$ möglich.

Quantitativ werden die Wahrscheinlichkeiten der drei Übergangsprozesse durch Ratengleichungen beschrieben [Col95]:

$$\begin{aligned} \text{Stimulierte Emission in } (\text{s} \cdot \text{cm}^3)^{-1} : \quad R_{21} &= R_r \cdot f_2 \cdot (1 - f_1) \\ \text{Absorption:} \quad R_{12} &= R_r \cdot f_1 \cdot (1 - f_2) \\ \text{Spontane Emission:} \quad R_{sp} &= R_r^{vf} \cdot f_2 \cdot (1 - f_1) \end{aligned} \quad (2.2)$$

f_1 und f_2 sind dabei die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Elektronen im Valenz- und Leitungsband. Sie sind durch Fermifunktionen gegeben:

$$f_1 = \frac{1}{e^{(E_1 - E_{FV})/kT} + 1} \quad \text{und} \quad f_2 = \frac{1}{e^{(E_2 - E_{FC})/kT} + 1} \quad (E_{FV}, E_{FC}: \text{Quasi-Ferminiveaus}) \quad (2.3)$$

R_r repräsentiert dabei die Rate, die für strahlende Übergänge existieren würde, falls alle Elektron-Loch-Paare für solche Übergänge zur Verfügung stehen würden. Sie beschreibt über Fermis Goldene Regel die Wechselwirkung der Elektronen mit elektromagnetischer Strahlung. In R_r gehen die elektronischen Zustandsdichten und ein Matrix-Übergangselement ein, das die Wechselwirkungsstärke mit einem Blochwellenansatz in Dipolnäherung störungstheoretisch beschreibt [Col95]. (R_r^{vf} beschreibt die Wechselwirkung mit dem Vakuumfeld, also mit durch die Unschärfe bedingten virtuellen Photonen.)

Damit Licht im Laserbetrieb verstärkt werden kann, muss eine Besetzungsinvolution hergestellt werden, und die stimulierte Emission muss dominieren. Aus den Gleichungen 2.2 folgt dafür direkt (unter Vernachlässigung der spontanen Emission) die *Schwellenbedingung*

$$\Delta E_F = E_{FC} - E_{FV} > (E_2 - E_1) > E_{GAP}. \quad (2.4)$$

2.3 Aufbau eines Halbleiterlasers

Abbildung 2.5 zeigt ein einfaches Bild eines Halbleiterlasers und ordnet ihm ein Koordinatensystem zu. Ein typischer Halbleiterlaser hat die Ausmaße $500 \cdot 500 \cdot 100 \mu\text{m}^3 = 0,025 \text{ mm}^3$. Strom fließt vertikal durch den Laser, also senkrecht durch epitaktisch gewachsene (und dotierte) Halbleiterschichten. In der *aktiven Zone* kommt es zur Emission von Photonen durch die

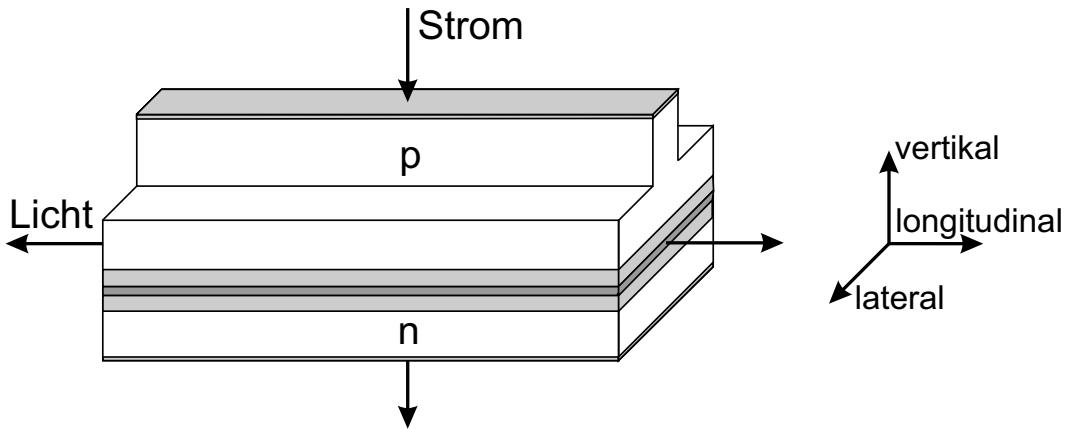


Abbildung 2.5: Aufbau eines Halbleiterlasers und Definition eines Koordinatensystems.

Rekombination von Elektronen und Defektelektronen. Die beiden Spaltkanten an den longitudinalen Seitenflächen des Lasers bilden als halbdurchlässige Spiegel einen *Resonator*. Das Licht oszilliert zwischen diesen Flächen und kann so durch stimuliertes Emission verstärkt werden. Eine *Wellenführung* in vertikaler und lateraler Richtung sorgt dafür, dass das Licht sich nur in longitudinaler Richtung fortbewegt und nicht an anderen Seitenflächen austritt.

Aktive Zone

In der aktiven Zone wird Strom in Licht umgewandelt. Diese Zone besteht aus dem pn-Übergang einer Halbleiterdiode. Genauer handelt es sich um eine pin-Diode und eine Doppelheterostruktur (siehe Abb. 2.6). Die einzelnen Abschnitte der Struktur sind epitaktisch definiert, die Schichten liegen senkrecht im Laser. Im n-dotierten Bereich gelangen Elektronen von den Niveaus der Dotieratome ins Leitungsband, und Defektelektronen sammeln sich vom p-dotierten Bereich aus kommend im Valenzband. Bei Anlegen einer Spannung U teilt sich das Fermi-Niveau am undotierten Bereich zwischen den dotierten Schichten in zwei Quasi-Fermi-Niveaus auf, und es kommt zu einem thermodynamischen Nichtgleichgewicht. Ein mit Elektronen besetztes Band liegt dann über einem Band mit freien Zuständen, es kommt zur Besetzungsinversion, Lichtverstärkung durch stimuliertes Emission werden möglich.

Die aktive Zone ist nicht dotiert, um keine Rekombinationsprozesse über Dotierniveaus zuzulassen. Die Doppelheterostruktur bietet gegenüber einem einfachen pn-Übergang mit intrinsischer Raumladungszone den Vorteil einer niedrigeren Bandlücke im nicht dotierten Bereich. In dieser Potentialensenke können sich Ladungsträger gut sammeln, und sie rekombinieren bevorzugt dort. Die Struktur sorgt auch für eine schnelle Zufuhr von Ladungsträgern in den intrinsischen Bereich, so dass die Besetzungsinversion nicht durch stimuliertes Emission abgebaut wird.

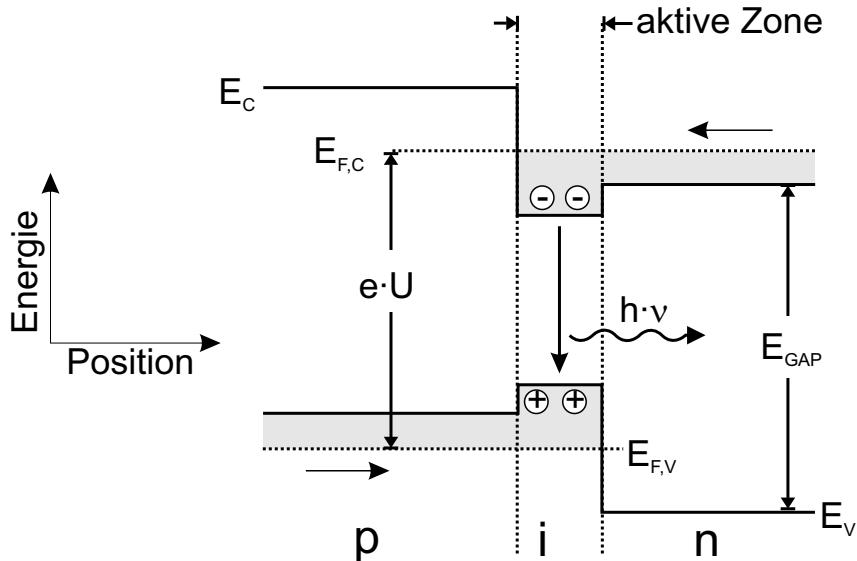


Abbildung 2.6: Bandkantendiagramm einer Doppelheterostruktur einer pin-Diode. Die Positionsachse liegt vertikal im Laser.

Wellenführung

Eine Wellenführung sorgt dafür, dass Photonen nur longitudinal in der Kavität oszillieren und nicht vertikal oder lateral aus dem Resonator austreten können. Vertikal werden Lichtwellen durch den Unterschied im Brechungsindex von der aktiven Zone zu den umgebenden Schichten geführt. Diese Deckschichten haben einen niedrigeren Brechungsindex, so dass das Licht durch Totalreflexion in der Kavität geführt wird.

Bei einem Laser mit *Stegwellenleiter*-Struktur (ridge Waveguide, RWG, siehe Abb. 2.5) wird Licht auch lateral indexgeführt, da das den Steg umgebende Material (Luft, SiO_2 oder Benzocyclobutene) einen niedrigeren Brechungsindex aufweist als die Halbleiterschichten. Unterhalb des Stegs können die Lichtmoden sich aber noch seitlich ausdehnen. In lateraler Richtung nimmt der Stromfluss allerdings stark ab, die aktive Schicht wird dort kaum gepumpt und das Licht nicht verstärkt.

Bei einem *Mesastreifen*-Laser ist der Steg bis unter die aktive Zone tief geätzt. Hier ist der Sprung des effektiven Brechungsindexes an den Mesaflanken größer als bei einem RWG-Laser, und die Moden werden lateral stärker eingeschränkt.

Um eine hohe Verstärkung zu erreichen, werden als aktives Medium niedrigdimensionale Quantenfilm-, -draht-, -punkt- oder -dash-Strukturen eingesetzt. Diese Schichten sind zur vertikalen Wellenführung nicht geeignet – sie sind zu dünn. Die Modenführung kann aber durch eine Entkopplung von Strom- und Lichtführung gewährleistet werden.

Dazu wird ein SCH-Schichtdesign verwendet (Separate Confinement Heterostructure, siehe

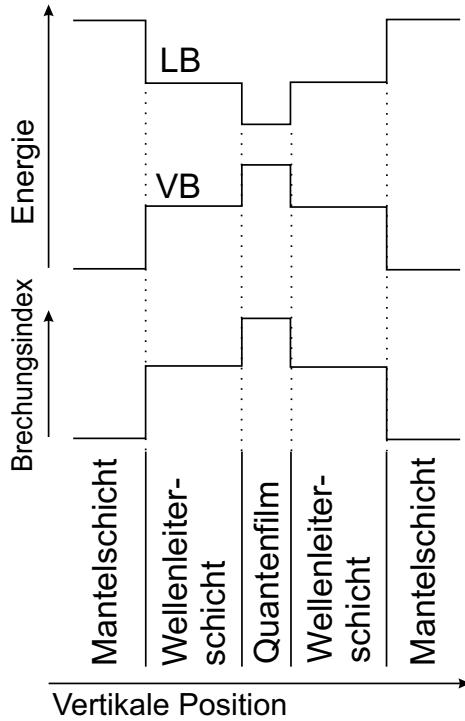


Abbildung 2.7: Schichtaufbau einer SCH-Struktur mit Brechungsindex- und Bandkantenverlauf [Kai03].

Abb. 2.7). Eine GRINSCH-Struktur (Graded Index Separate Confinement Heterostructure) stellt einen graduellen Übergang des Brechungindexes von den Mantelschichten zur aktiven Zone her und verhindert so Potentialwälle an den Heterostrukturübergängen.

Resonator

Die Spiegel an beiden Enden des Resonators bestehen im einfachsten Fall aus zwei Spaltfacetten, die jeweils ca. 30% des Lichts reflektieren. So wird für eine höhere Photonendichte im aktiven Medium gesorgt, die die stimulierte Emission erst möglich macht. Die Spaltkanten lassen sich durch Hoch- bzw. Antireflexschichten vergüten. Auch ein DBR-Gitter (*distributed bragg reflector*) auf einer Seite kann für fast hundertprozentige Reflexion sorgen.

In so einem Fabry-Perot-Resonator bilden sich zwischen den Facetten stehende Wellen aus, deren Knotenpunkte auf den Spiegelflächen liegen (siehe Abb. 2.2). Es gibt also nur eine diskrete Anzahl von Longitudinalmoden mit der Bedingung für die Wellenlänge

$$\lambda = \frac{2\bar{n}L}{m}. \quad (2.5)$$

Dabei ist \bar{n} der effektive Brechungsindex, L die Resonatorlänge und m die Ordnungszahl. Für

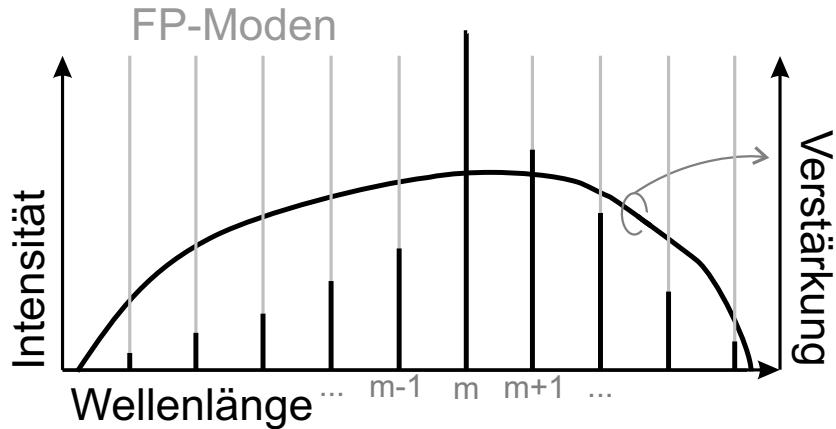


Abbildung 2.8: Die spektrale Intensitätsverteilung der Laseremission wird durch die optische Verstärkung und die Fabry-Perot-Moden bestimmt [Sch01].

den Abstand der Moden gilt:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\bar{n}_g L} \quad (2.6)$$

\bar{n}_g bezeichnet den Gruppenindex, in den Dispersion und Ladungsträgerdichte eingehen. $\delta\lambda$ ist klein gegen den Wellenlängenbereich, in dem (bestimmt durch die möglichen Energieübergangsdifferenzen in den Bändern) eine optische Verstärkung stattfindet (siehe Abb. 2.8).

Es gibt deshalb eine große Anzahl von Longitudinalmoden.

2.4 Optische Verstärkung und Ratengleichungen

Bei der stimulierten Emission löst ein Photon die Entstehung eines weiteren Photons aus. Danach stehen zwei Photonen zur Verfügung, die weitere Zerfallsprozesse auslösen können. Die Photonenanzahl N_P bzw. die Intensität des Lichts nimmt also exponentiell zu:

$$N_P + \Delta N_P = N_P \cdot e^{v_g g \Delta t} \quad (2.7)$$

v_g ist die Gruppengeschwindigkeit der Photonen und g die *optische Verstärkung* (*gain*, in cm^{-1}). Damit ein Laser anschwingt, muss die optische Verstärkung groß genug sein, um die Lichtverluste an den Spiegeln und innere Verluste α_i auszugleichen. Für einen Resonatorumlauf gilt dann die Schwellenbedingung [Col95]

$$r_1 \cdot r_2 \cdot e^{2(g-\alpha_i)L} = 1 \quad (r_1, r_2: \text{Amplitudenreflektionskoeffizienten}), \quad (2.8)$$

bzw. für die Schwellenverstärkung

$$\langle g_{th} \rangle = \langle \alpha_i \rangle + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right). \quad (2.9)$$

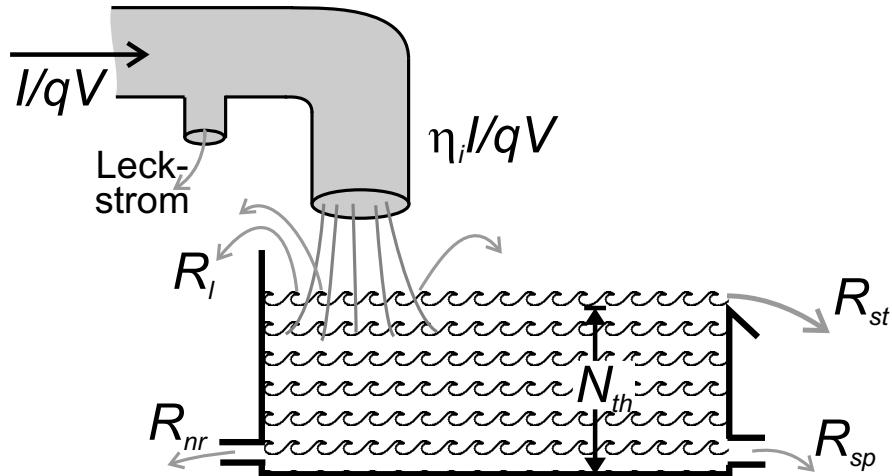


Abbildung 2.9: Reservoirmodell der aktiven Region eines Lasers mit Doppelheterostruktur: Bei Erreichen der Schwelle N_{th} tragen die Ladungsträger im Reservoir zur stimulierten Emission bei [Col95].

Über die internen Verluste $\langle \alpha_i \rangle$ und die Schwellenverstärkung $\langle g_{th} \rangle$ wird dabei über die Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts gemittelt.

Abbildung 2.9 soll die einzelnen Verlustprozesse im Laser für Ladungsträger N anschaulich darstellen: Nur der Anteil η_i des Stromes I , der nicht als Leckstrom verloren geht, kann in das Reservoir der aktiven Zone fließen und dort zur Besetzungsinversion beitragen. Ein Teil der Ladungsträger gelangt mit der Leckrate R_l wieder in andere Energiebandbereiche, ein Teil geht durch nichtstrahlende Prozesse R_{nr} verloren, also durch Auger- und Defektrekombination, und ein Anteil wird durch spontane und stimulierte Emission (mit R_{sp} und R_{st}) schließlich in Licht umgewandelt.

Ein ähnliches Reservoir-Schema ist auch für die Photonen N_p (einer Mode) in der Laseraktivität denkbar: Dieses Photonenreservoir wird mit der Rate R_{21} gespeist (und durch einen kleinen Anteil R'_{sp} der spontanen Emission, der in die Lasermode einkoppelt). Durch Absorption werden Photonen mit R_{12} wieder in Ladungsträger umgewandelt. Ein Teil wird an den Spiegeln als Laserleistung ausgekoppelt, dabei geht allerdings etwas Licht an den Spiegeln verloren. Diese Prozesse in den Elektronen- und Photonenreservoirs können zu Ratengleichungen zusammengefasst werden, die den Laser gut beschreiben. Mit der nach Gleichung 2.7 genäherten Rate $R_{st} = R_{21} - R_{12} = v_g g N_p$ gilt dann:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV} - (R_{sp} + R_{nr}) - v_g g N_p \quad (2.10)$$

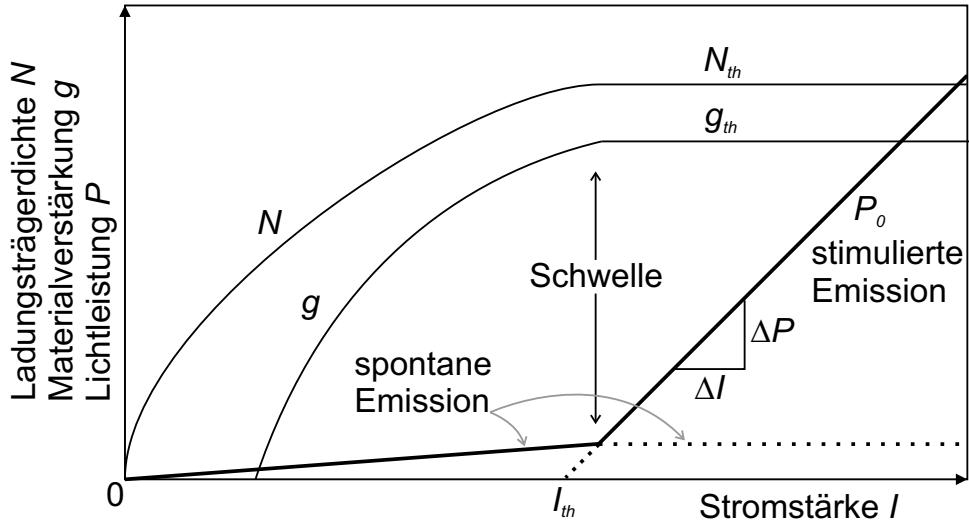


Abbildung 2.10: Lichtleistung, Ladungsträgerdichte und Materialverstärkung eines Lasers in Abhängigkeit vom Strom [Col95].

$$\frac{dN_p}{dt} = \left(\Gamma v_g g - \frac{1}{\tau_p} \right) N_p + \Gamma R'_{sp} \quad \text{mit} \quad \frac{1}{\tau_p} = \Gamma v_g g_{th} \quad (2.11)$$

Γ bezeichnet hier das Verhältnis von aktivem Volumen zum Photonenvolumen oder den *Confinement*-Faktor. So wird berücksichtigt, dass nicht alle in der Kavität oszillierenden Photonen zur stimulierten Emission beitragen können, da die Moden in vertikaler Richtung weiter ausgedehnt sind als die aktive Schicht.

Abb. 2.10 zeigt die Lösungen der Ratengleichungen. Sie werden jeweils mit entsprechenden Näherungen für das Verhalten ober- und unterhalb der Laserschwelle gelöst.

Unterhalb der Schwelle ist die Lichtausgangsleistung vernachlässigbar – es findet keine stimulierten Emission statt. Der Stromfluss deckt nur die Verluste durch nichtstrahlende Rekombinationen und spontane Emission ab.

Die Verstärkung g und die Ladungsträgerdichte N steigen logarithmisch mit dem Strom an. Beim Nulldurchgang der Verstärkung wird der Halbleiter transparent.

An der Schwelle ist der Strom I_{th} groß genug, um alle Verluste zu sättigen und eine Besetzungsinvolution zu erreichen: Es kommt zur stimulierten Emission, und der Laser schwingt an. Wird der Strom über den Schwellenstrom hinaus weiter erhöht, steigt die Ladungsträgerdichte nicht über die Schwellendichte N_{th} an, und auch die Verstärkung ändert sich nicht mehr. Zusätzliche Ladungsträger werden sofort wieder abgebaut, da sie die stimulierten Emission erhöhen. Ein größerer Strom führt also direkt (linear) zu einer höheren Lichtausgangsleistung:

$$P_0(I) = \eta_d \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}) \quad (2.12)$$

mit dem externen differentiellen Wirkungsquerschnitt η_d .

Laserkenndaten

Ein Halbleiterlaser lässt sich durch einige makroskopische Größen charakterisieren, die sich im Gegensatz zu den Parametern der Quantenphänomene leicht bestimmen lassen; und zwar durch die Messung von Strom I , Spannung U und Lichtleistung P_0 .

Aus der Steigung dP_0/dI der Lichtleistungskennlinie oberhalb der Schwelle I_{th} lässt sich nach Gleichung 2.12 leicht der *differentielle Wirkungsgrad* η_d bestimmen. Er bezeichnet den Anteil der Photonen, die pro injiziertem Ladungsträger den Laser verlassen. Es gilt dann:

$$\eta_d = \eta_i \left(\frac{\alpha_m}{\langle \alpha_i \rangle + \alpha_m} \right) = \frac{q}{h\nu} \frac{dP_0}{dI} \quad (2.13)$$

mit den Spiegelverlusten

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2}. \quad (2.14)$$

Die internen Parameter $\langle \alpha_i \rangle$ und α_m lassen sich mit diesen beiden Gleichungen durch die Messung zweier Laser unterschiedlicher Länge bestimmen.

Der *Schwellenstrom* I_{th} hängt ab von den Raten der spontanen Rekombination R_{sp} , der nichtstrahlenden Rekombination R_{nr} und der Leckrate R_l , jeweils bei Erreichen der Schwellenladungsträgerdichte N_{th} :

$$I_{th} = \frac{qV}{\eta_i} (R_{sp} + R_{nr} + R_l)_{th} \quad (2.15)$$

Der *elektrische Widerstand* R des Lasers ist durch einen Serienwiderstand an den ohmschen Kontakten (und die Dotierung) gegeben. Er verursacht eine thermische Belastung des Lasers.

Ein idealer Halbleiterlaser hat eine hohe Effizienz (bzw. η_d), einen niedrigen Schwellenstrom und einen kleinen Widerstand.

2.5 Dynamische Eigenschaften

Das Anwendungsgebiet der in dieser Arbeit betrachteten Laser liegt in der Telekommunikation, die Bandbreite der Datenübertragung ist also eine wichtige Eigenschaft. Ein Maß dafür ist das *Kleinsignalverhalten*: Dem Laser wird im Dauerstrichbetrieb (*continuous wave*, CW) ein zusätzlicher Strom aufmoduliert, der klein ist im Vergleich zum CW-Strom. Der modulierte Strom, aber auch die Ladungsträger- und Photonendichten können durch harmonische Funktionen beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \text{Strom:} \quad dI(t) &= I_1 \cdot e^{j\omega t} \\ \text{Ladungsträgerdichte:} \quad dN(t) &= N_1 \cdot e^{j\omega t} \\ \text{Photonendichte:} \quad dN_P(t) &= N_{P1} \cdot e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (2.16)$$

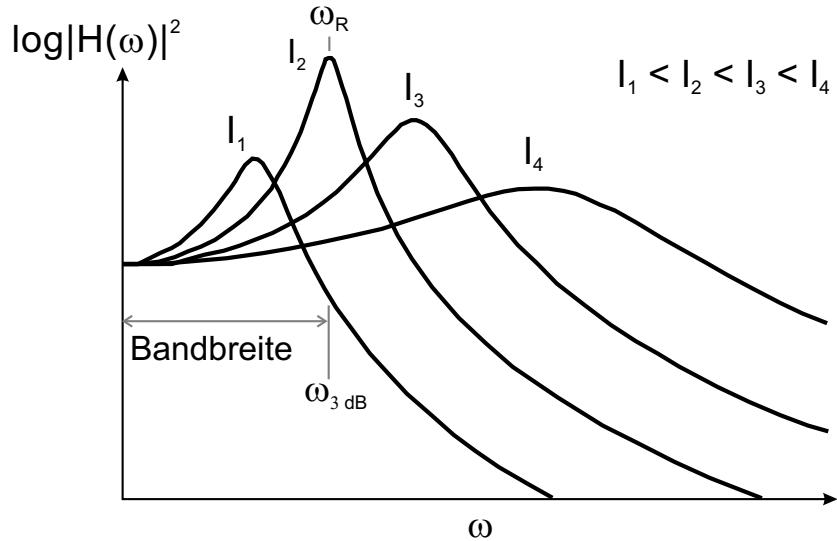


Abbildung 2.11: Skizze der Modulationstransferfunktion. Für größere CW-Ströme I verschiebt sich die Resonanz zu höheren Abschneidefrequenzen ω_{3dB} .

Mit diesen Ansätzen liefert die Lösung der *differentiellen* Ratengleichungen (mit dynamischen Variablen I, N, N_P und g) die Modulationstransferfunktion $H(\omega)$ [Col95]:

$$H(\omega) = \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} \quad (2.17)$$

Diese Funktion gibt an, wie die Ladungsträger- und Photonendichten N_1 und N_{P1} oder auch die Lichtausgangsleistung der Strommodulation dI folgen. Das Verhalten der Funktion entspricht dem eines Tiefpassfilters zweiter Ordnung mit einer Resonanz (Relaxationsresonanzfrequenz ω_R) und einer Dämpfung γ , die bei Frequenzen knapp oberhalb der Resonanz einsetzt (siehe Abb. 2.11). Das bedeutet, dass die Lichtintensität der Strommodulation bei ω_R am besten folgen kann. Mit höheren Modulationsfrequenzen ω fällt die Frequenzantwort aber stark ab. Als charakteristische Bandbreite ist die Frequenz ω_{3dB} wichtig, die den Punkt angibt, bei dem die Antwort auf (knapp) den halben Wert abgefallen ist (im Vergleich zu $\omega = 0$) und bei dem der Laser noch sinnvoll betrieben werden kann.

Für die Resonanzfrequenz gilt

$$\omega_R^2 \approx \frac{v_g \frac{\partial g}{\partial N} N_p}{\tau_p} \quad (2.18)$$

und

$$\gamma \approx K f_R^2 + \text{const} \quad \text{mit } 2\pi f_R = \omega_R$$

und dem Dämpfungsfaktorkoeffizienten $K = 4\pi^2 \tau_p \left(1 + \frac{\Gamma \frac{\partial g}{\partial N_p}}{\frac{\partial g}{\partial N}} \right)$ (2.19)

Die Dämpfung steigt mit der Resonanzfrequenz quadratisch an; die Resonanzüberhöhung wird deshalb für hohe ω_R abgeschwächt. Die Abschneidefrequenz ω_{3dB} hängt linear mit der Resonanzfrequenz zusammen. Beides lässt sich also z. B. durch eine kurze Photonenlebensdauer τ_p verbessern, die sich wiederum durch eine kurze Laserkavität erreichen lässt – allerdings mit dem Nachteil, dass dadurch die Photonendichte N_P und damit auch ω_R wieder sinken.

Eine hohe Photonendichte kann durch einen hohen Strom erzeugt werden. Wird der Strom aber zu groß, steigt die Temperatur, und Wirkungsgrad und ω_R sinken. Wenn der Schwellenstrom klein ist, lassen sich eine hohe Ausgangsleistung und Photonendichte schon bei niedrigen Strömen verwirklichen. Die Schwelle lässt sich nun wieder durch eine kurze Kavität absenken.

Auch eine kleine laterale Breite des Streifenwellenleiters sorgt für einen niedrigeren Schwellenstrom und kann außerdem durch eine Einengung des optischen Feldes zu einem hohen Confinement-Faktor Γ und damit zu hohem N_P führen. Bei der Optimierung eines Lasers zu hohen Bandbreiten hängen also alle Parameter von einander ab und beeinflussen auch andere zentrale Lasereigenschaften wie Ausgangsleistung, Wirkungsgrad und Schwellenstrom.

Für die maximale Bandbreite gilt $f_{3dB,max} \propto \frac{1}{K}$. Für Einsektionslaser liegt sie in der Größenordnung von 10 GHz.

Eine Messung der Hochfrequenzeigenschaften ist neben der Kleinsignalmodulation auch über das Messen des Rauschspektrums der Lichtintensität des Lasers möglich. Die Rekombinationen in der aktiven Schicht sind statistisch verteilte Prozesse, die zu Fluktuationen der Ladungsträger- und Photonendichte führen. Das *relative Intensitätsrauschen* (relative intensity noise, RIN) wird über das Verhältnis des Lichtleistungsrauschens ΔP zur doppelten Modulationsamplitude P_0 definiert (siehe Abb. 2.12).

$$\text{RIN} = \frac{\langle \Delta P(t)^2 \rangle}{P_0^2} \quad (2.20)$$

Aus dem Rauschspektrum lassen sich die Resonanzfrequenz ω_R und die Dämpfung γ bestimmen, da es bei ω_R durch die Resonanzüberhöhung auch zu einem Maximum im Frequenzspektrum kommt. Diese Messung hat den Vorteil, dass auf eine Strommodulation und damit verbundene parasitäre Effekte verzichtet werden kann.

2.6 Verteilte Rückkopplung

Für Anwendungen wie das Wellenlängen-Multiplexverfahren (Wavelength Division Multiplexing, WDM) ist es wichtig, dass ein Laser das Licht nur einer Wellenlänge emittiert, also nur eine longitudinale Mode. Gleichung 2.6 zeigt aber, dass der Wellenlängenabstand der Fabry-Perot-Moden im Subnanometerbereich liegt und damit hunderte Moden parallel verstärkt werden (siehe auch Abb. 2.8).

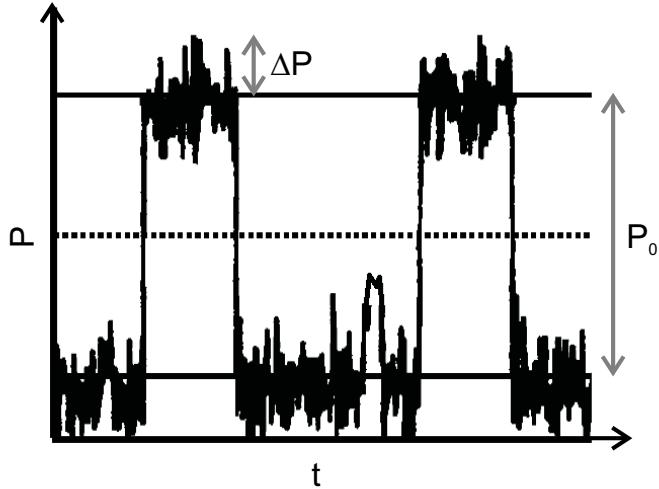


Abbildung 2.12: Rauschen ΔP der Ausgangsleistung eines Lasers bei digitaler Modulation mit der Amplitude $P_0/2$ [Col95].

Durch das Prinzip der *verteilten Rückkopplung* (distributed feedback, DFB) ist es möglich, eine einzelne Mode aus dem Spektrum herauszugreifen und nur diese zu verstärken. Dazu wird lateral oder vertikal neben dem Lasersteg ein Gitter strukturiert (siehe Abb. 2.13). Durch diese periodische Stegbreitenmodulation ergibt sich auch eine kleine Änderung des effektiven Brechungsindexes, da es einen kleinen Überlapp der Lichtmoden mit dem Gitter gibt. Ein Sprung im Brechungsindex führt über die Fresnelsche Formel zur Reflexion:

$$r \approx \frac{\bar{n}_2 - \bar{n}_1}{\bar{n}_2 + \bar{n}_1} \quad (\bar{n}_{1,2}: \text{effektive Brechungsindices}) \quad (2.21)$$

Ein einzelner Brechungsindexsprung hätte keine Auswirkungen, aber durch sehr viele kleine Reflexionen kann die Gesamtreflexion sehr groß werden: Die Gitterperiode hat genau die halbe Länge der gewünschten Emissionswellenlänge (im Halbleiter). Es kommt also zur Bragg-Reflexion und durch Interferenz bildet genau die Longitudinalmode eine stehende Welle aus, deren Knotenpunkte auch mit der Gittermodulation zusammenfallen. Für die (dimensionslose) Nettoreflektivität gilt dann:

$$\kappa L \equiv 2mr = \frac{m\Delta\bar{n}}{\bar{n}} = \frac{L}{\Lambda} \left(\frac{\Delta\bar{n}}{\bar{n}} \right) \quad (2.22)$$

Dabei ist L die Kavitätslänge, κ die Kopplung der Moden an das Gitter in cm^{-1} , m die Anzahl der Gitter und Λ die Gitterperiode. \bar{n} und $\Delta\bar{n}$ geben den mittleren effektiven Brechungsindex und den Indexsprung an. Je stärker dieser Sprung und damit die Kopplungsstärke κ sind, desto kürzer kann also der Laser sein, um die Monomodigkeit zu erreichen (etwa $\kappa \cdot L = 1,25$ ist optimal [Gha96]).

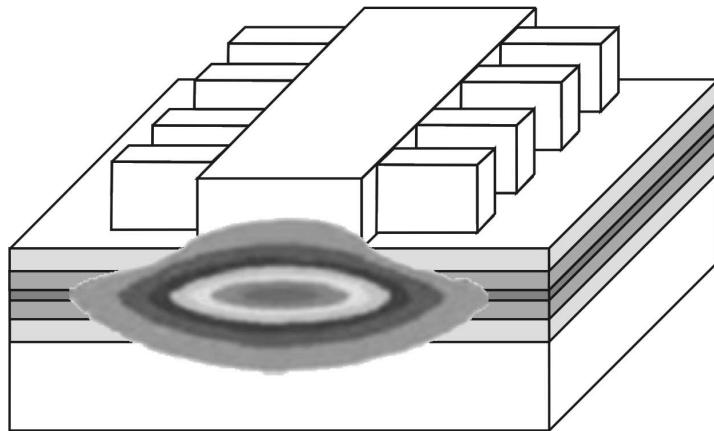


Abbildung 2.13: Skizze eines Ridge-Waveguide-DFB-Lasers mit vertikal strukturiertem Rückkopplungsgitter.

Eine genaue Beschreibung der verteilten Rückkopplung kann von der Helmholtzgleichung ausgehen, die die Ausbreitung der Feldstärke-Amplitude $E(z)$ des Lichts in longitudinaler Richtung z beschreibt:

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + k^2(\omega, n(z))E(z) = 0 \quad (k: \text{Wellenvektor}) \quad (2.23)$$

Lösungen sind durch die Transfermatrix-Methode [Col95] exakt möglich oder approximativ durch einen störungstheoretischen Ansatz mit der Theorie der gekoppelten Moden [Kog72, Ebe89].

Es lassen sich für verschiedene Moden q die Resonanzkreisfrequenz ω_q und die Schwellenverstärkung g_{th} berechnen. Die Schwellenverstärkung ist die minimale Verstärkung, die zum Anschwingen einer Mode nötig ist. Abbildung 2.14 zeigt, dass sie ohne Gitter ($\Delta n = 0$) für alle Moden (in etwa) gleich groß ist. Mit größerer Brechungsindexdifferenz und damit größerer Kopplung sinkt g_{th} für die Moden in unmittelbarer Nähe der Braggmode ω_{Bragg} am stärksten. Diese Moden werden bei zunehmender Stromstärke also zuerst anschwingen – sie werden selektiert.

Die eigentliche Braggmode ($q = 0$) kann nicht anschwingen, da für sie die Schwellenbedingung nicht erfüllt werden kann. Die zufällige Lage der Spaltfacetten relativ zum Gitter sorgt für eine Verschiebung der Phasenlage der Moden. Dadurch ist g_{th} für die beiden Moden mit $q = 1, -1$ nicht mehr identisch, und eine von ihnen wird zuerst anspringen. Zwischen ihnen bildet sich eine Frequenzlücke oder *Stoppband* aus, das mit zunehmender Kopplung breiter wird. Aus einem aufgenommenen Laserspektrum lässt sich dieses Stoppband ermitteln und so die Kopplungsstärke bestimmen [Nak98].

Die *Seitenmodenunterdrückung* (side mode suppression ratio, SMSR) gibt die Intensitätsdif-

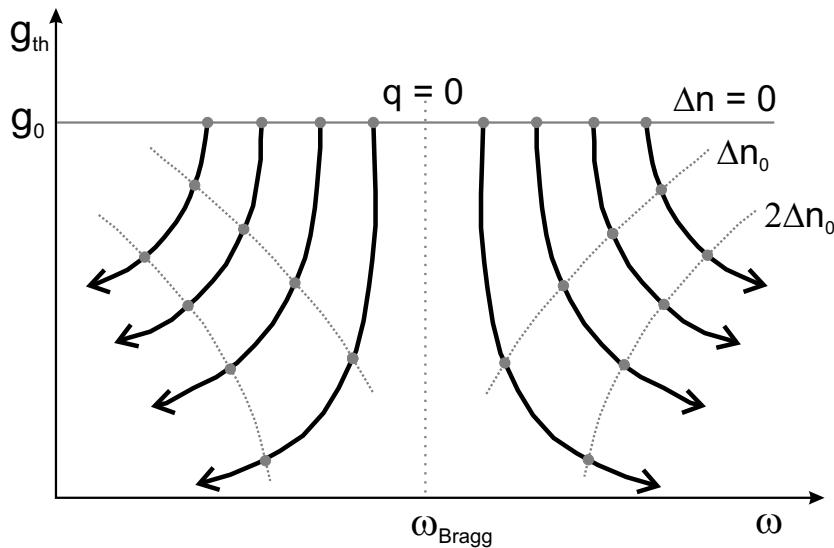


Abbildung 2.14: Schwellenverstärkung g_{th} für verschiedene Fabry-Perot-Moden q in einem DFB-Laser in Abhängigkeit von ihrer Frequenz ω und der Brechungsindexdifferenz Δn [Ren99].

ferenz zwischen der DFB-Mode und der nächsten Fabry-Perot-Mode an:

$$\text{SMSR}[dB] = 10 \log_{10} \frac{P(\lambda_0)}{P(\lambda_1)} \quad (2.24)$$

Sie hängt nicht nur von der Kopplungsstärke, sondern auch von der Aufenthaltsdauer der Photonen in der Laserkavität ab, also von Resonatorlänge und Facettenreflektivität. Für Anwendungen in der Telekommunikation ist eine Unterdrückung vom mindestens 30 dB notwendig.

Komplexe Kopplung

Zusätzlich zum Brechungsindex wird bei der Herstellung von DFB-Gittern durch fokussierte Ionenstrahllithographie auch die Verstärkung g (über die Bandlückenenergie) moduliert; und zwar gegenläufig zum Brechungsindex (siehe Abb. 2.15). Die Kopplung wird dadurch komplex:

$$\kappa = \frac{\Delta \bar{n}}{\bar{n}} + j \frac{\Delta g}{\pi} \quad (2.25)$$

Bei komplex gekoppelten Gittern gibt es kein Stoppband, und die Bragggmode kann direkt anschwingen. Außerdem kann die Kopplungsstärke durch die Kombination der beiden Kopplungsmechanismen vergrößert werden.

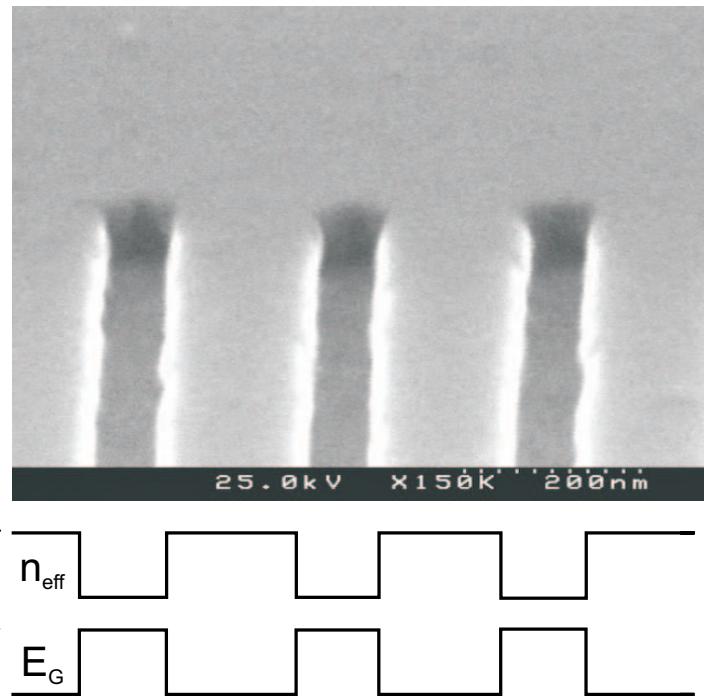


Abbildung 2.15: Elektronenmikroskopische Aufnahme eines lateralen Gitters und Schema der Modulation von Brechungsindex und Bandlücke [Ren99].

3 Herstellung und Technologie

In diesem Kapitel sind der Ablauf der Laserprozessierung und einige Technologien beschrieben, insbesondere das Trockenätzen. Es wurden Laser mit drei verschiedenen Arten von Rückkopp lungsgittern hergestellt:

- Durch reaktives Ionenätzen (reactive ion etching, RIE) mit Methan-Wasserstoff-Plasma wurden vertikale Gitter nur durch die oberen Mantelschichten der Waferprobe geätzt.
- Per Elektron-Zyklotron-Resonanz-RIE wurden mit Chlor-Argon als Ätzgasgemisch tief e Gitter durch die aktive Schicht hindurch geätzt.
- Laterale Gitter mit komplexer Kopplung wurden mit den Gallium-Ionen einer fokussierten Ionenstrahl anlage lithographisch definiert.

3.1 Herstellung von Lasern mit vertikalen Gittern

3.1.1 Prozessschritte

Im Folgenden sind die einzelnen Prozessschritte der Herstellung von Ridge-Waveguide-DFB-Lasern beschrieben, bei denen das vertikale Gitter nur in die Mantelschicht hineinreicht. In Abbildung 3.2 auf der übernächsten Seite sind die Schritte schematisch dargestellt.

Epitaxie Die Probe G1647 wurde in einer Molekularstrahlepitaxie anlage gewachsen; ein vertikaler Schnitt durch die Schichten ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Der genaue Schichtaufbau ist im Anhang dargestellt (siehe Seite 68). Oberhalb der InGaAlAs/InGaAs-Mantelschicht wurde von der Firma Thales per metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOVPE) überwachsen. Die aktive Zone besteht aus vier InAs-Quantendash-Schichten; diese sind ab Seite 29 genauer beschrieben. Die InGaAlAs-Wellenleiterschichten sorgen durch ihren im Vergleich zur aktiven Schicht niedrigen Brechungsindex für die vertikale Wellenführung. Als GRINSCH-Schichten schaffen sie einen graduellen Übergang von Brechungsindex und Energielücke und entkoppeln so Strom- und Lichtführung von einander. Eine hoch

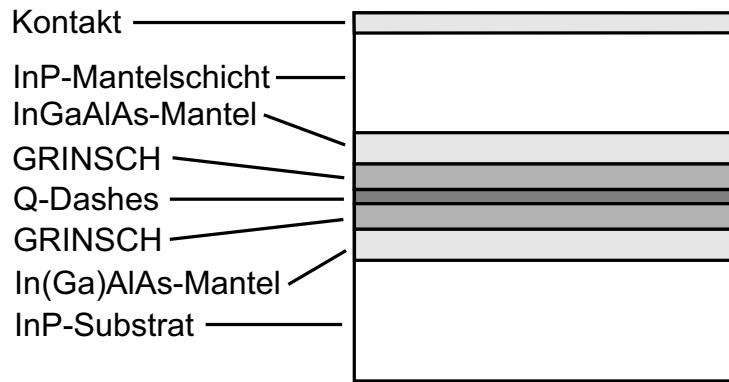


Abbildung 3.1: Schematischer Schichtaufbau des Wafers G1647.

p-dotierte InGaAs-Schicht soll einen guten elektrischen Kontakt mit dem später aufgedampften Metall ermöglichen.*

Es ist nur ein schwaches Confinement der Lasermoden in vertikaler Richtung möglich, da die quaternären Wellenleiter- und Mantelschichten ober- und unterhalb der aktiven Zone mit jeweils 180 nm relativ dünn sind. Das Rückkopplungsgitter reicht später aber genau bis zu der oberen aluminiumhaltigen Schicht. Die Quantendashes sind also auch nur 180 nm vom Gitter entfernt. Dadurch sind ein größerer Überlapp des Lichts mit dem Gitter und eine höhere Kopplung möglich.

Es wurde ein $11 \times 10 \text{ mm}^2$ Probenstück prozessiert, auf dem in Abstand von $300 \mu\text{m}$ je 32 Laserstreifen nebeneinander in zwei Reihen Platz finden.

Belacken Nach Reinigung des Wafers wird eine 150 nm dicke Schicht Polymethyl-Methacrylat (PMMA) im Spincoating-Verfahren aufgebracht. Dabei wird eine gleichmäßig dicke Bedeckung erreicht, indem der mit PMMA betropfte Wafer in einer Lackschleuder rotiert. Die Lackdicke wird durch Rotationsgeschwindigkeit und -dauer kontrolliert. Das PMMA dient als Positiv-Lack für die Elektronenstrahlbelichtung.

Elektronenstrahlolithographie Mit dem Elektronenstrahl werden die Laserstege und Gitter in den PMMA-Lack hineingeschrieben. Die Anlage ist auf Seite 31 genauer beschrieben.

*Die beiden Ätz-Stopp-Schichten in der oberen Mantelschicht sind nur für die Prozessierung von lateralen Gittern von Bedeutung. Für das Trockenätzen von vertikalen Gittern spielen sie keine Rolle.

3 Herstellung und Technologie

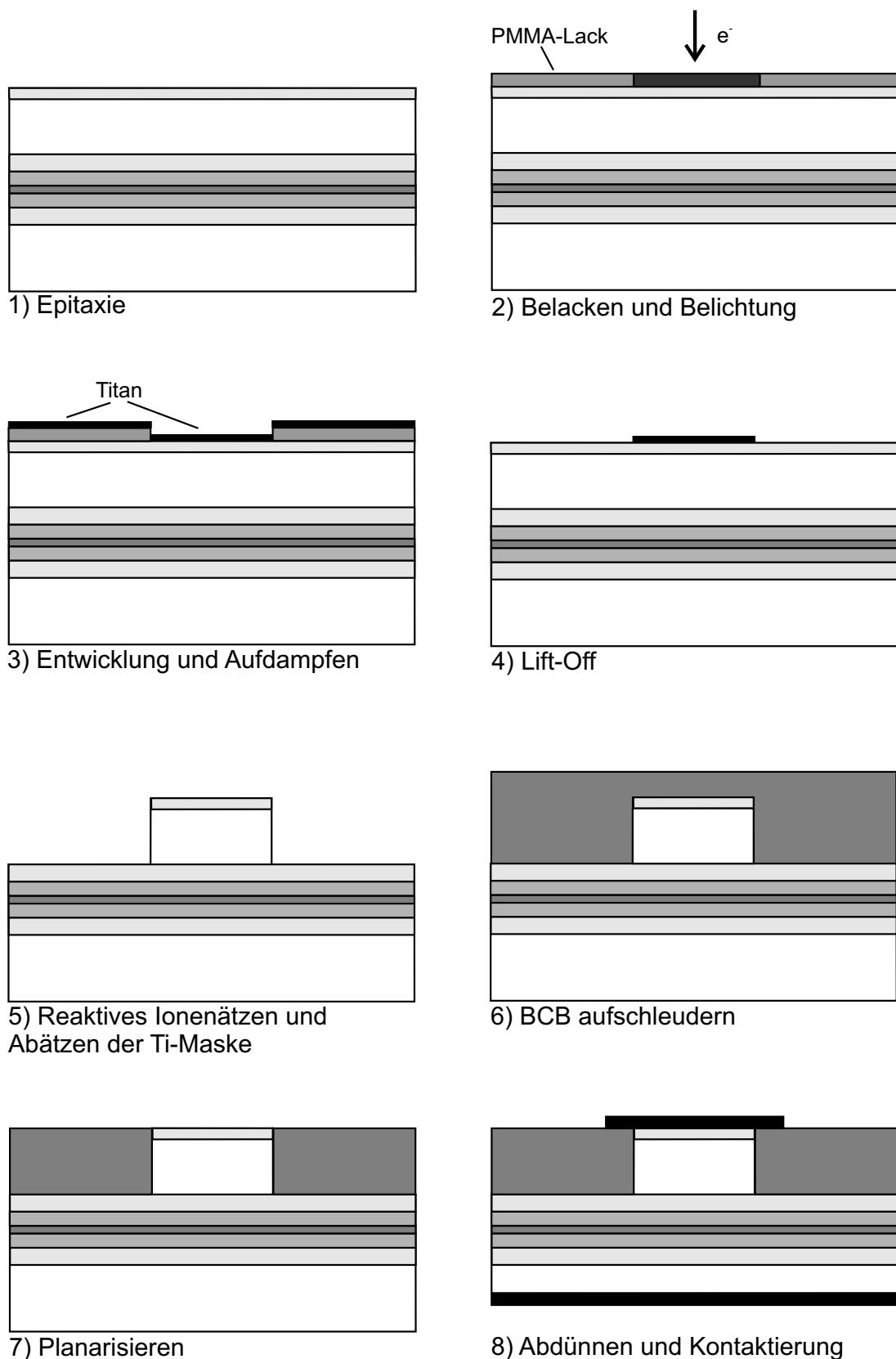


Abbildung 3.2: Schema der Herstellungsschritte eines Stegwellenleiter-Lasers mit vertikalem Rückkopplungsgitter.

Entwickeln des Lacks Der belichtete Lack wird mit Methylisobutylketon (MIBK):Isopropanol (1:10) 30 Sekunden entwickelt. Mit Isopropanol wird 10 Sekunden fixiert.

Aufbringen der Ätzmaske Eine 40 nm dicke Ätzmaske aus Titan wird in einer Elektronenstrahlverdampfungsanlage aufgebracht. Dazu wird im Hochvakuum das Titan per Elektronenbeschuss verdampft und auf der Probenoberfläche abgeschieden. Durch die Änderung der Eigenfrequenz eines dabei ebenfalls bedampften Schwingquarzes wird die Schichtdicke kontrolliert.

Lift-off In 80 °C heißem Methylpyrrolidon wird das restliche PMMA und das darüber liegende Titan innerhalb einer Minute abgelöst („Lift-off“), so dass nur noch eine strukturierte Titan-Maske in Form der Gitter und Stege auf der Oberfläche verbleibt.

Trockenätzen Mit einer RIE-Trockenätzanlage wird die Struktur der Ti-Maske in den Halbleiter übertragen; bis hinunter zur aluminiumhaltigen Schicht. Dazu wird abwechselnd mit einem Methan-Wasserstoff(-Argon)-Plasma geätzt und mit einem Sauerstoff(-Argon)-Plasma verascht, um Ablagerungen von den geätzten Flanken zu entfernen. Das Verfahren ist ab Seite 32 genauer beschrieben.

Entfernen der Ätzmaske Das Titan wird von der Oberfläche entfernt, da es durch die Veraschungsschritte beim Trockenätzen oxidiert ist und keinen guten elektrischen Kontakt darstellt. Dazu wird die Probe bei Raumtemperatur für etwa vier Minuten in 10%ige Flusssäure gelegt.

Aufbringen der Isolation Damit die Laser später nur auf den Stegen kontaktiert werden und um die einzelnen Laser eines Barren elektrisch voneinander zu trennen, wird Benzocyclobutene (BCB) als Isolator aufgebracht. Nach 60 Sekunden Spincoating bei 6000 U/min verbleibt eine 3,5 μm dicke Schicht. Danach wird in das BCB ausgehärtet, indem die Probe sehr langsam aufgeheizt und dann bei 250 °C für eine Stunde ausgebacken wird.

Planarisieren Um die InGaAs-Schicht kontaktieren zu können, wird das darüber liegende BCB entfernt. Dazu wird mit einem Sauerstoff-Trifluormethan(CHF_3)-Plasma verascht. Der Prozess wird mit einem Mikroskop kontrolliert, so dass das Veraschen rechtzeitig beendet werden kann.

Belichten der p-Kontaktstreifen Um den p-Kontakt auf den Stegen zu definieren, wird die Probe zuerst mit $2 \mu\text{m}$ des Lacks ma-P-1215 beschichtet (wieder per Spincoating). ma-P-1215 ist ein Positivlack, der auf UV-Licht empfindlich reagiert. In einem optischen Belichter wird eine per Elektronenstrahlolithographie hergestellte Chrommaske so über der Probe positioniert, dass nur der Lack über den Stegen und die dazugehörigen Kontaktpads belichtet werden. Die belichteten Streifen sind dabei deutlich breiter als die Stege. Um eine Positivmaske für die Metallbedampfung zu erhalten, wird der belichtete Lack mit dem Entwickler ma-D-331 behandelt und mit Wasser fixiert.

Aufbringen beider Kontakte und Abdünnen des Wafers Zuerst wird der p-Kontakt in der Elektronenstrahlverdampfungsanlage aufgebracht. Die Kontaktsschichten bestehen aus 25 nm Titan, 80 nm Platin und 500 nm Gold. Das Titan dient als Haftvermittler für das Platin, das wiederum eine Diffusion des Goldes in den Halbleiter und damit eine ungewollte Dotierung verhindert. Die oben liegende Goldschicht wird später direkt mit einer Nadel kontaktiert. In einem Lift-off-Schritt werden mit Methylpyrrolidon der Lack und das darüber liegende Metall entfernt.

Um den elektrischen Widerstand beim Stromfluss durch die Probe zu verringern und eine bessere thermische Anbindung an eine Wärmesenke zu ermöglichen, wird der etwa $350 \mu\text{m}$ dicke Wafer auf $150 \mu\text{m}$ abgedünnt. Dazu wird das InP-Substrat auf der Rückseite mit einer Paste aus Aluminiumoxid (Al_2O_3) abgeschliffen.

Schließlich wird wieder per Elektronenstrahlverdampfung der n-Kontakt aufgebracht. Er besteht aus 150 nm einer Gold-Germanium-Legierung (88% zu 12%), 30 nm Nickel und 400 nm Gold. Durch ein kurzes (30 s, Stickstoff-Atmosphäre) Aufheizen der Probe auf 380°C diffundieren Germanium-Atome in den Halbleiter und sorgen dort als Donatoren für einen guten Kontakt.

Spalten Mit einem Diamanten wird die Probe angeritzt und so eine bestimmte Kavitätslänge festgelegt. Laserbarren mit 32 Lasern der gleichen Länge können dann einfach heraus gebrochen werden.

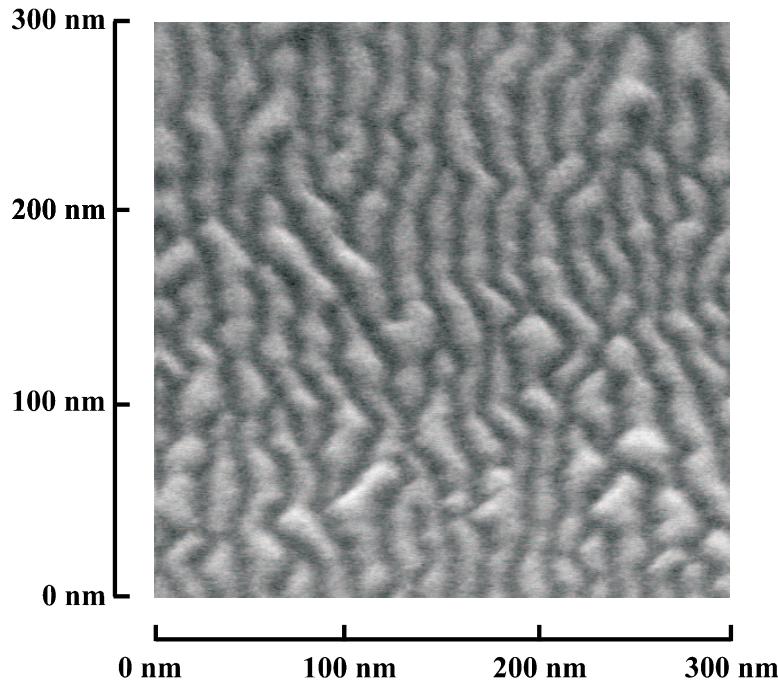


Abbildung 3.3: Elektronenmikroskopische Aufnahme einer InAs-Quantendash-Struktur [Sch02]. Die Dashes sind entlang der [0-11]-Richtung orientiert. Senkrecht dazu haben sie eine Liniendichte von $5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

3.1.2 Quantendashes

Die aktive Zone der prozessierten Laser besteht aus InAs-*Quantendashes*, die in Barrieren aus InGaAlAs eingebettet sind. Diese Quantendashes sind unregelmäßige strichartige Quantenpunktstrukturen [Der04] (siehe Abb. 3.3). Sie entstehen durch Selbstorganisation beim MBE-Wachstum: Wenn die Parameter entsprechend gewählt sind, lagern sich die Moleküle nicht durch zweidimensionales Wachstum auf dem Wafer an, da dort die Verspannung der Gitterkonstanten zu groß wäre. Stattdessen ist es energetisch günstiger, wenn dreidimensionale Strukturen entstehen. Die Dashes sind dabei nur im InP-Materialsystem möglich.

Da die Quantendashes sehr klein sind, sind sie niedrigdimensionale Strukturen. Das bedeutet, dass durch die geringe Anzahl der Atome in den Q-Dashes ihre energetische Bandstruktur verloren geht. Stattdessen können sie eher durch das quantenmechanische Potentialtopfmodell beschrieben werden; aus den Bändern werden also diskrete Niveaus.

Die veränderte Energiestruktur hat einige Konsequenzen:

- Da sich die Ladungsträger auf einzelnen Niveaus befinden, anstatt in einem Energieband verteilt zu sein, steigt dort die Zustandsdichte sehr stark an. Eine hohe Konzentration von Ladungsträgern auf diesen Niveaus lässt sich also leicht erreichen; es muss nicht mehr so

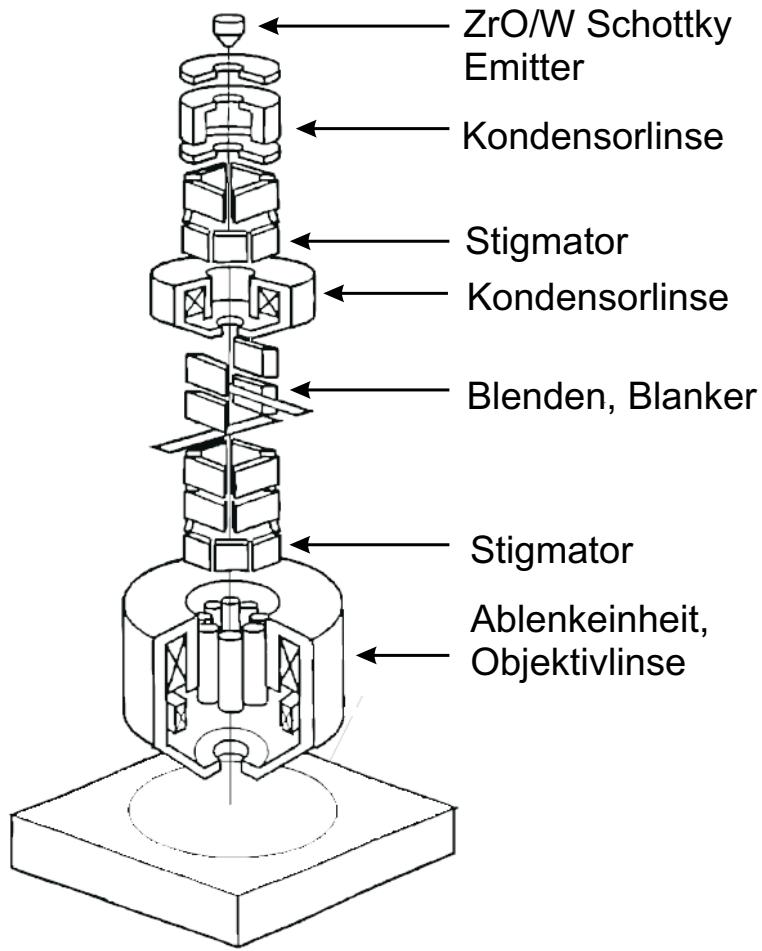


Abbildung 3.4: Elektronenstrahllanlage von EIKO [Hof02].

stark gepumpt werden, um die Besetzungsinvolution zu erreichen. Damit wird die Materialverstärkung drastisch erhöht bzw. die Schwellenstromdichte reduziert.

- Durch das reduzierte aktive Volumen sinkt die Absorption.
- Da die Ladungsträger bei einer Temperaturänderung nicht leicht in andere Energiebereiche eines Bandes ausweichen können, sinkt die Temperaturabhängigkeit der Emissionswellenlänge. Das ist besonders für monomodig emittierende Laser wichtig.
- Die Ladungsträger sind in einzelnen Quantendashes auch räumlich lokalisiert. Dadurch werden Oberflächenrekombinationen reduziert.
- Es gibt eine starke Größenfluktuation der Quantendashes, und jede Dash-Struktur hat eine andere Energiefülle. Das führt zu einer inhomogenen, gaußförmigen Linienverbreiterung der Zustandsdichte, und das Spektrum der Materialverstärkung kann sehr breit werden.

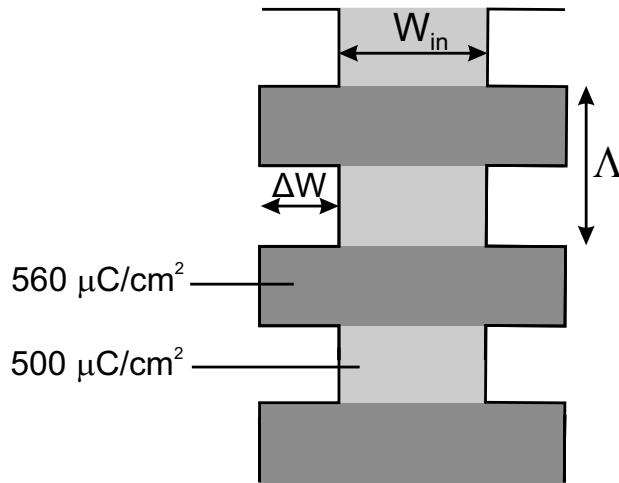


Abbildung 3.5: Schema eines Laserstegs mit DFB-Gitter und Belichtungsdosen der Elektronenstrahllithographie. Der Steg hat die Breite W_{in} , das Gitter die laterale Breite ΔW und die Periode Λ .

3.1.3 Elektronenstrahllithographie

Die Laserstreifen und die Gitterstruktur wurden mit einem Elektronenstrahl-Lithographiesystem der Firma Eiko belichtet [Mim96]. Das System ist bereits in [Hof02] ausführlich beschrieben und wird deshalb an dieser Stelle nur kurz erklärt. Der Aufbau der Anlage ist in Abb. 3.4 dargestellt. Als Elektronenquelle dient ein mit Zirkoniumoxid beschichteter Feldemitter aus Wolfram. Bei einer Kathodentemperatur von 1800 K sorgt zusätzlich eine Extraktorspannung von bis zu 8 kV für die Emission der Elektronen. Durch eine elektrostatische und eine magnetische Linse werden die Elektronen auf Aperturblenden abgebildet, die unerwünschte Randstrahlen ausblenden. Die Objektivlinse fokussiert den Elektronenstrahl schließlich auf die Probe. Insgesamt werden die Elektronen mit der ungewöhnlich hohen Spannung von 100 kV beschleunigt.

Es werden jeweils Schreibfelder von $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ belichtet, bevor der Probenhalter per Schrittmotor um $200 \mu\text{m}$ verschoben wird. Die genaue Halterposition wird dabei durch ein Laserinterferometer mit einer Auflösung von 2,5 nm bestimmt.

Die Steg- und Gitterstrukturen werden belichtet, indem in longitudinaler Richtung abwechselnd lange und kurze Streifen in der Breite der halben Gitterperioden geschrieben werden (siehe Abb. 3.5). Durch die Längendifferenz der Streifen wird das Rückkopplungsgitter definiert. Die Streifen mit der Länge W_{in} werden mit $500 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ belichtet, die mit der Länge $(W_{in} + 2\Delta W)$ mit $560 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Durch die hohe Dosis kann die Probe in wenigen Stunden belichtet werden. Im PMMA werden dabei durch den Elektronenbeschuss langkettige Polymere in kurzkettige gespalten.

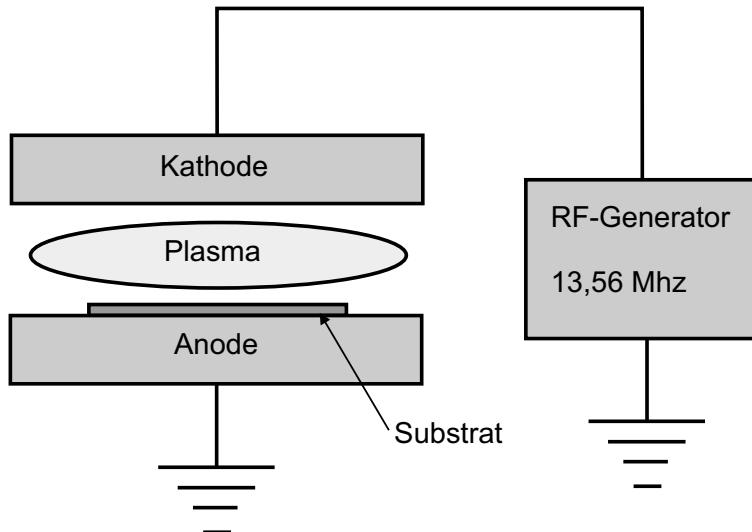


Abbildung 3.6: Schema einer Anlage zum reaktiven Ionenätzen.

3.1.4 Reaktives Ionenätzen

Ziel des Ätzprozesses ist es, die rechteckige Gitterstruktur der Titanmaske in hoher Auflösung senkrecht in den Halbleiter zu übertragen. Maße für die Qualität des Prozesses sind die Steilheit der Ätzflanken und die Reproduzierbarkeit des Verfahrens. Außerdem ist oft ein hohes Aspektverhältnis gefordert, d. h. kleine Strukturen sollen möglichst tief geätzt werden.

Nasschemisches Ätzen hat den Nachteil, dass richtungsunabhängig *isotrop* geätzt und die Maske unterätzt wird. Ein anisotropes Ätzen ist nur entlang bestimmter Kristallrichtungen möglich.

Durch trockenchemisches Ätzen mit einem Plasma ist dagegen ein anisotropes Ätzen in einer Vorzugsrichtung möglich. Durch InP wurde mit einer Anlage für reaktives Ionenätzen geätzt (siehe Abb. 3.6). Dabei spielen zwei verschiedene Ätzmechanismen eine Rolle: Zum einen wird durch chemische Reaktionen von Plasmaradikalen mit dem Halbleiter geätzt, zum anderen gibt es ein physikalisches Ätzen durch ein Ionen-Bombardement. Bei manchen Plasma-Halbleiter-Kombinationen wird die Anisotropie außerdem durch eine Passivierung der Ätzflanken erhöht.

In der Ätzkammer werden bei niedrigem Druck die Ätzgase zwischen zwei Elektroden eingeleitet. Der Wafer liegt dabei auf der Anode. Über die Elektroden wird eine Hochfrequenz (13,56 MHz) in die Kammer eingekoppelt, die aus den Gasen durch Ionisation ein Plasma zündet. Durch ihre niedrige Masse können sich die Elektronen im Plasma schnell bewegen; in Abhängigkeit von der Hochfrequenzpolung werden sie auf die Elektroden oder die Kammerwände beschleunigt. So entsteht ein positiv geladenes Plasma mit einer Bias-Spannung relativ zu Anode. Die Ionen werden also auf die Probe beschleunigt und ätzen dort. Die Ätz-

richtung wird dabei durch die Spannung festgelegt, die wiederum durch die Parameter Druck, HF-Leistung und die Zusammensetzung der Ätzgase bestimmt wird.

Die Probe G1647 wurde mit einem Methan-Wasserstoff-Gas geätzt, das sich besonders für Indium-Phosphid gut eignet [Nig85] und häufig zum Ätzen von Halbleiterlasern eingesetzt wird [Raj99, Kim02]: Phosphor reagiert dabei mit Wasserstoffatomen zu Phosphin (PH_3). Indium wird hauptsächlich durch Methylradikale abgetragen (dieser Prozess bestimmt die Ätzrate, ein reines Wasserstoffplasma führt nur zu einer vollständigen Phosphor-Verarmung der Halbleiteroberfläche). Die Anisotropie ist ausschließlich durch das Bombardement gegeben, eine Passivierung findet nicht statt [Hay89, Feu97]. Durch Reaktionen des Methans bildet sich aber trotzdem schnell eine Polymerschicht auf der Oberfläche, die den Ätzprozess behindert. Die Polymere können gut durch Sauerstoff wieder abgebaut werden, etwa indem O_2 direkt dem CH_4/H_2 -Gemisch in kleiner Konzentration beigemengt wird [McN91]. Es liegt aber näher, die angelagerten Polymere periodisch durch Veraschen mit O_2 -Plasma zu entfernen [Kim04, Wie01].

Um bis zur InGaAlAs-Mantelschicht zu ätzen, werden 17 Zyklen mit diesen Ätzparametern durchlaufen [Kim03]:

	Gase	Gasfluss	RF-Leistung	Prozessdruck	Zeit
Ätzen	$\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$	30/30/2 sccm	200 W	6,5 Pa	90 s
Veraschen	O_2/Ar	30/2 sccm	50 W	10 Pa	60 s

Durch die Zugabe von Argon wird nur das Zünden des Plasmas erleichtert. Zwischen den einzelnen Prozessschritten werden jeweils in 30 s die Gasflüsse und der Druck eingestellt, ohne dass ein Plasma geziündet wird.

Der Parameter mit dem größten Einfluss auf das Ätzverhalten ist das Verhältnis der Gasflüsse von Methan und Wasserstoff: Der hohe Methananteil von 50% ermöglicht ein schnelleres Ätzen, verursacht aber auch schneller störende Polymerablagerungen. Dadurch ist häufiges Veraschen bzw. ein kurzer Zyklus nötig. Bei einem CH_4/H_2 -Verhältnis von 10/40 sccm wäre ein Zyklus mit fünfminütigem Ätzen gefolgt von ebenfalls fünfminütigem Veraschen möglich [Raj01]; verschiedene Parametersätze können also zu einem guten Ergebnis führen.

Bei zu hohem Methan-Anteil im Ätzgasgemisch kann sich allerdings amorpher Kohlenstoff ablagern [Feu97]. Sowohl ein hoher Gasfluss als auch eine hohe Druck und eine hohe Hochfrequenzleistung erhöhen die Ätzrate und die Rate der Polymerablagerung.

Die Titanmaske wird beim Ätzen praktisch gar nicht angegriffen, die Selektivität im Vergleich zum Halbleiter liegt bei über 1:100. Bei tiefem Ätzen kann es durch Diffusion von H-Ionen unter die Metallschicht zur Bildung von Titanblasen kommen [Qia99]. Das konnte nur bei sehr langen Ätztests beobachtet werden (siehe Abb. 3.7); bei der Probe G1647 kam es nicht zur Blasenbildung.

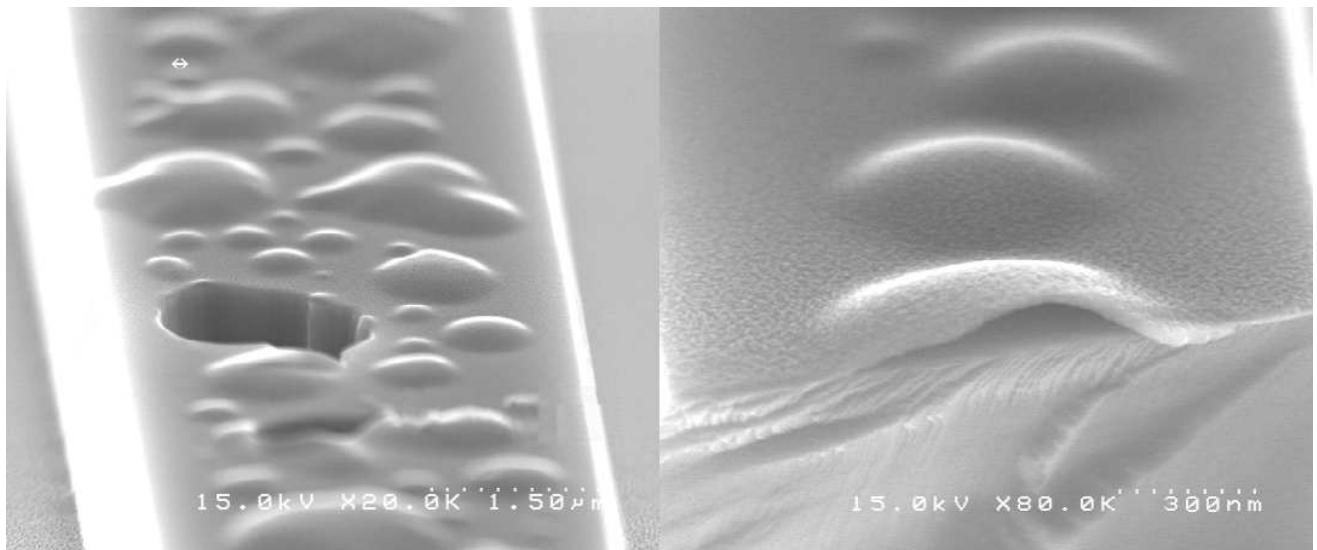


Abbildung 3.7: Elektronenmikroskopische Aufnahmen eines Stegs: Bei sehr langem Ätzen diffundieren H-Atome unter die Titanmaske und es bilden sich Blasen.

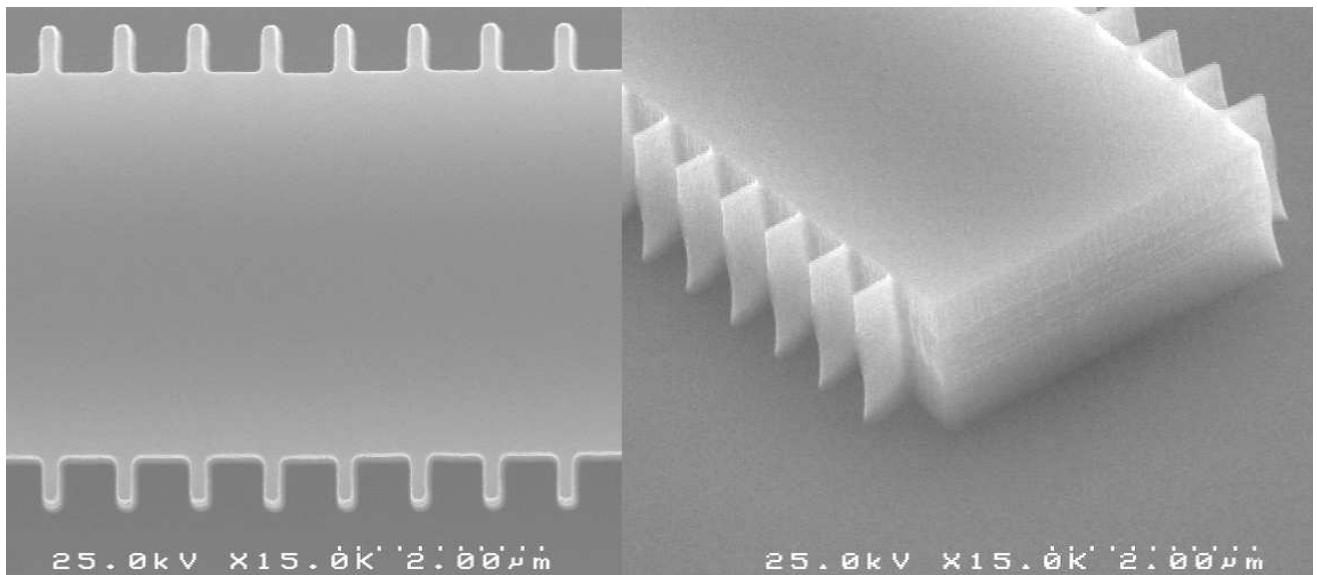


Abbildung 3.8: Elektronenmikroskopische Aufnahmen der geätzten Probe G1647 nach Entfernen der Titanmaske. Die Bilder zeigen einen 4 μm breiten Steg mit 400 nm breiten Gittern 3. Ordnung.

Das Ätzen der InGaAs-Kontaktschicht und der beiden 10 nm-InGaAsP-Schichten stellt kein Problem dar, nur die InGaAlAs-Schicht wirkt wegen des Aluminiumgehalts als Ätz-Stopp-Schicht. Abbildung 3.8 zeigt die fertig geätzte Probe. Die Laserstreifen haben beide ein Gitter 3. Ordnung.

3.1.5 Design der Gitter

Um die richtigen Gitterdimensionen zu bestimmen, wurde die Kopplung vorher abgeschätzt. Sie hängt vom Überlapp der Moden mit dem Gitter ab; dieser Überlapp wiederum wird bestimmt durch die Parameter Ätztiefe, Streifenbreite W_{in} und laterale Gitterbreite ΔW (siehe Abb. 3.5).

Zur Berechnung wurde das Simulationstool *wave* benutzt [Kam98]. Dieses Programm berechnet mit der Finite-Differenzen-Methode die zweidimensionale Feldverteilung bzw. ein Modenprofil in der lateral-vertikalen Ebene. Dazu müssen nur der Schichtaufbau des Wafers, die Brechungsindices in den einzelnen Schichten und die Geometrie der Laserstreifen (Breite und Ätztiefe) angegeben werden. Aus den Modenprofilen wird auch ein effektiver Brechungsindex berechnet. Aus Gleichung 2.22 folgt sofort:

$$\kappa = \frac{1}{\Lambda} \left(\frac{\Delta \bar{n}}{\bar{n}} \right) \quad (3.1)$$

Die durch das Gitter verursachte Modulation des effektiven Brechungsindex $\Delta \bar{n}$ lässt sich ermitteln, indem die Simulation einer Waferstruktur für zwei unterschiedlichen Stegbreiten durchgeführt wird. Wenn die Differenz der beiden Stegbreiten genau so groß ist wie die laterale Gitterbreite, dann gilt auch für die Differenz der beiden errechneten Brechungsindices $|\bar{n}_1 - \bar{n}_2| = \Delta \bar{n}$.

Auf diese Weise ist allerdings nur eine grobe Abschätzung der Kopplungsstärke κ *nach oben* möglich. Das Modenprofil kann sich innerhalb einer halben Gitterperiode nicht auf die Größe ausdehnen (oder zusammenziehen), die es beim Durchlaufen eines beliebig langen Laserstreifens ohne Gittermodulation annehmen würde. Außerdem kann der Brechungsindex des umgebenden Materials (BCB) nicht angegeben werden. Abb. 3.9 zeigt einen typischen Modenprofil und die Ergebnisse der Simulation für $\Lambda = 240$ nm an. Besonders für die 2 μm breiten Stege ist die errechnete Kopplung zu groß.

Prozessiert wurden schließlich 2 μm breite Laser mit 150 nm, 200 nm und 300 nm breiten Gittern, 3 μm breite Streifen mit 300 nm breiten Gittern und 4 μm breite Laser mit 400 nm und 500 nm breiten Gittern. Die Gitterperiode wurde für alle Breiten von 224 nm bis 240 nm variiert.

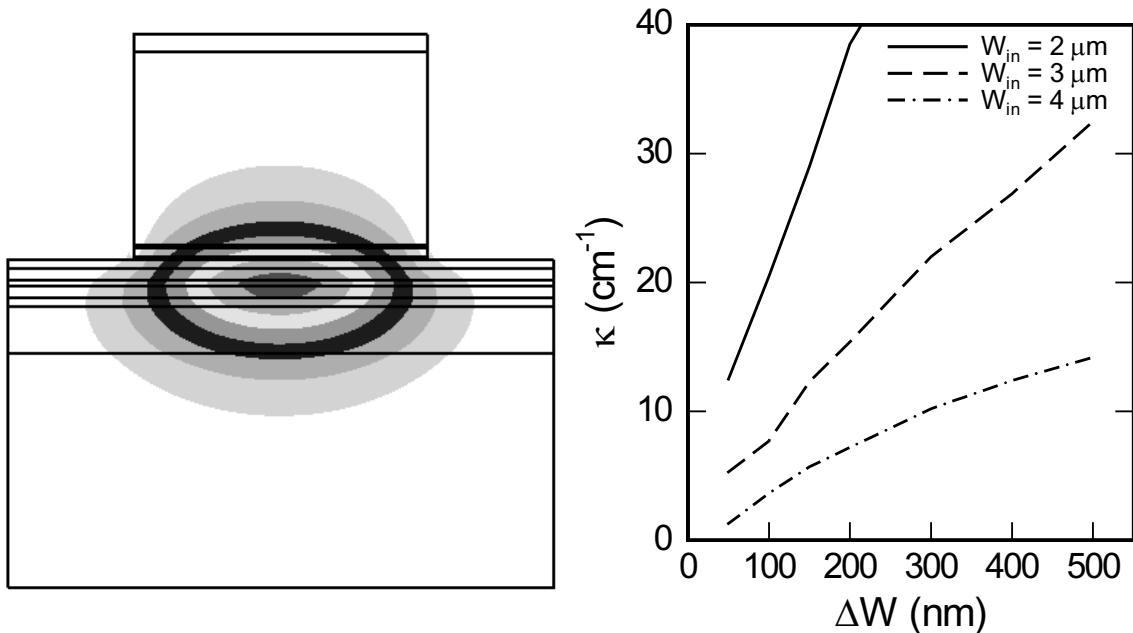


Abbildung 3.9: a) Mit dem Programm *wave* simulierte Modenprofil für einen $3 \mu\text{m}$ breiten Steg.
 b) Berechnete obere Grenze für die Kopplungsstärke in Abhängigkeit von lateraler Gitterbreite ΔW und der Stegbreite W_{in} .

3.2 Trockenätzen von aluminiumhaltigen Schichten

Bevor die in Abschnitt 3.3 beschriebene Methode zum Erfolg führte, wurden verschiedene Ansätze untersucht, tief durch aluminiumhaltige Halbleiterschichten zuätzen.

In einem ersten Ansatz wurde mit Methan und Wasserstoff und einer 60 nm Titanmaske in einer RIE-Anlage ohne Unterbrechung durch Veraschungsschritte geätzt. Der Testwafer bestand aus einer 140 nm dicken InGaAs-Schicht gefolgt von einer 1950 nm dicken InAlAs-Schicht. Geätzt wurde mit diesen Parametern:

	Gase	Gasfluss	RF-Leistung	Prozessdruck	Zeit
Ätzen	CH_4/H_2	10/50 sccm	250 W	3 Pa	60 min

Das Ätzgasgemisch mit geringem Methananteil soll für eine geringe Polymerablagerungsrate sorgen. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme eines 5 μm breiten Stegs ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Die Stege sind durchschnittlich nur 450 nm tief geätzt. Sie verbreitern sich innerhalb dieser 450 nm um insgesamt 2 μm, eine hohe Flankensteilheit ist also nicht gegeben. Eine Polymerschicht lagert sich auf Steg und Waferoberfläche ab, auf dem Steg ist sie bis zu 200 nm dick. Ein CH_4/H_2 -Ätzen ohne Unterbrechungen durch Veraschungsschritte ist also nicht gut dazu geeignet, tief durch aluminiumhaltige Schichten zuätzen.

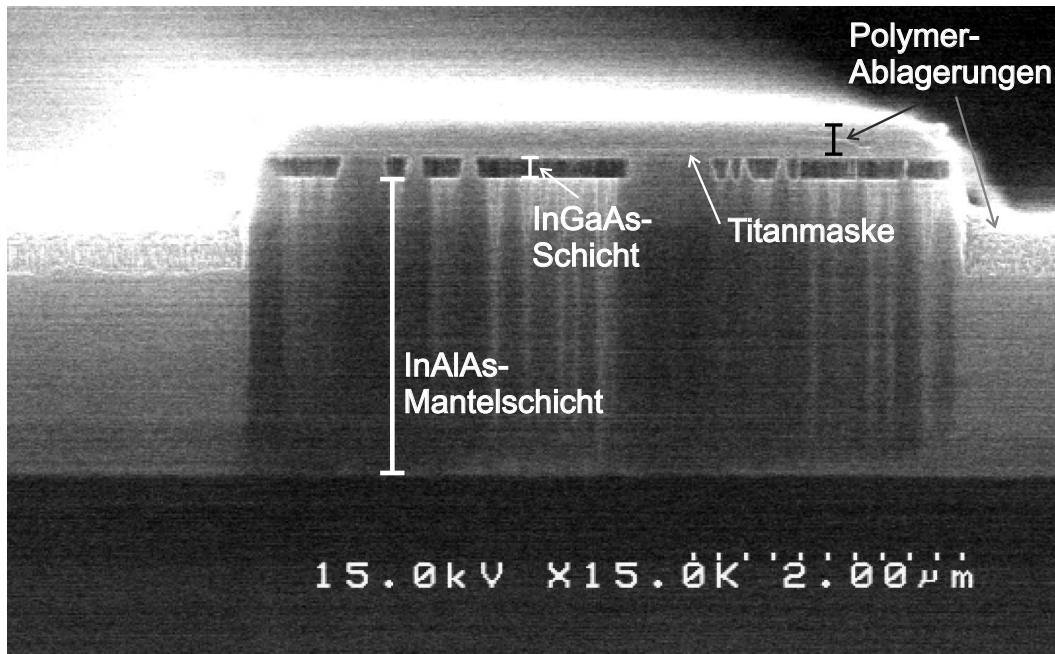


Abbildung 3.10: SEM-Aufnahme eines $5 \mu\text{m}$ breiten Streifens nach reaktivem Ionenätzen ohne Veraschung. Eine Polymerschicht lagert sich auf der Waferoberfläche ab.

Mit einem nachträglichen zehnminütigen Veraschungsschritt (20 sccm O_2 , HF-Leistung: 20 W , Prozessdruck: 20 Pa) konnten die Polymerablagerungen nur teilweise von den Stegoberflächen gelöst werden.

In einem weiteren Ätztest wurde ebenfalls mit Methan und Wasserstoff versucht, durch insgesamt nur 450 nm dicke InGaAlAs-Schichten zu ätzen. Die Waferprobe bestand aus einer 150 nm dicken InGaAs-Kontaktschicht und einer 1630 nm dicken InP-Mantelschicht gefolgt von insgesamt 450 nm dicken Wellenleiter- und Mantelschichten (und Quantendashes) aus InGaAlAs.

Durch die nicht aluminiumhaltigen Mantelschichten wurde mit 20 Zyklen und den folgenden Ätz- und Veraschungsparametern geätzt (wieder mit einer 50 nm dicken Titanmaske):

	Gase	Gasfluss	RF-Leistung	Prozessdruck	Zeit
Ätzen	CH_4/H_2	$30/30 \text{ sccm}$	200 W	$6,5 \text{ Pa}$	90 s
Veraschen	O_2	30 sccm	50 W	10 Pa	60 s

Ohne Unterbrechung wurde mit veränderten Ätzparametern weiter geätzt, um die InGaAlAs-Schichten besser durchdringen zu können:

	Gase	Gasfluss	RF-Leistung	Prozessdruck	Zeit
Ätzen	CH_4/H_2	$10/50 \text{ sccm}$	250 W	3 Pa	$90 \text{ s} / 60 \text{ s}$
Veraschen	O_2	30 sccm	50 W	10 Pa	$60 \text{ s} / 90 \text{ s}$

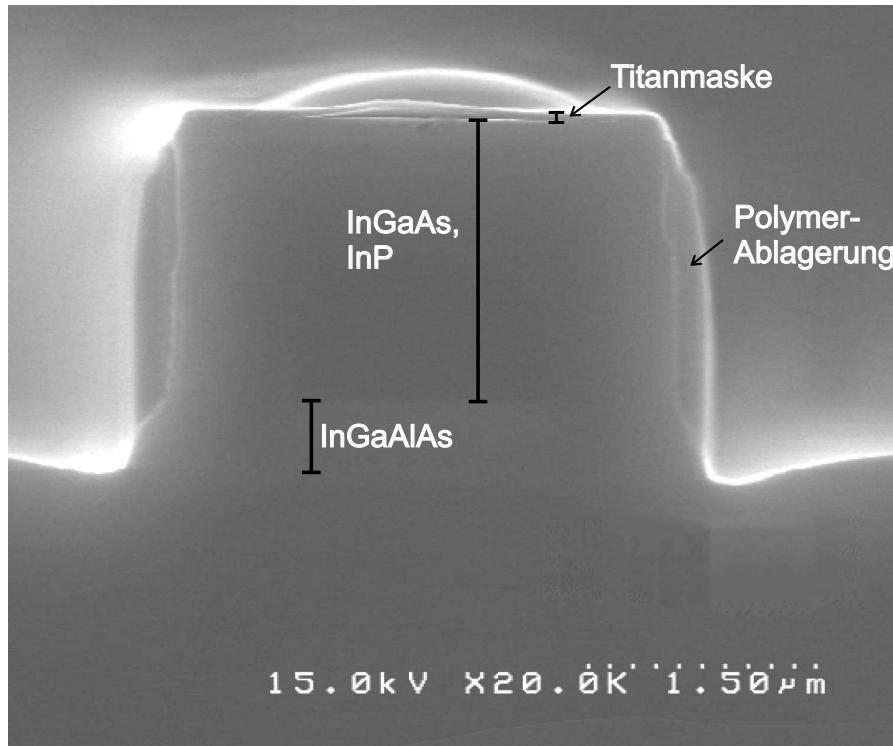


Abbildung 3.11: SEM-Aufnahme eines $3 \mu\text{m}$ breiten Streifens nach reaktivem Ionenätzen mit 100 Ätz- und Veraschungszyklen.

In zwei verschiedenen Tests wurden einmal 40 Zyklen mit je 90sekündigen Ätz- und 30sekündigen Veraschungsschritten und einmal 80 Zyklen mit nur 60sekündigem Ätzen und 90sekündigem Veraschen durchlaufen.

In Abbildung 3.11 ist ein $3 \mu\text{m}$ breiter mit in insgesamt 100 Zyklen geätzter Streifen gezeigt. Die Flankensteilheit der aluminiumhaltigen Schichten sinkt deutlich im Vergleich zu der fast vertikal geätzten InP-Mantelschicht. Der Wafer ist bis knapp unter die aktive Zone geätzt, also gut 250 nm durch die InGaAlAs-Schichten. Die Polymerablagerungen an den Seitenwänden werden durch die Veraschungsschritte nicht entfernt. Sie entstehen erst beim Ätzen der InGaAlAs-Schichten und verursachen als Ätzmaske die niedrige Flankensteilheit.

In Ätztests mit verschiedenen Säuren ließen sich die Polymerschichten nicht nasschemisch entfernen. Entweder wurden die Stege stark beschädigt oder vollständig aufgelöst, oder die Ablagerungen konnten nicht entfernt werden.

Trotzdem wurden aus den Stegen mit den Ablagerungen Laser prozessiert. Es kommt aber zu einem Kurzschluss und keiner Lichtemission, da Ladungsträger bevorzugt durch die Ablagerungen und nicht durch die aktive Zone fließen.

Es wurden auch Ätztests mit zwei verschiedenen Anlagen zum induktiv gekoppeltem Plas-

maätzen (*inductively coupled plasma*, ICP) durchgeführt; einmal mit Iod als Ätzgas und einer Titanmaske und einmal mit einem Cl_2/Ar -Gemisch und einer SiO_2 -Maske. In einer ICP-Anlage werden, ähnlich einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-RIE-Anlage (s. u.), durch ein Magnetfeld Plasmadichte und Ionenenergie voneinander entkoppelt. Das Magnetfeld wird dabei durch Induktion erzeugt. Beide Tests waren aber wegen der hohen Ätzraten der zu weichen Masken nicht erfolgreich. Erst in einer ECR-Anlage konnten Gitter und Stege erfolgreich tief geätzt werden.

3.3 Herstellung von Lasern mit tief geätzten vertikalen Gittern

Laser mit tief geätzten Gittern sollen eine höhere Kopplung erreichen. Damit sind kürzere Kapitälten und auch höhere Bandbreiten möglich. Durch Beschädigung der durchätzten aktiven Schicht können sich die Lasereigenschaften aber auch verschlechtern.

3.3.1 Prozessschritte

Die Herstellung der Laser mit tief geätzten Gittern ähnelt der im vorigen Abschnitt beschriebenen Prozessierung. Hier werden deshalb nur die veränderten Prozessschritte erklärt (siehe Abb. 3.12; die Schritte 2 bis 5 aus Abb. 3.2 sind verändert).

Aufwändig ist das Ätzen der aluminiumhaltigen Schichten. Sie lassen sich nicht mit Methan und Wasserstoff als Ätzgasen abtragen, sondern nur durch Chlor-Argon in einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-RIE-Anlage. Dadurch wird auch eine andere Maskentechnik nötig. Siliziumdioxid ist das einzige Material, dass den Ätzgasen standhält (in einer Dicke, mit der die Auflösung noch gut genug ist) und dass sich auch selbst in ausreichender Auflösung strukturieren lässt. Nickel und Titan sind zu weich und würden durch das Plasma schnell abgetragen, eine Chrommaske ließe sich nicht mehr entfernen. Eine Maske aus Bariumfluorid-Chrom lässt sich wegen der Grobkörnigkeit des BaF_2 nicht in ausreichender Auflösung strukturieren.

SiO_2 kann nicht im Lift-off-Verfahren wieder abgetragen werden. Stattdessen wird es zuerst flächig auf die ganze Probe aufgebracht, dann wird eine Titan-Maske per Elektronenstrahllithographie und Lift-off darüber strukturiert und in einem zusätzlichen Trockenätzprozess in die SiO_2 -Schicht übertragen.

SiO_2 -Beschichtung Nach Epitaxie und Reinigung wird das ganze Probenstück in einer Sputteranlage 200 nm dick mit Siliziumdioxid beschichtet. In dieser Anlage wird ähnlich einer RIE-Anlage ein Argonplasma gezündet; dessen Ionen beschleunigen auf ein SiO_2 -Target

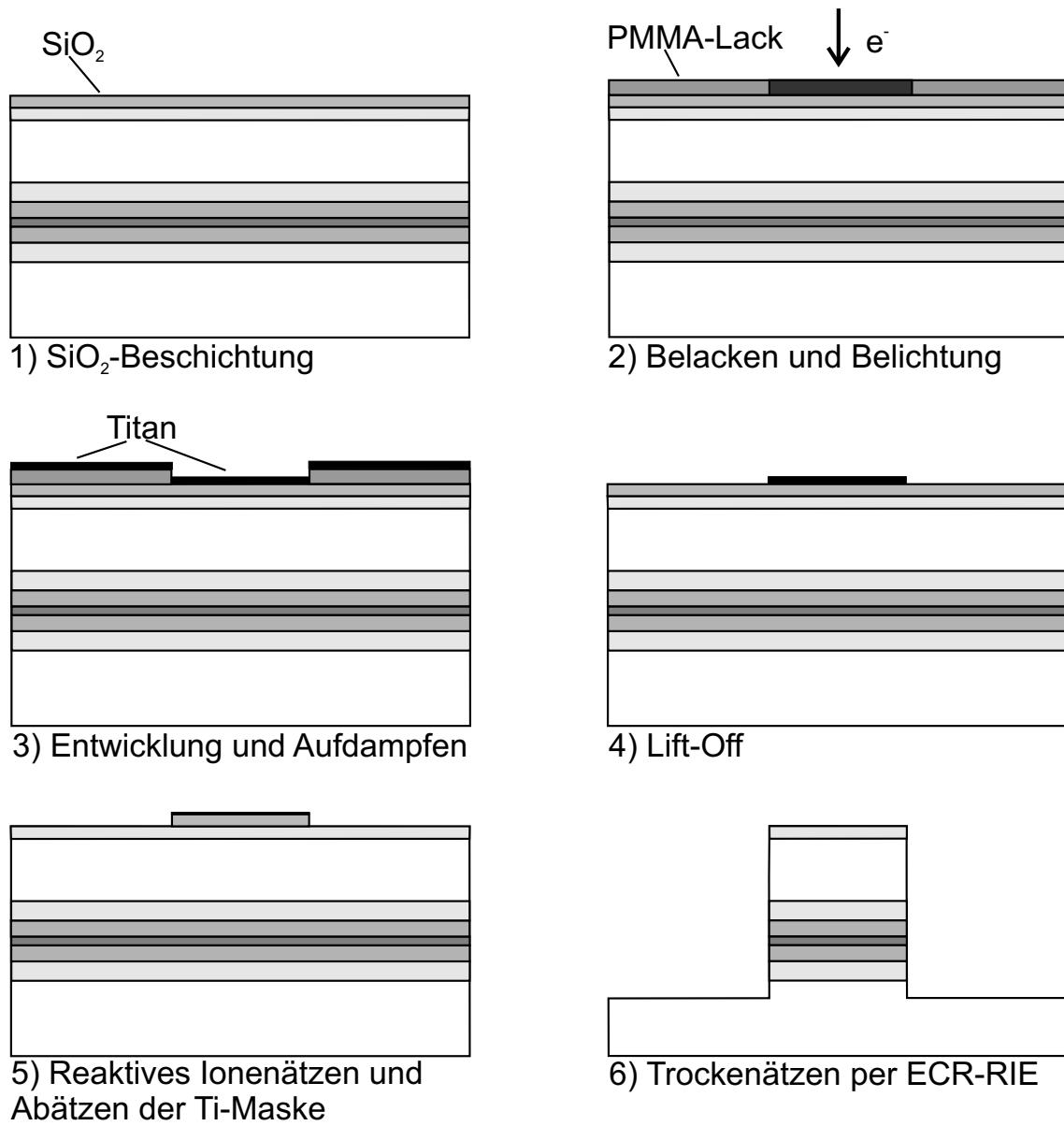


Abbildung 3.12: Veränderte Prozessschritte für tief geätzte Gitter.

und können dort durch ihre kinetische Energie Moleküle herauslösen (also *sputtern*), die sich dann auf der Probe ablagern. Die Schichtdicke wird wie in der Elektronenstrahlverdampfungsanlage mit einem Schwingquarz kontrolliert.

Elektronenstrahlolithographie Genau wie der erste Laser wird auch diese Probe mit PMMA belackt und mit den identischen Mustern belichtet. Obwohl in den nächsten Schritten eine deutlich dickere Titan-Maske (100 nm) hergestellt werden soll, wird das PMMA nur 150 nm dick aufgetragen, um die Auflösung nicht herabzusetzen.*

Ti-Beschichtung Per Elektronenstrahlverdampfung wird eine Titanschicht aufgebracht. Sie muss 100 nm dick sein, da sie bei der späteren Übertragung der Maske sehr stark abgeätzt wird. Trotz des Titan-/PMMA-Schichtdickenverhältnisses von nur 1:1,5 verläuft der Lift-off-Prozess ohne Probleme.

Übertragung der Ätzmaske In der RIE-Anlage wird mit den Gasen Trifluormethan und Argon die Struktur der Titanmaske in die SiO_2 -Schicht übertragen. Die Ätzparameter lauten:

Gase	Gasfluss	RF-Leistung	Prozessdruck	Zeit
CHF_3/Ar	14/7 sccm	30 W	3 Pa	2000 s

Das Verhältnis der Ätzraten von Titan und SiO_2 beträgt knapp 1:2, so dass nach der Ti-Maske nach dem Ätzen so gut wie komplett abgetragen ist.

ECR-Ätzen Mit Chlor und Argon wird in einer ECR-Anlage bis in das Substrat hinein geätzt.

Das Verfahren ist ab Seite 42 genauer beschrieben.

Das SiO_2 wird bei diesem Schritt fast komplett abgelöst.

Entfernen der Ätzmaske Um sicherzugehen, dass sich nicht noch ein Rest (isolierendes) SiO_2 auf der Streifenoberfläche befindet, wird mit den gleichen Parametern, die auch für die Ätzmaskenübertragung eingestellt wurden, noch einmal 180 s lang in der RIE-Anlage geätzt.

Der Halbleiter wird dadurch so gut wie gar nicht geätzt, nur die Oberfläche wird etwas rauer. Flusssäure eignet sich hier nicht zum Entfernen der Siliziumdioxids, da die aluminiumhaltigen Schichten davon zu stark angegriffen würden.

*Das widerspricht deutlich dem Erfahrungssatz, dass für einen Lift-off Prozess der Lack dreimal so dick wie das Metall sein soll.

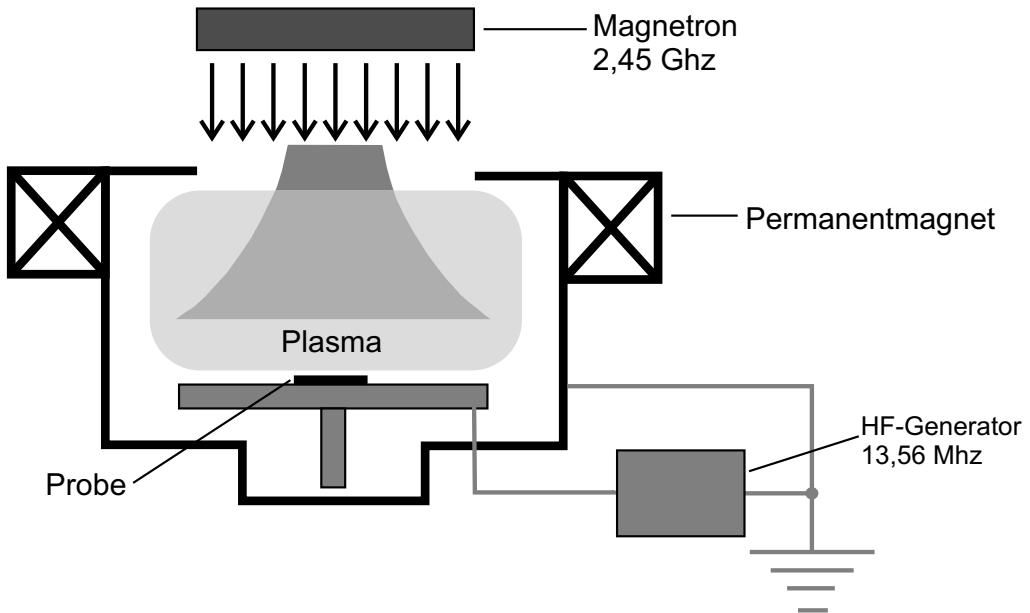


Abbildung 3.13: Schematischer Aufbau einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-RIE-Anlage.

Restliche Schritte Die weitere Fertigstellung (Kontaktieren, Abdünnen usw.) verläuft genau so wie bei dem RWG-Laser. Die BCB-Beschichtung ist bei der großen Ätztiefe grundsätzlich schwieriger, hat hier aber ohne Probleme funktioniert.

Verspiegeln Damit nicht die Hälfte der Lichtleistung des Lasers ungenutzt ausgekoppelt wird, wurden einige Laserbarren nach dem Spalten mit einer hoch reflekterenden (HR) Schicht vergütet. Dazu wurde in der Sputteranlage eine Facette mit 265 nm SiO_2 und 110 nm Silizium beschichtet. Mit diesen $\lambda/4$ -Schichten kommt es durch Interferenz zu einer Erhöhung der Reflektivität. Außerdem wird der Schwellenstrom abgesenkt.

3.3.2 Elektron-Zyklotron-Resonanz

Das einfache reaktive Ionenätzen hat den Nachteil, dass sowohl Bias-Spannung als auch Ionendichte des Plasmas an die Hochfrequenzleistung gekoppelt sind und diese Parameter nicht unabhängig eingestellt werden können. Dieses Problem wird bei einem Elektron-Zyklotron-System (ECR) umgangen. Die Bias-Spannung wird zwar weiterhin über eine eingekoppelte HF-Leistung bestimmt. Allerdings wird die Ionendichte durch ein zusätzliches Einstrahlen von Mikrowellen eingestellt [Hof02].

Abbildung 3.13 zeigt schematisch den Aufbau einer ECR-RIE-Anlage. Ein Magnetron erzeugt Mikrowellen der Frequenz 2,45 GHz, die über einen metallischen Hohlwellenleiter in die

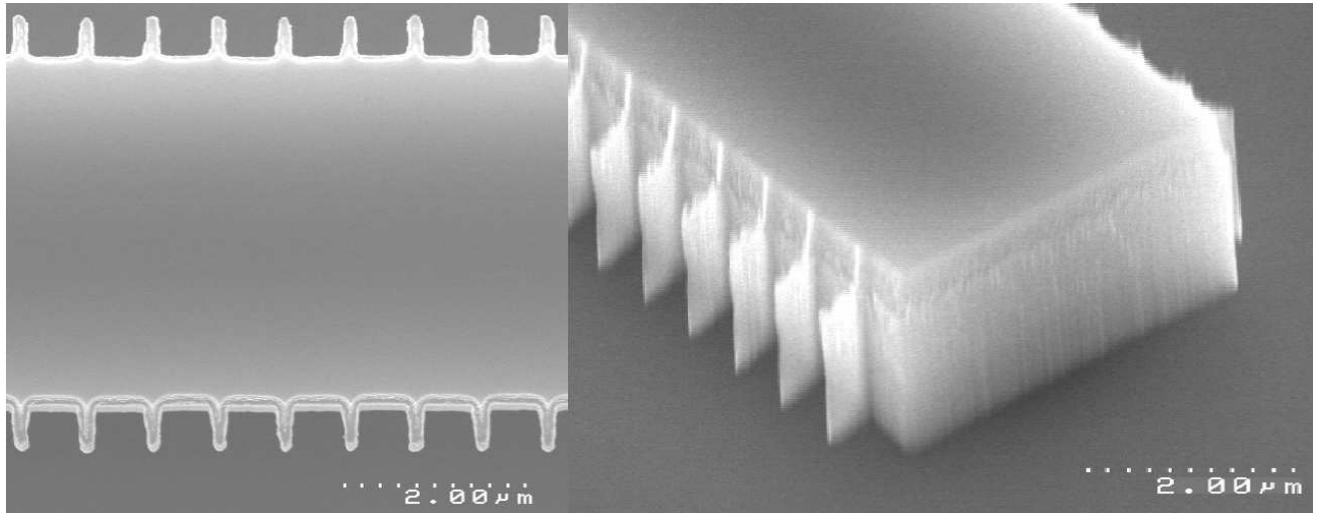


Abbildung 3.14: Elektronenmikroskopische Aufnahmen der tief geätzten Probe G1647. Gezeigt sind Gitter 3. Ordnung.

Ätzkammer eingekoppelt werden. Die Kammer selbst ist von Permanentmagneten umgeben, die die Elektronen im Plasma auf Kreisbahnen mit der Frequenz $\omega_c = eB/m_e$ zwingen. Diese *Zyklotronbahnen* liegen senkrecht zur Bias-Spannung. Wenn die Resonanzfrequenz der Mikrowellen in der Ätzkammer auf ω_c abgestimmt ist, können die Elektronen die Wellen absorbieren. Durch die dazu gewonnene Energie werden sie so lange beschleunigt, bis sie durch Stoßionisation weitere Elektronen erzeugen. Die Plasma-Ionendichte kann auf diese Weise durch die Mikrowellenleistung (und den Gasdruck) kontrolliert werden. Die maximale Dichte in einem ECR-System mit 2,45 GHz-Magnetron kann etwa $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ betragen [Mad02].

Die Dichte ist von der Bias-Spannung entkoppelt, die nur von der zusätzlich eingekoppelten HF-Leistung abhängt. Die Beschleunigungsspannung kann also niedrig gehalten werden, um schädigungsarm zu ätzen. Gleichzeitig ist durch eine hohe Ionendichte eine hohe Ätzrate möglich [Asa98].

Geätzt wurde mit den Gasen Chlor und Argon. Das molekulare Cl_2 ätzt chemisch und stark isotrop. Für InP-Schichten entsteht als Reaktionsprodukt unter anderem InCl_3 . InCl_3 ist bei Raumtemperatur nur schwer flüchtig. Vor dem eigentlichen Ätzen wird deshalb für einige zehn Minuten ein Plasma geziündet und 1000 W ECR-Leistung eingestrahlt, um die Kammer aufzuheizen und dadurch das InCl_3 besser abzuführen. Argonatome ätzen nur durch ihre Sputterwirkung, also stark anisotrop und nicht materialselektiv. Es kann also kontrolliert durch die quaternären und aluminiumhaltige Schichten geätzt und andere schwer flüchtige Reaktionsprodukte können abgetragen werden [Ko93].

Geätzt wurde schließlich mit diesen Parametern:

Gase	Gasfluss	RF-Leistung	ECR-Leistung	Prozessdruck	Zeit
Cl ₂ /Ar	1,1/19 sccm	125 W	1000 W	0,8 Pa	4200 s

Abbildung 3.14 zeigt SEM-Bilder der fertig geätzten Probe. Die gesamte Ätztiefe beträgt knapp 3 μm . Auf den obersten paar hundert Nanometern ist das Gitter zusammengebrochen, weil die SiO₂-Maske auf den dünnen Strukturen nicht standhalten konnte. Dadurch sollte die Kopplungsstärke aber nicht vermindert werden, da sie durch den Überlapp der Lichtmode mit dem Gitter in der unmittelbaren Nähe der aktiven Schicht zustande kommt.

3.4 Laterale Gitter per fokussierter Ionenstrahllithographie

Der dritte Lasertyp unterscheidet sich von den bisher beschriebenen Lasern mit vertikal geätzten Gittern, da per fokussierter Ionenstrahllithographie (FIB) nur flache, also laterale Gitter erzeugt werden. Außerdem entsteht zusätzlich zur Indexkopplung durch den Effekt der Quantenfilm-durchmischung eine Modulation der Verstärkung.

3.4.1 Prozessschritte

An dieser Stelle werden wie bei den anderen Lasern auch alle zur Herstellung nötigen Schritte beschrieben. Der wesentliche Unterschied in der Prozessierung besteht darin, dass für diese RWG-Laser zuerst die Stege durch optische Lithographie definiert und geätzt werden; die lateralen Gitter werden dann nachträglich ohne Maske durch Beschuss mit Gallium-Ionen in die Struktur geschrieben.

Epitaxie Auch die Probe MG31 wurde in Würzburg per MBE gewachsen und von Thales per MOVPE überwachsen. Der genaue Schichtaufbau ist im Anhang auf Seite 69 beschrieben. Im Gegensatz zu Probe G1647 sind die InGaAlAs-GRINSCH- und -Mantelschichten auf jeder Seite der aktiven Zone 400 nm dick und erlauben so eine bessere Wellenführung. Eine wichtige Rolle spielen bei der Struktur die quaternären InGaAsP-Ätz-Stopp-Schichten: Das Gitter wird genau zwischen ihnen strukturiert.

Definition der Laserstege Nach der organischen Reinigung wird das $11 \times 10 \text{ mm}^2$ große Probenstück mit dem Lack ma-P-1215 beschichtet. Per optischer Lithographie wird die ganze Probe bis auf 3 μm breite Streifen im Abstand von 300 μm belichtet. Mit dem

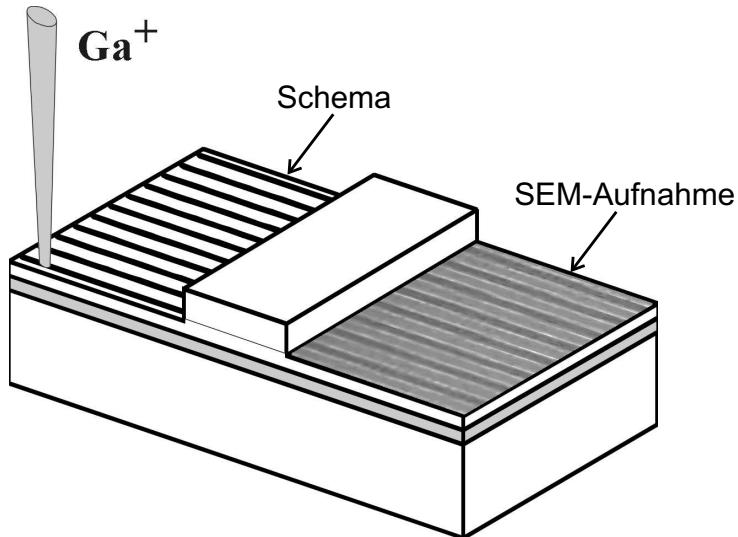


Abbildung 3.15: Schema der Ga-Ionen-Implantation [Kai05].

Entwickler ma-D-331 werden die belichten Gebiete herausgelöst. Anschließend wird eine Maske aus 100 nm Nickel und 70 nm Titan in der Elektronenstrahlverdampfungsanlage aufgebracht. Nach einem Lift-off-Schritt in Methylpyrrolidon (bei 80 °C für 2 Minuten im Ultraschallbad) bleibt nur noch eine Metallmaske für die Laserstreifen stehen.

Per ECR-RIE (Chlor-Argon-Gemisch im Verhältnis 3:17) wird nur die 150 nm tiefe InGaAs-Kontaktschicht abgetragen, da sie sich nicht nasschemisch ätzen lässt. Die dann frei liegende InP-Schicht wird mit einem Gemisch aus Salz- und Phosphorsäure ($\text{HCl}:\text{H}_3\text{PO}_4 = 1:4$) geätzt. Die Ätztiefe wird durch die InGaAsP-Schicht kontrolliert: Die Säure kann dieses quaternäre Material nur mit einer sehr niedrigen Ätzrate angreifen. Ein Unterätzen der Ti/Ni-Maske findet nicht statt, da die Stege in [110]-Richtung orientiert sind und das Säuregemisch entlang dieser Kristallrichtung anisotrop ätzt.

Herstellung der DFB-Gitter Mit der fokussierten Ionenstrahlanlage E-100 von EIKO werden Galliumionen mit insgesamt 100 keV beschleunigt. Die Fokussierung des Ionenstrahls und die Belichtung einzelner Schreibfelder funktioniert ähnlich wie in der Elektronenstrahlolithographie anlage; das E-100-System ist ausführlich in [Kie94, Saw91, Kin98] beschrieben. Galliumströme zwischen 8 pA und 12 pA werden als Gitter implantiert. Dazu werden 15 μm lange Streifen mit einer Liniendosis von $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ im Abstand der gewünschten Gitterperiode quer über die Stege geschrieben (siehe Abb. 3.15). Die Periode wurde für verschiedene Laser von 225 nm bis 232 nm variiert. In der InP-Schicht kommt es durch die von der hohen Ionendosis verursachten Gitterdefekte zu einer starken

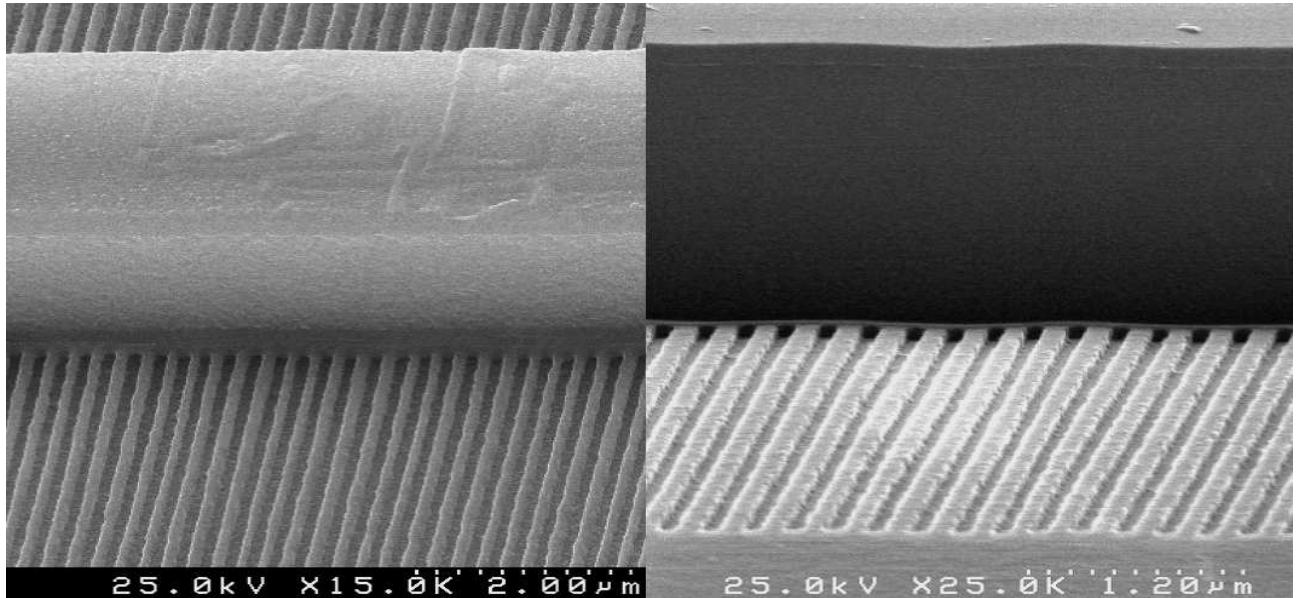


Abbildung 3.16: Elektronenmikroskopische Aufnahmen der implantierten und geätzten lateralen Rückkopplungsgitter.

Schädigung der Kristallstruktur und sogar zur Amorphisierung des Materials.

Durch ein kurzes Trockenätzen in der ECR-RIE-Anlage wird die obere Ätz-Stopp-Schicht entfernt; dann können die durch das Gallium-Bombardement beschädigten Bereiche im InP-Spacer nasschemisch herausgelöst werden. Dazu wird in 80 °C heißer Flusssäure im Ultraschallbad bei 100% US-Leistung 10 Minuten lang geätzt. Die Flusssäure ätzt bei richtiger Wahl der Ionendosis sehr selektiv [Kön99], so dass Gitter mit senkrechten Flanken entstehen. In vertikaler Richtung wird die Säure durch die nächste InGaAsP-Schicht gestoppt. Abbildung 3.16 zeigt eine SEM-Aufnahme von Steg und geätztem Gitter.

Einige Gallium-Ionen dringen tief in den Halbleiter ein und beschädigen auch die aktive Zone. Durch einminütiges Aufheizen bei 700 °C werden die Gitterfehler in den beschädigten Bereichen ausgeheilt und im aktiven Material kommt es zur *Quantenfilmdurchmischung* (s.u.).

Planarisierung, Kontaktierung, Spalten und Verspiegeln Wie bei den anderen Lasern auch wird BCB aufgeschleudert und wieder verascht. (Die Ti/Ni-Maske wurde schon durch die Flusssäure abgelöst.) Es werden die gleichen Metalle als Kontakte aufgebracht, und die Probe wird auf 150 μ m abgedünnt. Nach dem Spalten werden einige Barren mit $\lambda/4$ -Schichten verspiegelt.

Ein Querschnitt der fertigen Laserstruktur ist schematisch in Abbildung 3.17 dargestellt.

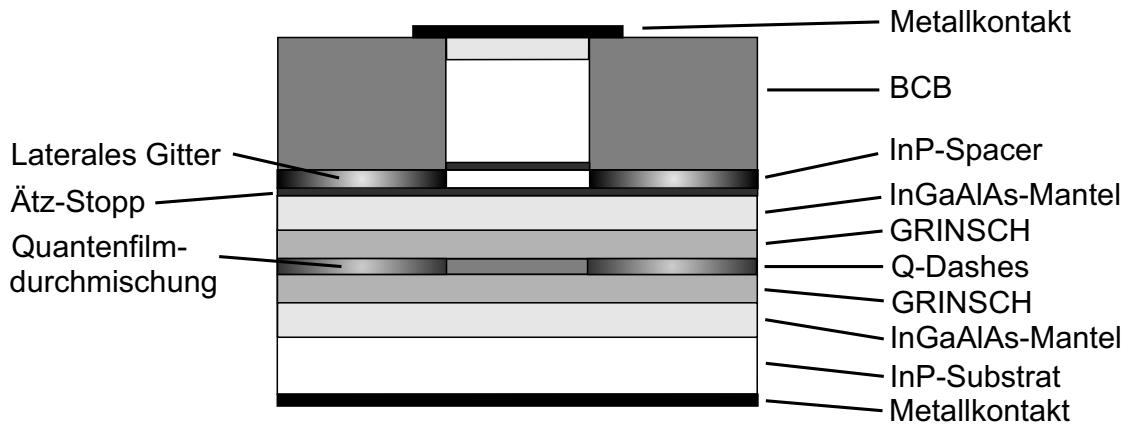


Abbildung 3.17: Schematischer vertikaler Schnitt durch die fertige Laserprobe.

3.4.2 Implantationsinduzierte Quantenfilmdurchmischung

Bei der Implantation mit fokussiertem Ionenstrahl kommt es zum *Channeling*-Effekt: In vertikaler Richtung ist die Kristallstruktur der Halbleiter so angeordnet, dass die Ga-Ionen durch Kanäle tief eindringen können [Mue95]. Es kommt dort selten zu Stößen, durch die die Ionen einen Teil ihrer kinetischen Energie verlieren würden. Auch in der aktiven Schicht werden viele Gitterdefekte verursacht, die in longitudinaler Richtung mit der Gitterperiode modulieren. Der Bereich der aktiven Schicht unter dem Steg ist durch die Metallmaske vor eindringenden Ionen geschützt.

Durch den thermischen Ausheilschritt (*rapid thermal annealing*, RTA) kommt es zur Diffusion der Atome. Sie ordnen sich wieder in einer regelmäßigen Gitterstruktur an, und die Gitterfehler werden stark reduziert. Durch die Schädigung haben sich aber die Atome der AlAs-Quantendashes mit denen der InGaAlAs-Barrieren vermischt. Dies führt zu einem kontinuierlichen Verlauf der Bandkantenenergien und zu einer Vergrößerung der Energielücke in den durchmischten Bereichen (siehe Abb. 3.18) [Kön98].

Die Bandlücke ist dann gegenläufig zum Brechungsindex moduliert (siehe auch Abb. 2.15). Die longitudinal durch die Kavität laufenden Lichtmoden erfahren also gleichzeitig eine Änderung von Verstärkung und Brechungsindex, und es kommt zur komplexen Kopplung.

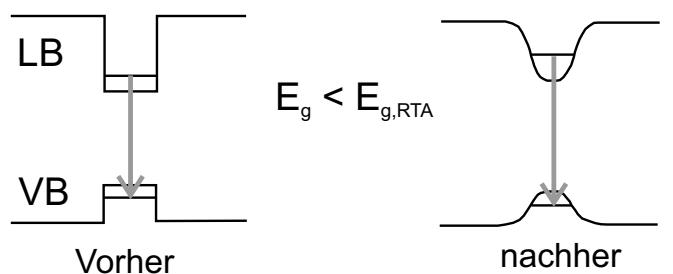


Abbildung 3.18: Schematischer Verlauf der Quantendashes. Durch die Durchmischung mit den Barrieren wird die Energielücke angehoben [Kai03].

4 Statische Charakterisierung der Laser

In diesem Kapitel werden die Messungen im Dauerstrich-Betrieb (*continuous wave*, CW) beschrieben, in dem die Laser kontinuierlich mit Strom versorgt werden. An einem Messplatz können so Lichtleistung und Spannung gemessen werden, an einem anderen wird das Spektrum aufgenommen. Neben dem Strom lässt sich noch die Temperatur der Laser einstellen.

Die Eigenschaften der Laser mit lateralen Gittern sind in [Kai05] veröffentlicht.

4.1 Aufbau der Lasermessplätze

Abbildung 4.1 zeigt schematisch den Aufbau zur Messung von Lichtleistungskennlinien. Ein Laserbarren wird mit der Substratseite auf einen Probentisch aus vergoldetem Messing gelegt und per Vakuumansaugung fixiert. Die Temperatur des Tisches ist durch ein Peltierelement regelbar. Auf der p-Seite des Barrens wird ein Laser zur Messung ausgewählt, indem mit einer Tastspitze nur ein Kontaktpad kontaktiert wird. Ein Netzteil liefert den Pumpstrom I , der über ein Computerprogramm eingestellt wird und von 0 A bis zu einer festgelegten Stromstärke in einer bestimmten Anzahl von Schritten hochgeregelt wird.

Mit Mikrometerschrauben kann eine Objektivlinse auf einer Seite des Lasers so justiert werden, dass eine maximale Lichtleistung P auf eine InGaAs-Photodiode abgebildet wird. Diese reagiert empfindlich auf den Wellenlängenbereich um 1,55 μm . Um hohe Lichtleistungen zu messen, können Filter in den Strahlengang eingebaut werden. Die Photospannung der Diode wird vom Computer ausgelesen und in die entsprechende Lichtleistung umgewandelt.

Auch die am Laserbarren abfallende Spannung U wird in Abhängigkeit vom Strom gemessen, so dass also eine P - I - und eine U - I -Kennlinie ermittelt werden. Durch Fit an die Kennlinien kann ein Computerprogramm automatisch Effizienz, elektrischen Widerstand, Schwellenstrom und Einsatzspannung bestimmen.

Die Messung eines Spektrums ist mit einem ähnlichen Aufbau möglich (siehe Abb. 4.2). Dazu liegt der Laser auf demselben Probentisch auf wie bei der Messung der Lichtleistung. Das

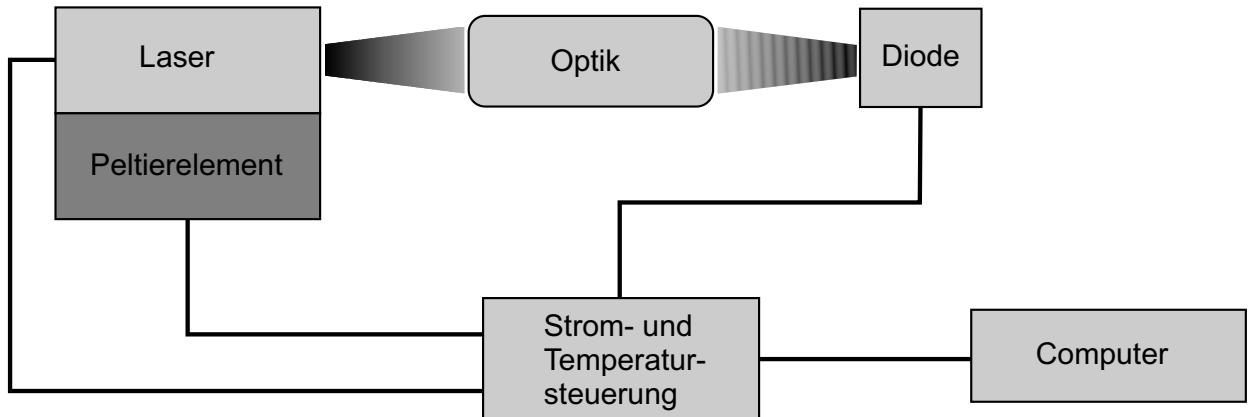


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau zur Messung von P - I - und U - I -Kennlinien.

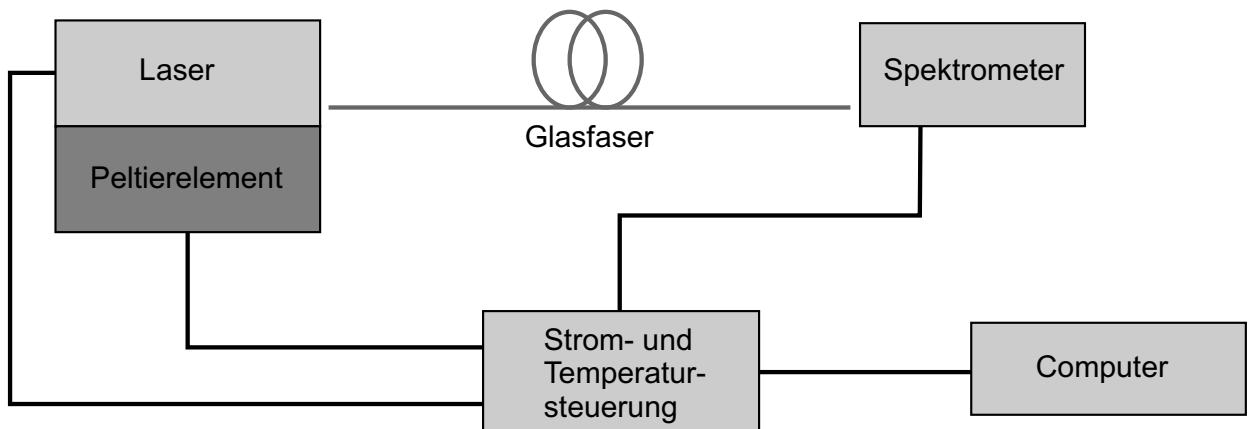


Abbildung 4.2: Schematischer Messaufbau zur Aufnahme von Spektren.

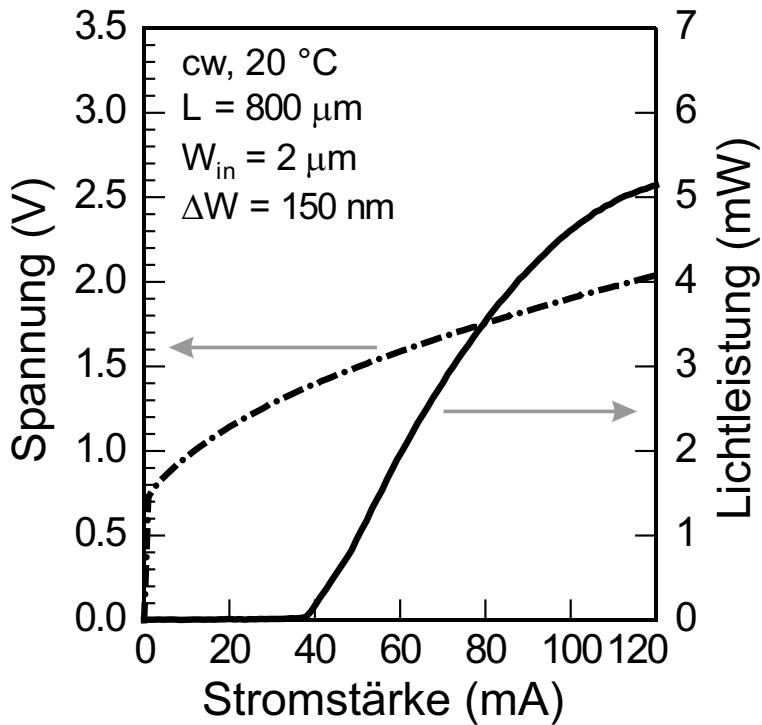


Abbildung 4.3: Lichtleistungs- und Strom-Spannungskennlinie eines DFB-Lasers mit tief geätzten vertikalen Gittern.

Licht wird aber nicht durch eine Optik fokussiert, sondern direkt in eine Glasfaser eingekoppelt, die auch durch Mikrometerschrauben auf maximale Intensität einjustiert wird. Der Abstand zwischen Laserfacette und Faserende beträgt dann etwa $100 \mu\text{m}$. Durch diese kurze Entfernung kann es zu unerwünschten Nebeneffekten kommen, wenn ein Teil des Laserlichts von der Glasfaser reflektiert und auch wieder in die Laserkavität eingekoppelt wird. Der Luftspalt zwischen Facette und Faser stellt dann einen zweiten Resonator da.

Die Glasfaser führt das Licht direkt in ein Spektrometer mit Doppelmonochromator. Per Computer werden Parameter wie der Wellenlängenbereich der Messung, die Spaltöffnung und Anzahl der Messpunkte vorgegeben und die Messdaten ausgelesen.

4.2 Kenndaten der Laser mit tief geätzten vertikalen Gittern

Eine typische Lichtleistungs- und Spannungskennlinie ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Der DFB-Laser hat eine Kavitätslänge von $0,8 \text{ mm}$ und ist $2 \mu\text{m}$ breit. Das Gitter 1. Ordnung hat eine laterale Breite von $\Delta W = 150 \text{ nm}$, eine Gitterperiode von $\Lambda = 236 \text{ nm}$ und emittiert monomo-

dig bei einer Wellenlänge von 1517 nm. Die Kennlinien wurden bei 20 °C aufgenommen. Die Lichtleistung bezieht sich nur auf die eine gemessene Facette.

Der Schwellenstrom des Lasers beträgt 38 mA. Mit höherer Stromstärke steigt die Lichtleistung mit einer Effizienz von 0,09 W/A linear an. Bei hohem Strom kommt es zum *thermal roll-over*-Effekt: Das Bauteil heizt sich auf, die Leistungskennlinie flacht ab, und schließlich bricht die Emission zusammen.

Die gestrichelte Kurve in Abb. 4.3 zeigt den Strom-Spannungsverlauf des pn-Übergangs im Laser. Die Einsatzspannung U_0 liegt bei 1,1 V. U_0 ist durch den Schnittpunkt einer an die $I-U$ -Kennlinie angepassten Geraden mit der Spannungsachse gegeben. Die eigentliche Einsatzspannung, bei der der Stromfluss einsetzt, liegt bei etwa 0,8 V und entspricht der Bandlückenenergie der Quantendashes. Die Differenz zu U_0 wird verursacht durch das Abweichen der Kennlinie von einer Geraden, besonders bei Stromstärken unterhalb der Schwelle. Diese Abweichung entsteht durch einen Serienwiderstand R_S an den Kontakten, der zusätzlich für eine endliche Steigung der Kennlinie sorgt. Für eine idealisierte gerade Kennlinie gilt:

$$U(I) = U_d + IR_S \quad (4.1)$$

Dabei ist U_d die Diodenspannung. Die Steigung R_S beträgt 8 Ω und verursacht eine thermische Belastung des Lasers.

Spektrum

Abbildung 4.4 zeigt das Spektrum eines Lasers mit einem Gitter 2. Ordnung ($\Lambda = 240$ nm). Der Laser hat die höchste gemessene Seitenmodenunterdrückung von 48 dB, die die für Telekommunikationsanwendungen meist geforderten 30 dB weit übertrifft. Die hohe Unterdrückung wird durch eine gute Kopplung durch schmale Stege ($W_{in} = 2 \mu\text{m}$), ein breites Gitter ($\Delta W = 300 \text{ nm}$) und eine große Resonatorlänge ($L = 2 \text{ mm}$) erreicht.

Temperaturstabilität der Laser

Da ein Laser in praktischen Anwendungen nicht nur bei 20 °C betrieben wird, ist es wichtig zu wissen, wie sich die Emissionseigenschaften mit der Temperatur verändern. Die Veränderung der Lichtleistungskennlinien zeigt Abbildung 4.5. Wie bei der strombedingten Temperaturerhöhung des *thermal roll-over*-Effekts kommt es auch bei der direkten Erhöhung der Betriebstemperatur zu einem Absinken der Lichtleistung. Außerdem erhöht sich der Schwellenstrom.

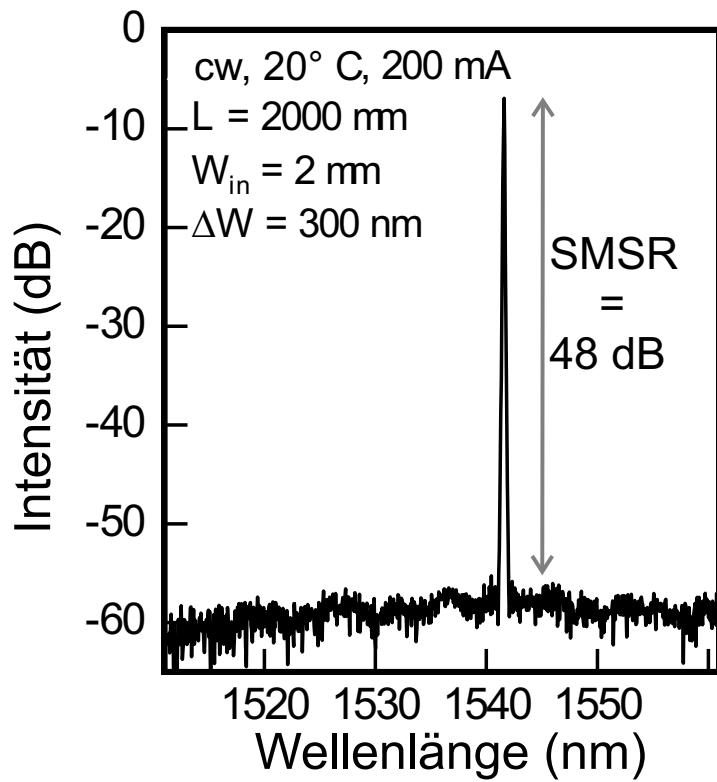


Abbildung 4.4: Spektrum eines 2 mm langen tief geätzten DFB-Lasers.

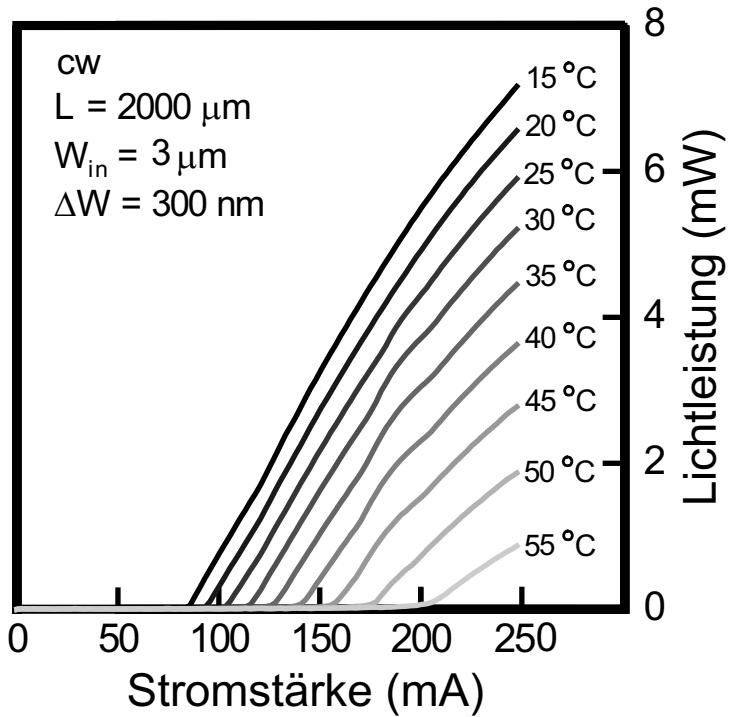


Abbildung 4.5: Temperaturabhängige Lichtleistungskennlinien eines tief geätzten DFB-Lasers.

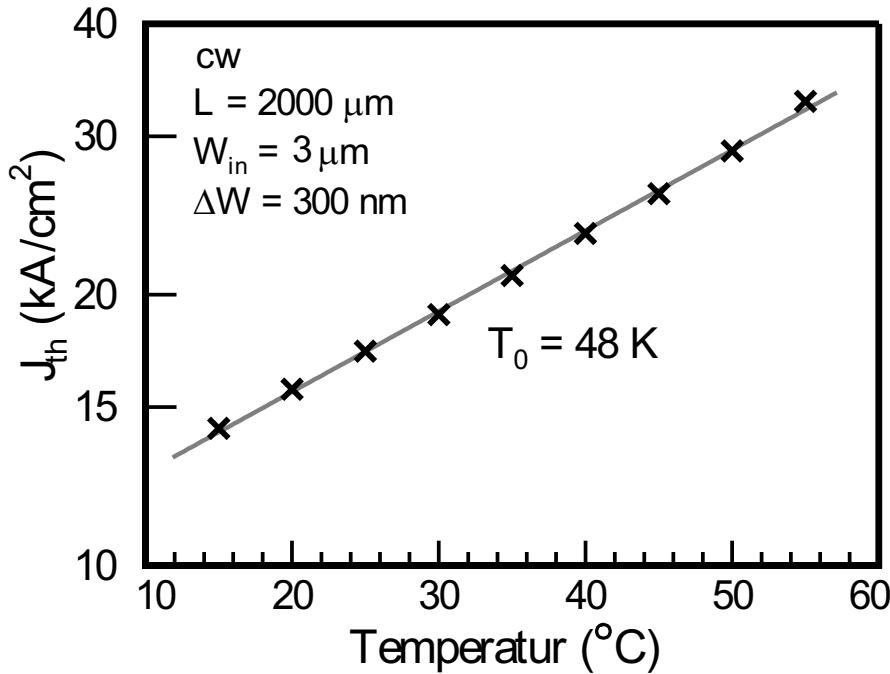


Abbildung 4.6: Temperaturrentwicklung der Schwellenstromdichte.

Bei einer hohen Temperatur steigt der Widerstand, den die Ladungsträger auf dem Weg zur aktiven Zone überwinden müssen. Sind sie dort angekommen, können sie durch ihre höhere kinetische Energie die Potentialwälle der Quantendashes leicht überwinden, die aktive Schicht also wieder verlassen. Damit stehen weniger Ladungsträger zur Rekombination zur Verfügung, der Wirkungsgrad sinkt, und die Leistung nimmt ab. Zusätzlich steigt mit der Temperatur die Wahrscheinlichkeit von nichtstrahlenden Auger-Rekombinationen exponentiell an. Bei Auger-Prozessen kann Energie auf weitere Ladungsträger übertragen werden, die damit noch leichter die Quantendashes wieder verlassen können.

Die Erhöhung der Schwellenstromdichte J_{th} , also des Schwellenstroms pro Querschnittsfläche (Stegbreite \times Länge), ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Sie wird durch eine Temperaturabhängigkeit der internen Absorption α_i und der Materialverstärkung g_0 bestimmt. Diese beiden Faktoren dominieren, da die Schwellenstromdichte exponentiell von α_i und von g_0^{-1} abhängt. Die interne Absorption steigt linear mit der Temperatur an, da sich die Ladungsträgerdichte erhöht; die Materialverstärkung verhält sich invers proportional zu einer Temperaturerhöhung, da die Ladungsträger über einen größeren energetischen Bereich verteilt werden.

Das Verhalten von J_{th} kann empirisch durch die Einführung der charakteristischen Temperatur T_0 beschrieben werden [Ebe89]:

$$J_{th} = J_{th0} \exp \left(\frac{T}{T_0} \right) \quad (4.2)$$

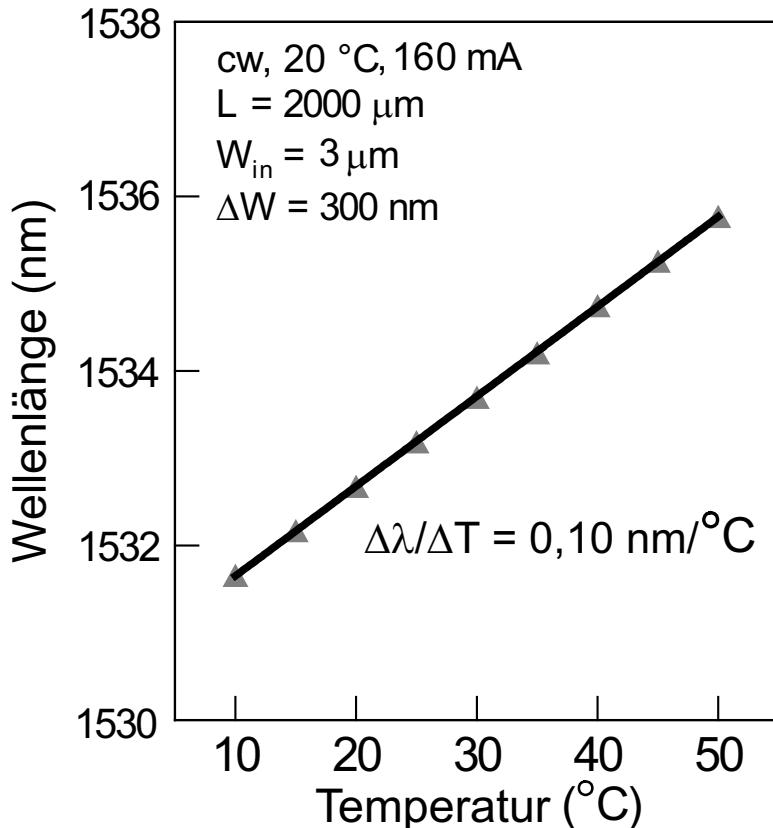


Abbildung 4.7: Wellenlänge der DFB-Mode in Abhängigkeit von der Temperatur.

Je größer T_0 ist, desto geringer ist also die Temperaturabhängigkeit der Schwelle. Das gemessene T_0 von 48 K unterscheidet sich von der charakteristischen Temperatur eines Mesa-Stripe-Lasers gleicher Ausmaße ohne Gitter, da die anschwingende Mode nicht durch das Verstärkungsspektrum bestimmt wird sondern von der Periode des DFB-Gitters. Außerdem ist die Temperatur im Laser durch ständigen Stromfluss im CW-Betrieb gegenüber dem Peltierelement erheblich erhöht. Die aktive Schicht ist direkt mit BCB umgeben, durch das die Wärme nur schlecht abtransportiert werden kann. Im Vergleich dazu zeigt ein Breitstreifenlaser der gleichen Waferprobe, der nur durch Kontaktstreifen definiert ist, bei gepulstem Betrieb eine deutlich bessere charakteristische Temperatur von etwa 70 K.

Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge

Für denselben Laser wurden auch Spektren bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Abbildung 4.8 zeigt, wie die Wellenlänge der DFB-Mode sich dabei verschiebt. Die Verschiebung ist bei einem DFB-Laser im Vergleich zu einem Fabry-Perot-Laser drastisch reduziert, sie be-

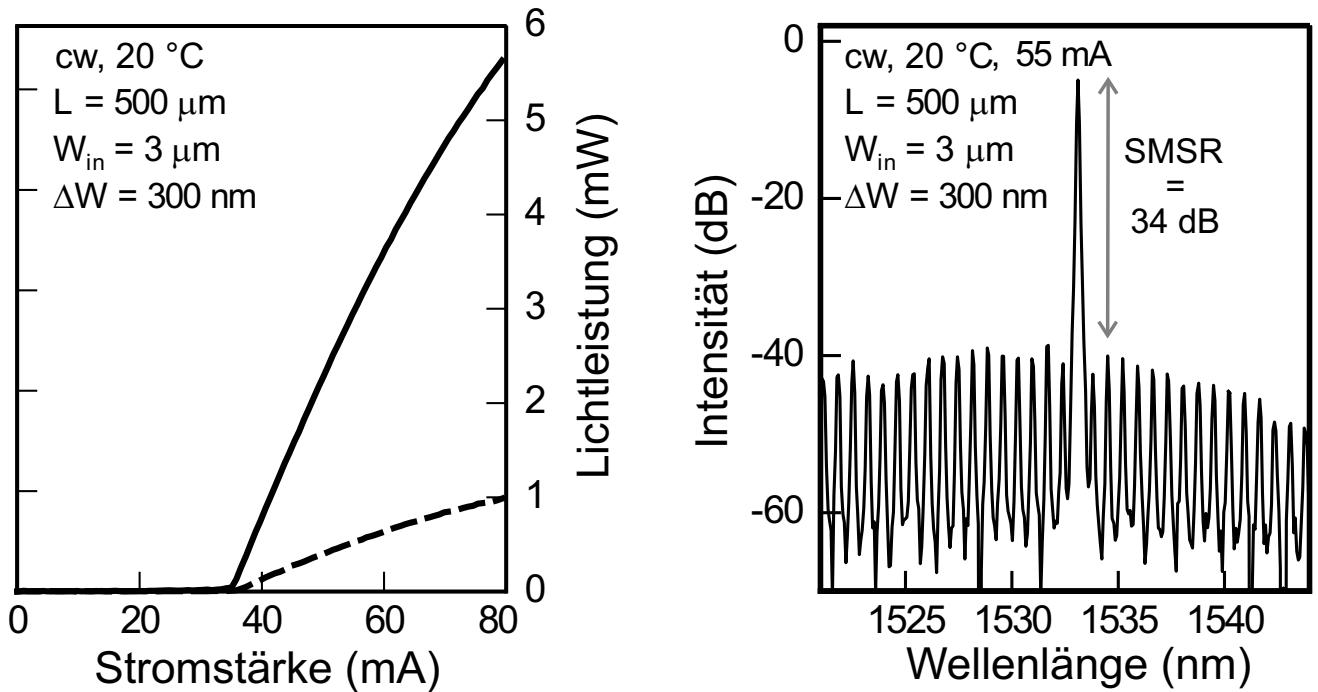


Abbildung 4.8: a) Lichtleistungskennlinien eines verspiegelten Lasers, aufgenommen auf der vorderen Seite (durchgezogene Linie) und der verspiegelten Rückseite (gestrichelt). b) Spektrum desselben Lasers.

trägt nur $\Delta\lambda/\Delta T = 0,10 \text{ nm/K}$. Da die Emissionswellenlänge durch die Gitterperiode genau festgelegt ist, wird sie ausschließlich durch die Änderung des effektiven Brechungsindex verschoben.

Verspiegelung

Einige kurze Laser wurden auf einer Seite verspiegelt. Abbildung 4.8 zeigt die Kennlinie und das Spektrum eines 500 μm langen Lasers. Durch die kurze Kavität sinkt der Schwellenstrom dieses 3 μm breiten Lasers auf 34 mA. Für einen nur 2 μm breiten Laser wurde ein Schwellenstrom von nur 24 mA gemessen. Die $\lambda/4$ -Schichten sorgen dafür, dass 85% des Lichts aus der Vorderseite ausgekoppelt werden und nur 15% aus der Rückseite. So kann trotz der kurzen Resonatorlänge noch eine Seitenmodenunterdrückung von 34 dB erreicht werden. Im Gegensatz zum Spektrum des 2 mm langen Lasers sind hier die einzelnen Fabry-Perot-Moden deutlich zu erkennen.

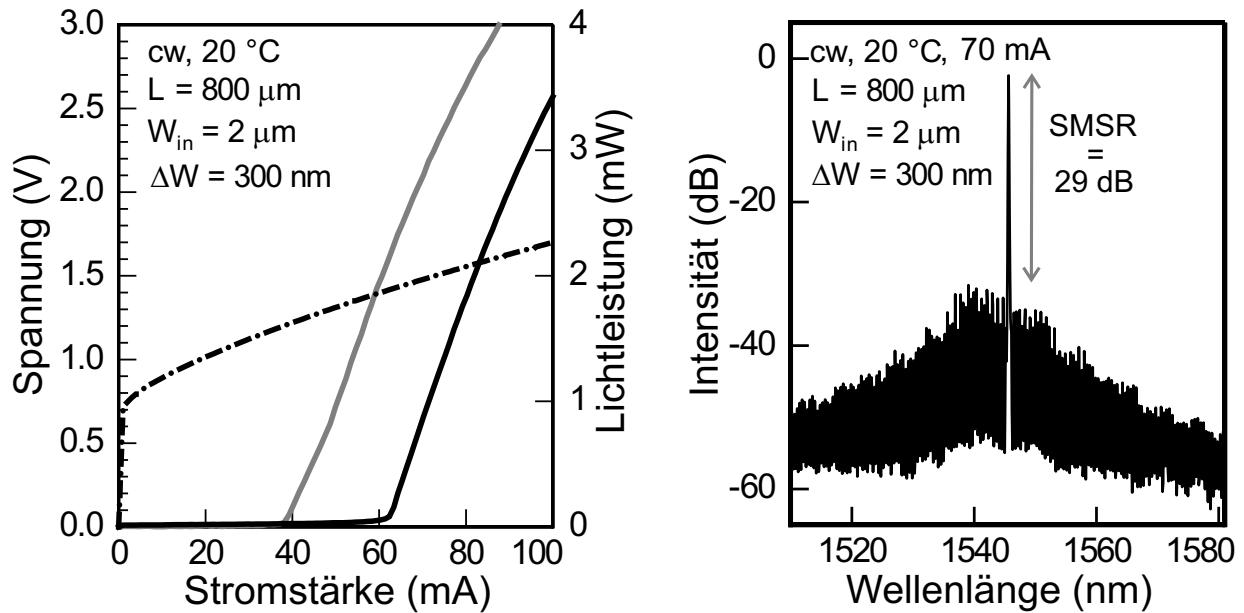


Abbildung 4.9: Kennlinien und Spektrum eines 0,8 mm langen G1647-DFB-Lasers mit nur durch die Mantelschichten geätzttem Gitter 3. Ordnung ($\Lambda = 3 \cdot 240 \text{ nm}$). Zum Vergleich ist die *P-I*-Kennlinie eines tief geätzten Lasers gleicher Dimensionen eingefügt (graue Kennlinie).

4.3 Kenndaten der Laser mit vertikal geätzten Gittern

Abbildung 4.9 zeigt das Spektrum eines mit der RIE-Anlage geätzten Lasers und vergleicht die Kennlinien der verschiedenen Laser: Der Schwellenstrom des 0,8 mm langen Lasers ist mit 62 mA um 24 mA größer als der eines Lasers gleicher Ausmaße mit tief geätztem Steg und Gitter. Das liegt daran, dass die Ladungsträger sich unterhalb des Stegs in lateraler Richtung ausbreiten können. Bei einem tief geätzten Laser ist der Strompfad stärker begrenzt und die Stromdichte in der aktiven Zone höher.

Die Steigung der *U-I*-Kennlinie ist unabhängig von der Ätztiefe und liegt bei 8Ω . Die Effizienz beträgt $0,10 \text{ W/A}$.

Die Kopplungsstärke ist wegen der Entfernung der Gitter von der aktiven Zone geringer. Dadurch sinkt die Anzahl der monomodig emittierenden Laser, und sie zeigen eine geringere Seitenmodenunterdrückung (bis 29 dB für 0,8 mm Resonatorlänge).

Die Laser zeigen auch eine Temperaturabhängigkeit der Wellenlängenverschiebung von $\Delta\lambda/\Delta T = 0,1 \text{ nm/K}$. Sie lassen sich maximal bis 55°C betreiben.

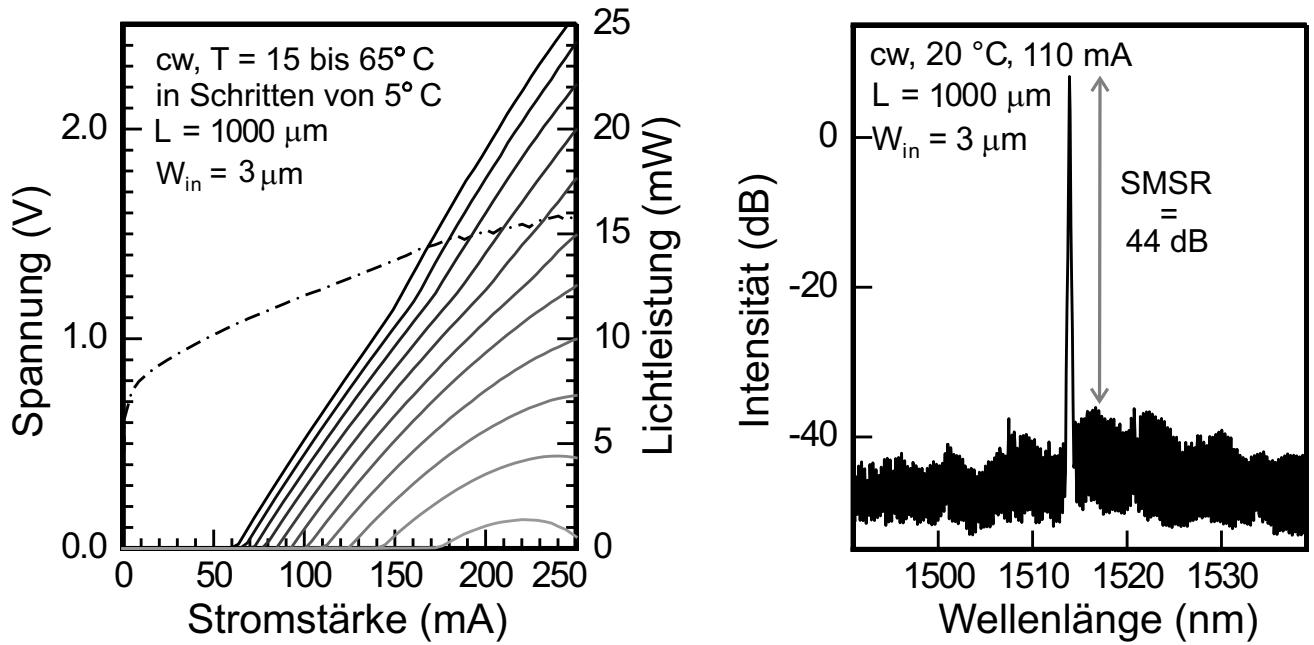


Abbildung 4.10: Kennlinien und Spektren eines 1 mm langen MG31-DFB-Lasers mit lateralem Rückkopplungsgitter und verspiegelter Rückfacette.

4.4 Kenndaten der Laser mit lateralen Gittern

Die Laser mit lateralen Rückkopplungsgittern emittieren Leistungen von über 30 mW; bei den Messungen muss deshalb ein Filter im Strahlengang die InGaAs-Photodiode vor Überlastung schützen. Der in Abbildung 4.10 gezeigte 1 mm lange und $3 \mu\text{m}$ breite DFB-Laser hat bei 20°C eine Effizienz von $0,13 \text{ W/A}$, die für höhere Temperaturen kaum abnimmt. Der Laser lässt sich bis 65°C betreiben, im gepulsten Betrieb sogar bis 100°C . Das zeigt, dass Wärme besser abgeleitet werden kann als bei den Lasern mit vertikal geätzten Gittern. Das die Wärme nur schlecht leitende BCB umhüllt die Stege schließlich nur in einer geringeren Tiefe. Der elektrische Widerstand beträgt $2,5 \Omega$ ($U_0 = 1,0 \text{ V}$).

Die Laser wurden ebenfalls mit $\lambda/4$ -Schichten verspiegelt und zeigen auch eine Lichtleistungsverteilung von 85% zu 15%.

Das Spektrum des 1 mm langen Lasers zeigt, dass trotz eines geringeren Indexanteils der Kopplung durch die zusätzlich Verstärkungskopplung eine insgesamt hohe Kopplungsstärke erreicht werden kann; die Seitenmodenunterdrückung beträgt 44 dB. Die temperaturabhängige Verschiebung der Wellenlänge der DFB-Mode unterscheidet sich nicht sehr von der der anderen Lasern, sie beträgt $0,11 \text{ nm/K}$.

4.5 Diskussion der Lasereigenschaften

Die Unterschiede in Schwellenstrom, Monomodigkeit und Seitenmodenunterdrückung der Laser mit vertikalen Gittern sind in Abschnitt 4.3 dargestellt. Eine Verbesserung der Eigenschaften der per reaktivem Ionenätzen prozessierten Laser ließe sich durch eine Änderung der Schichtstruktur des Wafers erreichen: Die oberen InGaAlAs-Schichten legen als Ätz-Stopp-Schichten die Gittertiefe fest und sorgen – auch in Abhängigkeit von ihrer Dicke – für die Wellenleitung. Durch die im Vergleich zur Waferprobe MG31 geringe InGaAlAs-Schichtdicke der Probe G1647 ist zwar eine ausreichende Indexkopplung möglich, ein optimales Verhältnis zwischen Kopplungsstärke und vertikaler Wellenführung ist aber noch nicht erreicht. Auch eine asymmetrische Schichtstruktur mit dicken aluminiumhaltigen Schichten unterhalb der aktiven Zone und dünnen Schichten oberhalb wäre möglich. Mit oberen InGaAsP- statt InGaAlAs-Schichten ließen sich Steg und Gitter mit dem CH₄/H₂-Verfahren zwar beliebig tief bis an die aktive Schicht heranätzen, die charakteristische Temperatur T_0 würde dadurch aber abnehmen.

Für das Ätzen von tiefen vertikalen Gitter ist der Schichtaufbau von nur geringer Bedeutung. Die per ECR-RIE geätzten Laser würden also von dickeren Wellenleitungsschichten profitieren. Die Kopplungsstärken beider vertikal geätzter Laser könnten erhöht werden durch eine Optimierung der Elektronenstrahllithographie und des Gitterdesigns, insbesondere der Tastverhältnisse.

Die besseren Eigenschaften der Laser mit implantierten Gittern sind auch hauptsächlich auf die andere Schichtstruktur der MG31-Waferprobe zurückzuführen: Diese ermöglicht einen deutlich kleineren Serienwiderstand, und durch die bessere Wellenführung wird eine höhere Effizienz erreicht (0,13 W/A im Vergleich zu 0,10 W/A bei den G1647-Lasern). Die veränderte Prozessierung ermöglicht vor allem einen Betrieb bei höheren Temperaturen (s. o.); die hohen Ausgangsleistungen von über 30 mW im CW-Betrieb werden durch die bessere Grundstruktur und die gute Wärmeableitung erreicht.

5 Hochfrequenzeigenschaften

Da die Laser in der Telekommunikation durch Modulation der Lichtintensität für höchste Datenübertragungsraten sorgen sollen, ist eine Bestimmung ihrer Hochfrequenzeigenschaften wichtig. Über die Messung des relativen Intensitätsrauschens lassen sich die intrinsischen Lasereigenschaften Resonanzfrequenz f_R , Dämpfung γ und Dämpfungsfaktorkoeffizient K bestimmen. Durch Messung der Kleinsignalantwort wird die tatsächliche Übertragungsbandbreite f_{3dB} ermittelt.

5.1 Aufbau der Messplätze

Die Aufbauten zur Messung des relativen Intensitätsrauschens und der Kleinsignalantwort ähneln den Messplätzen zur Bestimmung der statischen Lasereigenschaften. Der Laserbarren liegt mit dem n-Kontakt auf einem Peltierelement auf; die Temperatur wird per Computer geregelt. Die Kontaktstreifen werden mit einer Tastspitze kontaktiert, die sich gut für die Übertragung hoher Frequenzen bis 20 GHz eignet. Besonders bei der Kleinsignalmessung ist ein guter Kontakt wichtig, um parasitäre Kapazitäten zu vermeiden.

Bei der RIN-Messung (siehe Abb. 5.1) wird der Laser nur im CW-Modus betrieben. Das Licht wird in eine Singlemode-Glasfaser eingekoppelt. Diese *lensed fiber* ist am Ende linsenförmig geschliffen, um möglichst viel Licht einzufangen. Zusätzlich zu Mikrometerschrauben kann sie über ein Piezo-Positioniersystem genau vor den Laser justiert werden. Ein optischer Isolator verhindert Rückreflexionen vom Detektoreingang in den Laser.

Über einen Computer wird der konstante Pumpstrom eingestellt. Ein Lichtwellen-Signal-Analysator (HP 70004A) wandelt das Licht mit einer schnellen Photodiode (HP 70810B) in elektrische Signale um. Der erzeugte Photostrom wird von einem Mikrowellenspektrometer in seine Frequenzkomponenten zerlegt (von 100 kHz bis 22 GHz). Diese können dann vom Computer eingelesen werden.

Für die Kleinsignalmessung (siehe Abb. 5.2) wird dem durch den Laser fließenden Gleichstrom ein Hochfrequenzsignal mit einer Amplitude von 1,2 mA aufmoduliert. Die Frequenz wird dabei von einem optischen Komponentenanalysator (HP 8703A) vorgegeben, der auch die

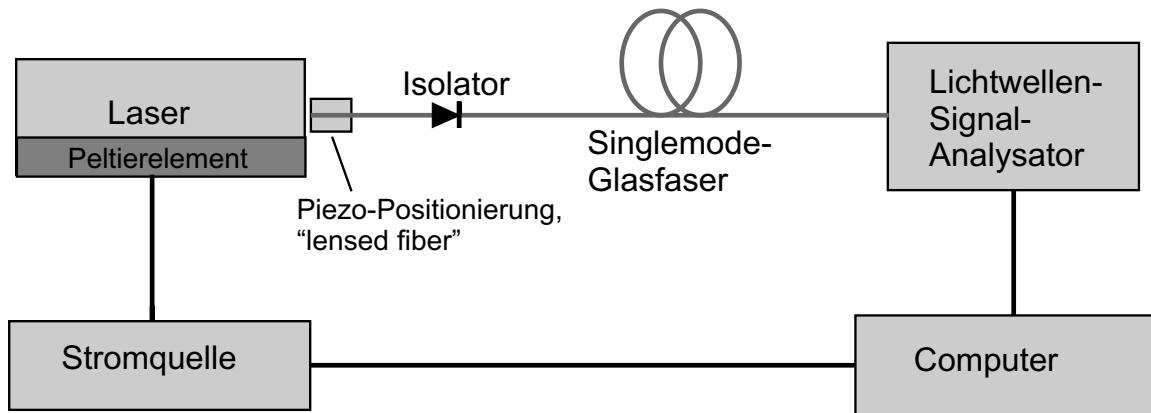


Abbildung 5.1: Schematischer Messaufbau für die Bestimmung des relativen Intensitätsrauschens.

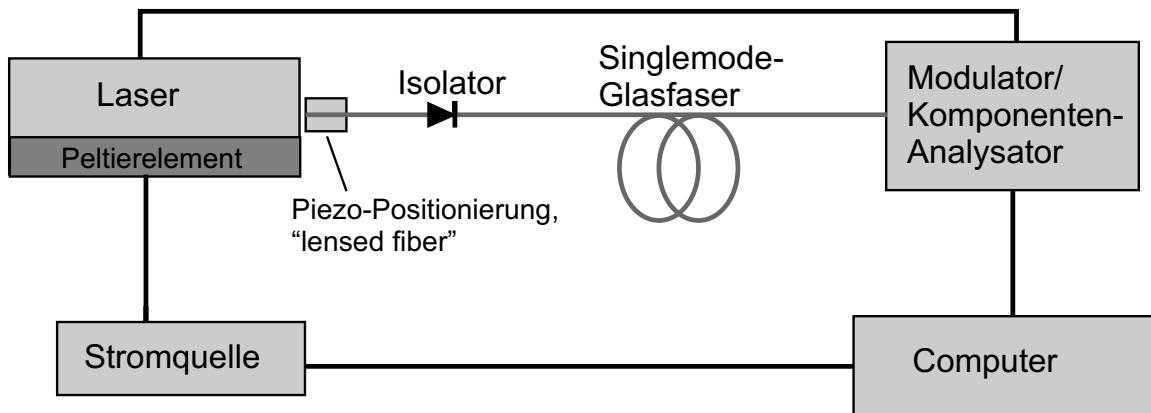


Abbildung 5.2: Schema des Aufbaus für eine Kleinsignalmessung.

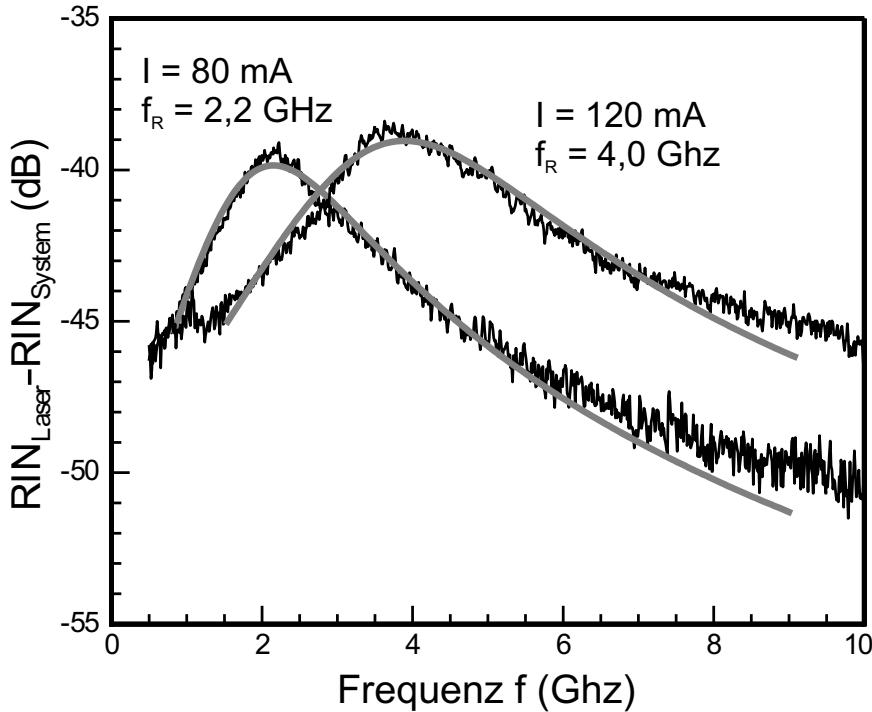


Abbildung 5.3: RIN-Spektren eines 0,8 mm langen DFB-Lasers mit tief geätztem Gitter für zwei Betriebsströme. Die Resonanzfrequenzen f_R sind aus den angepassten Kurven ermittelt.

Lichtsignale misst. Der Messbereich reicht bis 20 GHz.

Um eine gute Wärmeabfuhr zu erreichen, wird der Laser aufgebaut: Indium wird auf ein Kupferplättchen gestrichen, erhitzt, und der Laser wird aufgedrückt. Nach dem Abkühlen des Indiums bleibt er haften. Ein besserer elektrischer Kontakt wird durch das Bonden von Golddrähten an die Metall-Kontaktschicht möglich.

5.2 Relatives Intensitätsrauschen

Vor der eigentlichen Messung wurde ein Spektrum des Systemrauschen RIN_{System} aufgenommen. Rauschspektren der Laser wurden bei verschiedenen Betriebsströmen gemessen. Das Intensitätsrauschen ergibt sich dann aus der Differenz der beiden Messungen $RIN_{Laser} - RIN_{System}$ [Shi02]. Abbildung 5.3 zeigt zwei RIN-Spektren eines 0,8 mm langen Lasers mit tief geätztem Gitter ($W_{in} = 4 \mu\text{m}$, $\Delta W = 400 \text{ nm}$, 2. Ordnung). Die Resonanzfrequenz und die Dämpfung werden bestimmt, indem die folgende Funktion durch richtige Wahl der Parameter an die ge-

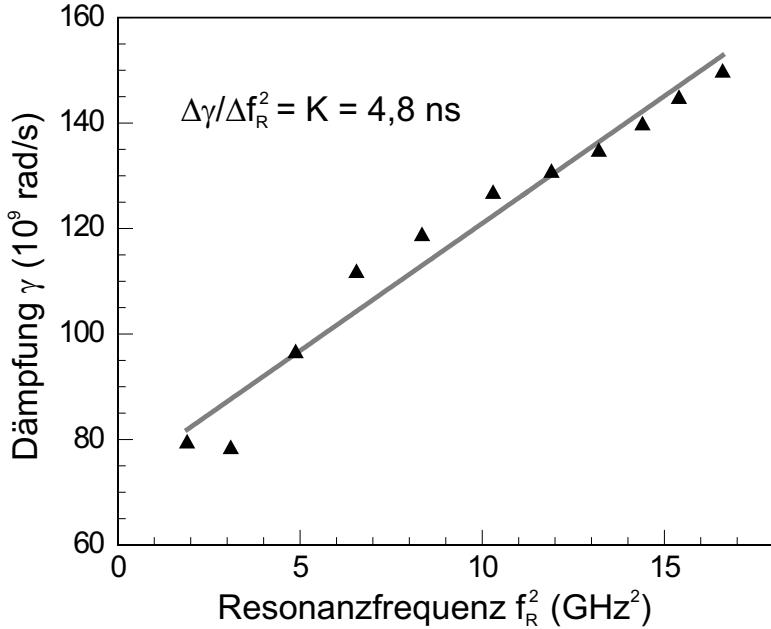


Abbildung 5.4: Abhängigkeit der Dämpfung von der Resonanzfrequenz. γ und f_R stammen aus der Anpassung von Gleichung 5.1 an die RIN-Spektren.

messenen Spektren angepasst wird [Tat92]:

$$\text{RIN} = \frac{A + B\omega^2}{(\omega^2 - \omega_r^2)^2 + \omega^2\gamma^2} \quad (5.1)$$

Dabei sind A und B leistungsabhängige Fitparameter, γ bezeichnet die Dämpfung in rad/s, und für die Resonanzfrequenz gilt $f_R = \omega_R/2\pi$. Für den abgebildeten Laser liegt f_R für die beiden Ströme von 80 mA und 120 mA bei 2,2 GHz bzw. 4,0 GHz. Die Dämpfung beträgt $9,7 \cdot 10^{10}$ rad/s bzw. $1,5 \cdot 10^{11}$ rad/s. Ein weiteres Maß für die Dämpfung ist der Gütefaktor oder Dämpfungsfaktorkoeffizient K . Er lässt sich bestimmen über [Col95]

$$\gamma = K f_R^2 + \text{const}, \quad (5.2)$$

also aus der Steigung der Geraden $\gamma(f_R^2)$ (siehe Abb. 5.4). K beträgt 4,8 ns. Für Quantendash-Strukturen sind so ein hoher Gütefaktor und eine hohe Dämpfung typisch. Sie begrenzen die maximale Bandbreite und werden durch die energetische Struktur der Quantendashes bestimmt bzw. durch die Rate, mit der Ladungsträger in die Dashes gelangen können [Rei05, Der04b]. Die Abschätzung der (maximalen) Modulationsbandbreite $f_{3dB(max)}$ aus der RIN-Messung ist nicht möglich, da die Abschätzungen $f_{3dB} \approx \sqrt{1 + \sqrt{2}} f_R$ und $f_{3db,max} \approx \sqrt{2}(2\pi/K)$ [Col95] wegen des großen Verhältnisses γ/ω_R nicht gültig sind.

Die Resonanzfrequenz steigt mit dem Strom I und der Lichtleistung P_0 an, und zwar linear mit $\sqrt{P_0}$. Die Gerade $f_R(\sqrt{P_0})$ ist in Abbildung 5.5 aufgetragen. Die Resonanzfrequenzen sind

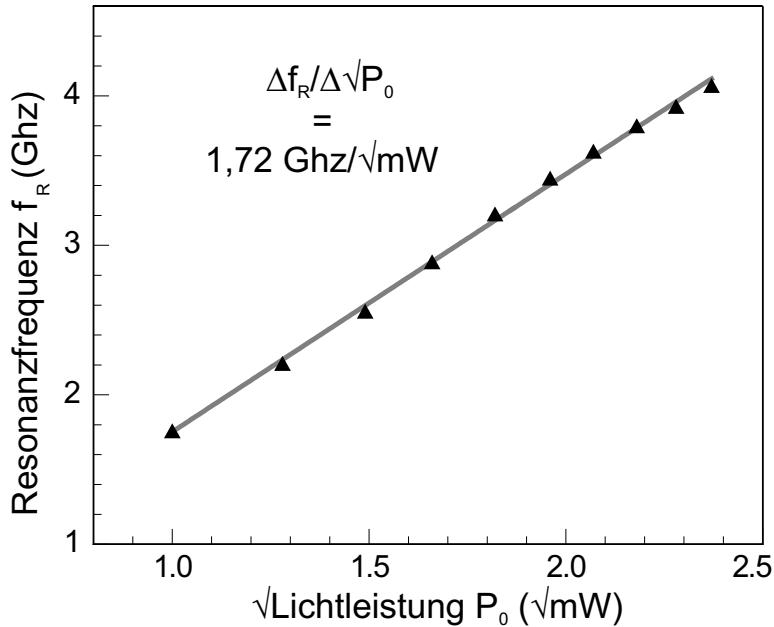


Abbildung 5.5: Zusammenhang zwischen Resonanzfrequenz f_R und Lichtleistung P_0 pro Facette.

dabei wieder aus dem Fit an die RIN-Spektren gewonnen, P_0 aus der Lichtleistungskennlinie. Die Steigung $\Delta f_R / \Delta \sqrt{P_0}$ der Geraden stellt eine weitere Hochfrequenzeigenschaft dar und sollte möglichst groß sein. Sie beträgt $1,72 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}}$; f_R steigt bis zur maximalen Frequenz von $4,0 \text{ GHz}$ an.

5.3 Kleinsignalverhalten

Durch RIN-Messungen werden nur die intrinsischen Hochfrequenzeigenschaften der Laser bestimmt. Bei der Modulation des Pumpstromes treten zusätzliche parasitäre Effekte durch Kapazitäten an den Kontakten auf, die die 3dB -Frequenz reduzieren. Eine Kleinsignalmessung ist also notwendig, um die tatsächlich erzielbare Modulationsbandbreite zu bestimmen.

Abbildung 5.6 zeigt die Kleinsignalantwort eines $0,5 \text{ mm}$ langen verspiegelten Lasers mit tief geätzten Gittern ($W_{in} = 2 \mu\text{m}$, $\Delta W = 150 \text{ nm}$, 1. Ordnung). Für die Ströme von 30 mA und 35 mA ist noch deutlich eine Resonanzüberhöhung zu erkennen. Wie bei der RIN-Messung nimmt die Dämpfung bei höheren Injektionsströmen zu, und es kommt zur Abflachung der Kurven (und zu Artefakten bei $\sim 1,3 \text{ GHz}$). Die Modulationsbandbreite f_{3dB} ist erreicht, wenn die Ausgangsleistung auf den halben Wert des nicht modulierten Signals abgefallen ist. Für einen Strom von 45 mA beträgt sie $5,5 \text{ GHz}$.

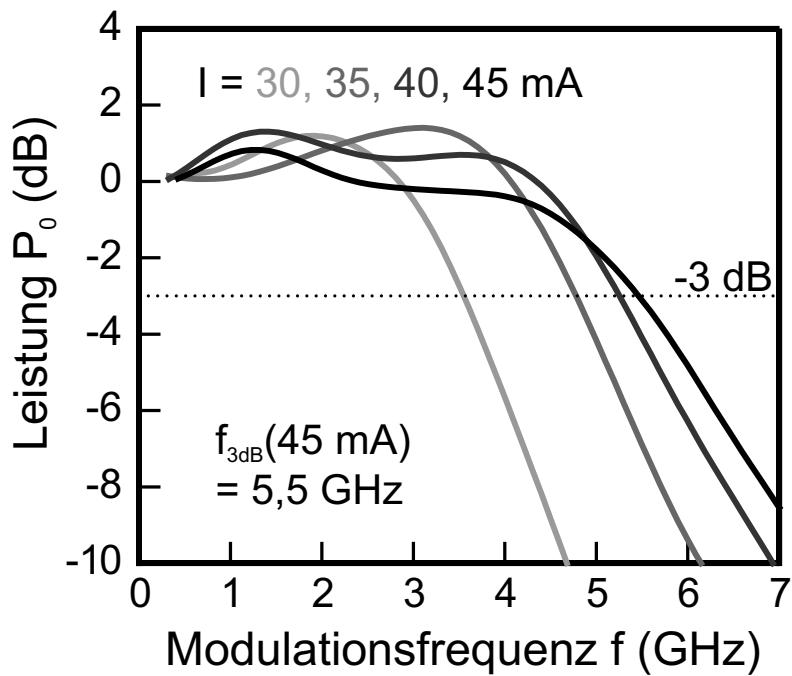


Abbildung 5.6: Ausgangsleistung eines DFB-Lasers bei verschiedenen Betriebsströmen unter Kleinsignalmodulation bei 15 °C. Der Laser ist 0,5 mm lang und rückseitig HR-verspiegelt, das Gitter ist tief geätzt. Die -3dB-Linie markiert die maximalen Modulationsbandbreiten.

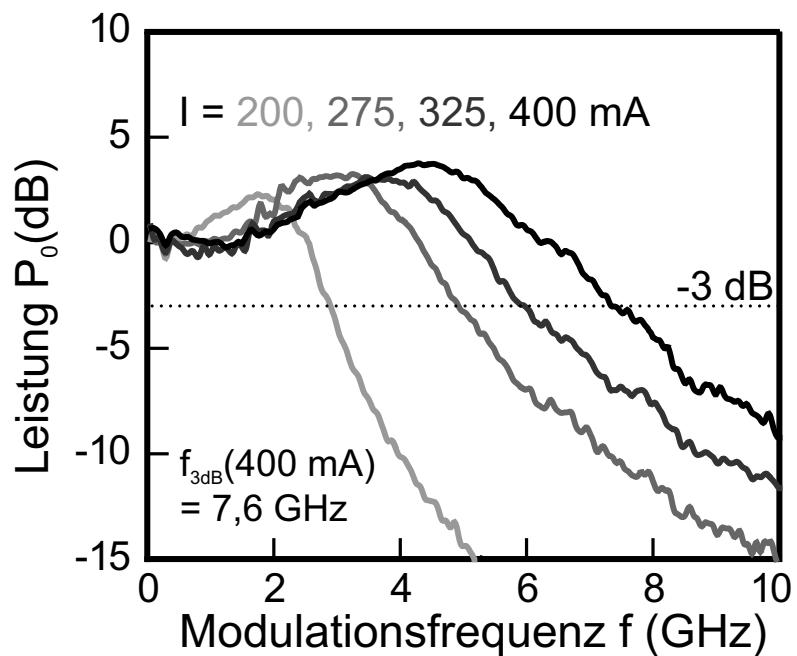


Abbildung 5.7: Kleinsignalverhalten eines 1 mm langen, HR-verspiegelten Lasers mit lateralem Gitter. Gemessen wurde im gepulstem Betrieb.

Das Kleinsignalverhalten der Laser mit lateralem Gittern wurde im Israel Institute of Technology, Technion, gemessen (und wie auch die statischen Eigenschaften in [Kai05] veröffentlicht). Abbildung 5.7 zeigt das Kleinsignalverhalten eines 1 mm langen Lasers. Die Messung erfolgte im gepulstem Betrieb (Pulse von $10 \mu\text{s}$, Arbeitszyklus von 5%). Für einen Strom von 400 mA wird eine maximale Modulationsbandbreite von 7,6 GHz erreicht. Bei dieser Stromstärke beträgt die Resonanzüberhöhung noch 4 dB, die Bandbreite ist also nicht durch eine starke Dämpfung limitiert. Im CW-Betrieb lassen sich wegen der Aufheizung des Laser nur Bandbreiten bis etwa 4 GHz erzielen.

5.4 Vergleich der Hochfrequenzeigenschaften

Die Rausch- und Kleinsignaleigenschaften der in der RIE-Anlage geätzten RWG-Laser konnten nicht zuverlässig gemessen werden, da zu wenige Laser monomodig emittieren. Um die Ausbeute dieser Laser zu erhöhen, wäre eine Optimierung der Kopplung über die Gitterstruktur (Tastverhältnis, Periode) oder über das Schichtwachstum nötig.

Die beiden auf Seite 64 gezeigten Laser mit tief geätztem vertikalem bzw. lateralem Gitter sind auf gleiche Weise aufgebaut und verspiegelt, neben der Grundstruktur unterscheiden sie sich durch ihre Resonatorlänge und Stegbreite ($L = 1000 \mu\text{m}$, $W_{in} = 2 \mu\text{m}$ für den tief geätzten Mesastreifenlaser; $L = 500 \mu\text{m}$, $W_{in} = 3 \mu\text{m}$ für den RWG-Laser mit ionenimplantiertem Gitter). Der Mesastreifenlaser erreicht die maximale Bandbreite von 5,5 GHz schon bei einem Strom von 45 mA, während die 3 dB-Frequenz des Stegwellenleiterlasers erst bei 400 mA (bzw. bei 160 mA im CW-Betrieb) ihr Maximum erreicht. Die hohe Frequenz bei niedrigem Strom des G1647-Lasers wird durch seine im Vergleich nur halb so lange Resonatorlänge und seinen schmalen Steg erreicht. Diese Eigenschaft wird außerdem durch die Strompfadbegrenzung durch die tief geätzte Struktur unterstützt, die aber durch die schlechte Wärmeableitung einen Betrieb bei hohen Temperaturen ausschließt.

An der Messung des Lasers mit der MG31-Waferstruktur wird deutlich, dass die maximale Bandbreite im Dauerstrichbetrieb selbst bei bester Wärmeableitung nicht die im gepulsten Betrieb gemessenen 7,6 GHz übertreffen kann.

Die Hochfrequenzeigenschaften des Mesastreifenlasers ließen sich durch eine Optimierung der Gitterstruktur verbessern: Breitere Wellenleiterschichten würden zu einem größeren Confinement-Faktor und damit zu einer höheren Photonendichte und einer höheren Bandbreite führen.

6 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Herstellung von InP-Quantendash-DFB-Lasern mit einer Wellenlänge um $1,55 \mu\text{m}$ für Telekommunikationsanwendungen. Dabei lag der Schwerpunkt auf der Strukturierung der Rückkopplungsgitter, die eine monomodige Emission ermöglichen.

Laterale Gitter wurden per fokussierter Ionenstrahllithographie hergestellt. Durch implantationsunterstütztes nasschemisches Ätzen kommt es zu einer Indexkopplung, durch die implantationsinduzierte Durchmischung der Quantendashes zu einer Modulation der Verstärkung. Insgesamt gibt es damit eine komplexe Kopplung.

Eine reine Indexkopplung durch vertikal geätzte Gitter wurde mit zwei unterschiedlichen Trockenätzverfahren erreicht. Dabei wurde die Streifenbreite jeweils von $2 \mu\text{m}$ bis $4 \mu\text{m}$ variiert; es wurden Gitter 1., 2. und 3. Ordnung mit lateralen Breiten von 150 nm bis 500 nm (je Seite) prozessiert.

Die Stege und Gitter von Ridge-Waveguide-Lasern wurden in einer Anlage für reaktives Ionenätzen mit den Ätzgasen Methan und Wasserstoff und Titan als Ätzmaske hergestellt. Zyklisch wurde der Ätzprozess durch Sauerstoff-Veraschungsschritte unterbrochen, um durch das Methan hervorgerufene Polymerablagerungen von der Waferprobe zu entfernen. Auf diese Weise wurde nur durch die oberen Mantelschichten geätzt.

In einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-RIE-Anlage wurden tief geätzte Mesa-Stripe-Laser prozessiert. Dazu wurde mit einem Ätzgasgemisch aus Argon und Wasserstoff und Siliziumdioxid als Ätzmaske bis unter die aktive Schicht geätzt.

Diese Laser zeigen Schwellenströme bis hinab zu 24 mA (für verspiegelte Laser mit $2 \mu\text{m}$ breitem Steg und $800 \mu\text{m}$ langem Resonator), eine Effizienz von 0,09 W/A und eine Seitenmodenunterdrückung bis 48 dB für 2 mm lange Kavitäten. Im Dauerstrichbetrieb lassen sich die Laser bis 55°C betrieben, die Wellenlänge verschiebt sich dabei mit dem für DFB-Laser typischen Wert von 0,10 nm/K. Die in der RIE-Anlage geätzten Laser unterscheiden sich von den tief geätzten durch eine schwächere Kopplung und dadurch kleinere Seitenmodenunterdrückung. Außerdem zeigen sie höhere Schwellenströme, da die Strompfadbegrenzung durch die geringe Ätztiefe reduziert ist.

Die Hochfrequenzmessungen ergaben eine für Quantendash-Stukturen typische hohe Dämp-

6 Zusammenfassung

fung. Die per Kleinsignalmodulation gemessene maximale Bandbreite eines tief geätzten Lasers liegt bei $f_{3dB} = 5,5$ GHz.

Der Schwellenstrom eines 1 mm langen und $3 \mu\text{m}$ breiten Lasers mit lateralem Gitter liegt bei 62 mA, die Lichtleistung nimmt mit 0,13 W/A zu. Er lässt sich im Dauerstrichbetrieb bis 65 °C betreiben. Durch die komplexe Kopplung wird eine Seitenmodenunterdrückung von 44 dB erreicht. Die Bandbreite liegt bei 4 GHz im CW-Betrieb und bei 7,6 GHz bei gepulster Kleinsignalmodulation.

A Schichtaufbau der Laserstrukturen

Schicht	Material	Dicke	Dotierung in (cm ⁻³)
untere Mantelschicht	InP-Substrat	350 μ m	
	InAlAs	300 nm	$n = 3 \cdot 10^{18}$
		100 nm	$n = 3 \cdot 10^{18} \rightarrow 8 \cdot 10^{17}$
	InGaAlAs	80 nm	$n = 8 \cdot 8^{17} \rightarrow 4 \cdot 10^{17}$
untere Wellenleitung	InGaAlAs-GRINSCH	50 nm	$n = 4 \cdot 10^{17}$
		50 nm	undotiert
aktive Zone	InGaAlAs-Barriere	10 nm	
	vier InAs Q-Dash Schichten drei 10 nm InGaAlAs-Barrieren	34 nm	
	InGaAlAs-Barriere	10 nm	
obere Wellenleitung	InGaAlAs-GRINSCH	50 nm	undotiert
		50 nm	$p = 1 \cdot 10^{17}$
obere Mantelschicht	InGaAlAs	80 nm	$p = 1 \cdot 10^{17} \rightarrow 2 \cdot 10^{17}$
	InGaAs	1 nm	$p = 8 \cdot 10^{17}$
obere Mantelschicht	InP-Trennschicht	10 nm	$p = 8 \cdot 10^{17}$
	InGaAsP-Ätz-Stopp	10 nm	$p = 8 \cdot 10^{17}$
	InP-Trennschicht	80 nm	$p = 8 \cdot 10^{17}$
	InGaAsP-Ätz-Stopp	10 nm	$p = 8 \cdot 10^{17}$
	InP	1650 nm	$p = 1 \cdot 10^{18} \rightarrow 5 \cdot 10^{18}$
Kontakt	InGaAs	150 nm	$p = 2 \cdot 10^{19}$

Tabelle A.1: Vertikaler Schichtaufbau des Wafers G1647 zur Herstellung von Lasern mit vertikalen Gittern. Ab der InP-Trennschicht wurde von der Firma Thales per Metallorganischer Gasphasenepitaxie überwachsen. Die darunter liegenden Schichten wurden in Würzburg mit einer Molekularstrahlepitaxieanlage gewachsen.

A Schichtaufbau der Laserstrukturen

Schicht	Material	Dicke	Dotierung in (cm ⁻³)
untere Mantelschicht	InP-Substrat	350 μ m	
	InGaAlAs	200 nm	$n = 1 \cdot 10^{18} \rightarrow 5 \cdot 10^{17}$
		200 nm	$n = 5 \cdot 10^{17} \rightarrow 2 \cdot 10^{17}$
untere Wellenleitung	InGaAlAs-GRINSCH	100 nm	$n = 2 \cdot 10^{17}$
		100 nm	undotiert
aktive Zone	InGaAlAs-Barriere	10 nm	
	vier InAs Q-Dash Schichten drei 25 nm InGaAlAs-Barrieren	80 nm	
	InGaAlAs-Barriere	10 nm	
obere Wellenleitung	InGaAlAs-GRINSCH	100 nm	undotiert
		100 nm	$p = 2 \cdot 10^{17}$
obere Mantelschicht	InGaAlAs	200 nm	$p = 2 \cdot 10^{17} \rightarrow 5 \cdot 10^{17}$
	InGaAs	2 nm	$p = 5 \cdot 10^{17}$
obere Mantelschicht	InP-Trennschicht	10 nm	$p = 8 \cdot 10^{17}$
	InGaAsP-Ätz-Stopp	10 nm	$p = 8 \cdot 10^{17}$
	InP-Trennschicht	80 nm	$p = 8 \cdot 10^{17}$
	InGaAsP-Ätz-Stopp	10 nm	$p = 8 \cdot 10^{17}$
	InP	1650 nm	$p = 1 \cdot 10^{18} \rightarrow 5 \cdot 10^{18}$
Kontakt	InGaAs	150 nm	$p = 2 \cdot 10^{19}$

Tabelle A.2: Vertikaler Schichtaufbau des Wafers MG31 zur Herstellung von Lasern mit lateralen Gittern. Ab der InP-Trennschicht wurde von der Firma Thales per Metallorganischer Gasphasenepitaxie überwachsen. Die darunter liegenden Schichten wurden in Würzburg mit einer Molekularstrahlepitaxieanlage gewachsen.

B Literaturverzeichnis

- [Agr95] AGRAVAL G.P., edt.: *Semiconductor Lasers: Past, Present and Future*. AIP Press, New York, 1995.
- [Asa98] ASAKAWA K., Yoshikawa T., Kohmoto S., Nambu Y., Sugimoto Y.: *Chlorine-Based Dry Etching of III/V Compound Semiconductors for Optoelectronic Application*. In: Japanese Journal of Applied Physics **37** (1998), Part 1, Nr. 6, S. 373–387.
- [Ash76] ASHCROFT N.W., Mermin N.D.: *Solid state physics*. Harcourt, Fort Worth, 1976.
- [Cas78] CASEY H.C., Panish M.B.: *Heterostructure Lasers, Part B: Materials and Operating Characteristics*. Academic Press, New York, 1978.
- [Col95] COLDREN L.A., Corzine S.W.: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. Wiley & Sons, New York, 1995.
- [Der04a] DERY H., Benisty E., Epstein A., Alizon R., Mikhelashvili V., Eisenstein G., Schwertberger R., Gold D., Reithmaier J.P., Forchel A. : *On the nature of quantum dash structures*. In: Journal of Applied Physics **95** (2004), Nr. 11, S. 6103–6111.
- [Der04b] DERY H., Eisenstein G.: *Self-Consistent Rate Equations of Self-Assembly Quantum Wire Lasers*. In: IEEE Journal of Quantum Electronics **40** (2004), Nr. 10, S. 1398–1409.
- [Ebe89] EBELING K.J.: *Integrierte Optoelektronik*. Springer, Berlin, 1989.
- [Feu97] FEURPRIER Y., Cardinaud Ch., Turban G.: *Influence of the gas mixture on the reactive ion etching of InP in CH₄-H₂ plasmas*. In: Journal of Vacuum Science & Technology B **15** (1997), Nr. 5, S. 1733–1740.
- [Gha96] GHAFOURI-SHIRAZ H., Lo B.S.K.: *Distributed feedback laser diodes: principles and physical modelling*. Wiley & Sons, Chichester, 1996.

- [Hal62] HALL R.N., Fenner, G.E., Kingsley J.D., Soltys T.J., Carlson R.O.: *Coherent light emission from GaAs junctions*. In: Physical Review Letters **9** (1962), Nr. 9, S. 366–368.
- [Hay89] HAYES T.R., Dreisbach M.A., Thomas P.M., Dautremont-Smith W.C., Heimbrook L.A.: *Reactive ion etching of InP using CH₄/H₂ mixtures: Mechanisms of etching and anisotropy*. In: Journal of Vacuum Science & Technology B **7** (1989), Nr. 5, S. 1130–1140.
- [Hof02] HOFMANN J.: *InGaAsP/InP-Halbleiterlaser mit tiefgeätzten Bragg-Spiegeln zur Miniaturisierung und Frequenzselektion*. Universität Würzburg, Dissertation, 2002.
- [Hol62] HOLONYAK N., Bevacqua S.F.: *Coherent (visible) light emission from Ga(As_{1-x}P_x) junctions*. In: Applied Physics Letters **1** (1962), Nr. 4, S. 82–83.
- [Iba95] IBACH H., Lüth H.: *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*. Springer, Berlin, 1995.
- [Kai03] KAISER W.: *InP-basierende Zwei-Sektions-DBR-Laser mit lateralem Rückkopp lungsgitter*. Diplomarbeit, Universität Würzburg, 2003.
- [Kai05] KAISER W., Mathwig K., Deubert S., Reithmaier J.P., Forchel A., Parillaud O., Krawkowski M., Hadass D., Mikhelashvili V., Eisenstein G.: *Static and dynamic properties of laterally coupled DFB lasers based on InAs/InP QDash structures*. In: Electronic Letters **14** (2005), Nr. 14, S. 808–810.
- [Kam98] KAMP M.: Simulationsprogramm *wave*. Universität Würzburg, 1998.
- [Kie94] KIESLICH A., Reithmaier J.P., Forchel A.: *Minimum feature size and ion beam profile for a focused ion beam system with post-objective lens retarding and acceleration mode*. In: Journal of Vacuum Science & Technology B **12** (1994), Nr. 6, S. 3518–3522.
- [Kim02] KIM H.-C., Kanjo H., Tamura S., Arai S.: *Distributd Reflector Lasers with First-Order Vertical Grating and Second-Order Bragg Reflectors*. In: Japanese Journal of Applied Physics **41** (2002), Part 1, Nr. 12, S. 7396–7397.
- [Kim03] KIM H.-C., Kanjo H., Hasegawa T., Tamura S., Arai S.: *1.5- μ m Wavelength Narrow Stripe Distributed Reflector Lasers for High-Performance Operation*. In: IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **9** (2003), Nr. 5, S. 1146–1152.

- [Kim04] KIM H.-C.: *A Study of GaInAsP/InP Single-Mode Lasers with Vertical Grating*. Research Center for Quantum Effect Electronics, Tokyo Institute of Technology, Dissertation, 2004.
- [Kin98] KINOKUNI M., Sawaragi H., Mimura R., Aihara R., Forchel A.: *Development of wide range energy focused ion beam lithography system*. In: Journal of Vacuum Science & Technology B **16** (1998), Nr. 4, S. 2484–2488.
- [Ko93] KO K.K., Pang S.W.: *Controllable layer-by-layer etching of III-V compound semiconductors with an electron cyclotron resonance source*. In: Journal of Vacuum Science & Technology B **11** (1993), Nr. 6, S. 2275–2279.
- [Kog72] KOGELNIK H., Shank C.V.: *Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers*. In: Journal of Applied Physics **43** (1972), Nr. 5, S. 2327–2335.
- [Kön98] KÖNIG H., Mais N., Höfling E., Reithmaier J.P., Forchel A., Müssig H., Brugger H.: *Focused ion beam implantation for opto- and microelectronic devices*. In: Journal of Vacuum Science & Technology B **16** (1998), Nr. 4, S. 2562–2566.
- [Kön99] KÖNIG H., Reithmaier J.P., Forchel A.: *Highly resolved maskless patterning on InP by focused ion beam enhanced wet chemical etching*. In: Japanese Journal of Applied Physics **38** (1999), Part 1, Nr. 10, S. 6142–6144.
- [Mad02] MADOU M.J.: *Fundamentals of Microfabrication: The Science of Miniaturization*. CRC Press, Boca Raton, 2002.
- [Mai60] MAIMAN T.H.: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. In: Nature **187** (1960), Nr. 4736, S. 493–494.
- [McN91] MCNABB J.W., Craighead H.G., Temkin H., Logan R.A.: *Anisotropic reactive ion etching of InP in methane/hydrogen based plasmas*. In: Journal of Vacuum Science & Technology B **9** (1991), Nr. 6, S. 3535–3537.
- [Mim96] MIMURA R., Kinokuni M., Sawaragi H., Aihara R.: *Development of a 100 keV electron beam nano lithography system*. In: Microelectronic Engineering **30** (1996), Nr. 1–4, S. 73–76.
- [Mue95] MUESSIG H., Hackbarth T., Brugger H., Orth A., Reithmaier J.P., Forchel A.: *A closed UHV focused ion beam patterning and MBE regrowth technique*. In: Materials Science and Engineering B **35** (1995), S. 208–213.

- [Nak98] NAKURA T., Sato K., Morthier G., Verhoeve P., Nakano Y., Baets R.: *LAser PArameter EXtractor Programm LAPAREX*.
<http://www.ee.t.u-tokyo.ac.jp/~nakano/lab/LAPAREX/>, 1998.
- [Nig85] NIGGEBRÜGGE U., Klug M., Garus G.: *A novel process for reactive ion etching on InP, using CH₄/H₂*. In: Institute of Physics Conference Series **79** (1985), Chapt. 6, S. 367–372.
- [Qia99] QIAN Y.H., Owen M., Bryce A.C., Marsh J.H., Wilkinson C.D.W., Penty R.V., White I.H., Perrin S., Rogers D., Robertson M.: *Process Development on the Monolithic Fabrication of an Ultra-compact 4x4 Optical Switch Matrix on InP/InGaAsP Material*. In: 11th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials. **MoP10** (1999), Nr. 4, S. 103–106.
- [Raj99] RAJ M.M., Toyoshima S., Arai S.: *Multiple Micro-Cavity Laser with Benzocyclobutene/Semiconductor High Reflective Mirrors Fabricated by CH₄/H₂-Reactive Ion Etching*. In: Japanese Journal of Applied Physics **38** (1999), Part 2, Nr. 4B, S. 2269–2277.
- [Raj01] RAJ M.M., Wiedmann J., Toyoshima S., Saka Y., Ebihara K., Arai S.: *High Reflectivity Semiconductor/Benzocyclobutene Bragg Reflector Mirrors for GaInAsP/InP Lasers*. In: Japanese Journal of Applied Physics **40** (2001), Part 1, Nr. 4A, S. 373–387.
- [Rei05] REITHMAIER J.P., Somers A., Deubert S., Schwertberger R., Kaiser W., Forchel A., Calligaro M., Resneau P., Parillaud O., Bansropun S., Krakowski M., Alizon R., Hadass D., Bilenca A., Dery H., Mikhelashvili M., Eisenstein G., Gioannini M., Montrosset I., Berg T.W., van der Poel M., Mørk J., Tromborg B. : *InP based lasers and optical amplifiers with wire-/dot-like active regions*. In: Journal of Physics D: Applied Physics **38** (2005), S. 2088–2102.
- [Ren99] RENNEN S.: *Herstellung und Charakterisierung von lateral komplex gekoppelten DFB-Lasern unter Einsatz fokussierter Ionenstrahltechnologie*. Diplomarbeit, Universität Würzburg, 1999.
- [Saw91] SAWARAGI H., Kasahara H., Mimura R., Thompson W., Hassel Shearer M.: *A focused ion beam system with a retarding mode objective lens*. In: Journal of Vacuum Science & Technology B **9** (1991), Nr. 5, S. 2613–2616.

B Literaturverzeichnis

- [Sch58] SCHAWLOW A.L., Townes C.H.: *Infrared and Optical Maser*. In: Physical Review Letters **112** (1958), S. 1940–1949.
- [Sch01] SCHULLER C.: *Kantenemittierende Mikrolaser mit tiefgeätzten DBR-Spiegeln auf InGaAs/AlGaAs-Laserstrukturen*. Diplomarbeit, Universität Würzburg, 2001.
- [Sch02] SCHWERTBERGER R., Gold D., Reithmaier J.P., Forchel A.: *Self-assembled quantum-dash lasers on the InP system*. In: 14th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (2002), S. 717–720.
- [Shi02] SHI H., Cohen D., Barton J., Majewski M., Coldren L.A., Larson M.C., Fish G.A.: *Relative Intensity Noise Measurements of a Widely Tunable Sampled-Grating DBR Laser*. In: IEEE Photonics Technology Letters **14** (2002), Nr. 6, S. 759–761.
- [Sue00] SUEMATSU Y., Arai S.: *Single-Mode Semiconductor Lasers for Long-Wavelength Optical Fiber Communications and Dynamics of Semiconductor Lasers*. In: IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **6** (2000), Nr. 6, S. 1436–1449.
- [Sze81] SZE S.M.: *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [Tat92] TATHAM M.C., Lealman I.F., Seltzer C.P., Westbrook L.D., Cooper D.M.: *Resonance Frequency, Damping, and Differential Gain in 1.5 μm Multiple Quantum-Well Lasers*. In: IEEE Journal of Quantum Electronics **28** (1992), Nr. 2, S. 408–414.
- [Wie01] WIEDMANN, J., Kim H.-C., Ebihara K., Ohta M., Tamura S., Shim J.-I., Arai S.: *GaInAsP/InP Distributed Reflector Lasers Consisting of Deeply Etched Vertical Gratings*. In: Japanese Journal of Applied Physics **40** (2001), Part 1, Nr. 12, S. 6845–6851.

Danksagung

Ich danke allen herzlich, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Herrn Prof. Dr. A. Forchel für die Aufnahme an den Lehrstuhl für Technische Physik und für die Ermöglichung meines Aufenthalts in Tokio
- Herrn Prof. Dr. J. P. Reithmaier für die interessante Themenstellung und die engagierte Betreuung dieser Diplomarbeit
- Wolfgang Kaiser für die überaus freundliche und kompetente Betreuung und Unterweisung in Laborarbeit und Messtechnik
- Den Technischen Assistenten Adriana Wolf, Monika Emmerling und Heiko Fritsche für ihre Unterstützung bei der Herstellung der Laser
- André Somers und Stefan Heim für Waferwachstum und gute Zusammenarbeit
- Gerhard Heller für die Instandsetzung der Ätzanlagen
- Ralph Debusmann, Stefan Deubert, Florian Gerschütz, Sven Höfling, Andreas Löffler und Christoph Schuller für die sehr gute Atmosphäre in der Opto-Gruppe
- Allen anderen Mitarbeitern der technischen Physik für die gute Zusammenarbeit

- Herrn Prof. S. Arai, Ph.D., für die Aufnahme an das Quantum Nanoelectronics Research Center und die Wohnung im Gästehaus des Tokyo Institute of Technology
- Kazuya Ohira für sehr gute Betreuung, Einweisung in die Laborarbeit und Hilfe bei Fragen zum alltäglichen Leben in Japan
- Saeed Mahmud Ullah die freundschaftliche Zusammenarbeit und viele E-Beam-Belichtungen

B Literaturverzeichnis

- Takeo Maruyama, Hideki Yagi, Dhanorm Plumwongrot, Shinichi Sakamoto, Koji Miura, Hiroyuki Kawashima, Yoshihumi Nishimoto, Ryo Suemitsu, Yosuke Tamura, Seung Hun Lee, Tadashi Okomura, Hideyuki Naitoh und allen anderen Kollegen am Tokyo Institute of Technology für das harmonische Arbeitsklima und gute Zusammenarbeit
- Dem Deutschen Akademischen Austausch Dienst für ein Stipendium „Kurzfristige Studienaufenthalte für Abschlussarbeiten“
- Besonders danke ich meinen Eltern für ihre Unterstützung während des gesamten Studiums.

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Würzburg, den 18. November 2005

Klaus Mathwig