

MEMS weit abstimmbare VCSEL bei 1,55 μm und 1,95 μm

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

Dissertation

von

Magister Inzynier
Karolina Hanna Zogal
geboren am 16.11.1980
in Wroclaw, Polen

Referent:

1. Korreferent:

2. Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. Peter Meißner

Prof. Dr.-Ing. Helmut F. Schlaak

Prof. Dr.-Ing. Rainer Michalzik

Tag der Einreichung: 06.07.2016

Tag der mündlichen Prüfung: 09.02.2017

D17
Darmstadt 2017

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Mikrowellentechnik und Photonik im Fachgebiet Optische Nachrichtentechnik an der Technischen Universität Darmstadt in den Jahren 2007-2013.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Prof. Dr.-Ing. Peter Meißner, für sein mir entgegengebrachtes Vertrauen, stetes Interesse an meiner Arbeit und die aufschlussreichen Diskussionen. Des Weiteren danke ich Prof. Dr.-Ing. Helmut Schlaak sowie apl. Prof. Dr.-Ing. habil. Rainer Michalzik für die Übernahme des Korreferats und die mir entgegengebrachte Unterstützung.

Prof. Dr.-Ing. Franko Küppers danke ich für die weitere Unterstützung meiner Arbeit und die mir gegebene Freiheit, meine Ideen umzusetzen.

Prof. Dr. Markus-Christian Amann, Dipl. Phys. Tobias Gründl, Dr. Michael Müller, Dipl. Phys. Christian Grasse und Gerhard Böhm vom Walter Schottky Institut an der Technischen Universität München danke ich für die erfolgreiche Zusammenarbeit und die Bereitstellung der Halb-VCSEL, insbesondere danke ich Tobias Gründl für zahlreiche Diskussionen.

Meinen Vorgängern in der Gruppe von Prof. Dr.-Ing. Peter Meißner danke ich für die sehr guten Vorarbeiten auf dem Gebiet der MEMS-VCSEL. Besonders danke ich Dr.-Ing. Benjamin Kögel für die Einführung in die Messtechnik.

Prof. Dr. rer. nat. Hartmut Hillmer danke ich für die Bereitstellung der Messgeräte, ohne die ich meine Untersuchungen der MEMS-VCSEL im Wellenlängenbereich um 1950 nm nicht hätte durchführen können.

Ich danke meinen Instituts-Kollegen und Projektpartnern, die an dem EU-Projekt Subtune beteiligt waren, für deren Engagement und für die hervorragende Zusammenarbeit: Pierre Ferdinand und Nicolas Roussel vom Commissariat à l'Énergie Atomique, Laboratoire d'Intégration des Systèmes et des Technologies (CEA, LIST, Saclay, Frankreich), Prof. Anders Larsson von Chalmers Tekniska Högskola (Göteborg, Schweden), Dipl.-Ing. Volker Plickert von der Firma OpTricon (Berlin, Deutsch-

land), Dipl.-Ing. Pierluigi Debernardi von Consiglio Nazionale delle Ricerche Politecnico di Torino (IEIIT-CNR, Torino, Italien), Dr.-Ing. Stéphane Schilt von der Firma Axetris (Kägiswil, Schweiz), Dr. Brian Corbett und Dr. Aidan Daly vom Tyndall National Institute (Cork, Irland), Dr. Markus Ortsiefer von der Firma Vertilas (Garching, Deutschland), Prof. Dr. Markus-Christian Amann, Dipl.-Phys. Tobias Gründl und Dipl.-Phys. Christian Grasse vom Walter Schottky Institut an der Technischen Universität München (WSI, TUM, München, Deutschland).

Ganz herzlich danke ich Peter Kießlich und Andreas Semrad für die Wartung des Reinraums und für die stets freundliche Hilfe bei vielen handwerklichen Arbeiten.

Herzlichen Dank an alle Institutskolleginnen und -kollegen: Benedikt Baumgarten, Dr. Stefan Böhm, Deniz Cicek, Dr. Oleg Cojocari, Prof. Dr.-Ing. Christian Damm, Dr. Hooman Davani, Dr. Christian Gierl, Dr. Thorsten Göbel, Dr. Daniel Gölz, Dr. Klaus Haberle, Tanvir Haidar, Matthias Hansli, Dr. Sandro Jatta, Dr. Benjamin Kögel, Dr. Trung Le, Boubacar Idrissa Maiga, Dr. Holger Maune, Ion Oprea, Sujoy Paul, Dr. Margarita Puentes, Dr. Jacqueline Rausch, Dr. Daniel Schönherr, Dr. Martin Schüßler, Dr. Cezary Sydlo, Dr. Oktay Yilmazoglu.

Vielen Dank an die Korrekturleser Susanne Gierl und Christian Gierl.

Schließlich danke ich meiner Familie und meinem Freund Christian für die liebevolle Unterstützung.

Regensburg, im Juli 2016

Karolina Hanna Zogal

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit werden der Entwurf, die Technologie sowie eine umfassende Charakterisierung von mikroelektromechanisch weit abstimmbaren Oberflächen-emittierenden Laserdioden mit Vertikalresonator (engl. micro-electro-mechanical system vertical-cavity surface-emitting laser, MEMS-VCSEL) vorgestellt. Die Laser werden in Wellenlängenbereichen um 1550 nm und 1950 nm realisiert.

Dank der vielen Vorteile wie die hochfrequente direkte Modulierbarkeit, exzellente Strahleigenschaften, Energieeffizienz, Zuverlässigkeit, Kompaktheit sind VCSEL heute in vielen Bereichen der faseroptischen Kommunikation präsent. Eine kontinuierliche und weite Abstimmung der Emissionswellenlänge (einige 10 nm) ist eine essentielle Eigenschaft für Telekommunikationsnetzwerke der Zukunft. Darüber hinaus sind weit und kontinuierlich abstimmbare Laserdioden für viele Sensoranwendungen, insbesondere für die Absorptionsspektroskopie mit abstimmbaren Laserdioden (engl. tunable diode laser absorption spectroscopy, TDLAS) von großem Interesse. TDLAS wird u.a. zur Messung der Emission von Treibhausgasen oder für die Überwachung von Verbrennungsprozessen verwendet. Mit dem Einsatz von MEMS-VCSEL können kompakte, kostengünstige und für simultane Detektion mehrerer Gase taugliche Gassensoren realisiert werden.

Auf Grund der vorteilhaften vertikalen Ausrichtung des VCSEL-Resonators kann einer der beiden flachen Resonatorspiegel durch einen auslenkbaren Spiegel ersetzt werden. Hierzu bietet sich die etablierte, kostengünstige MEMS-Technologie an, welche in dieser Arbeit sowohl in Volumen, für 1550 nm-, als auch erstmalig in Oberflächen-Mikromechanik, für 1950 nm-langwellige VCSEL realisiert wird. Der MEMS-Spiegel wird mit nur einer Steuergröße elektrothermisch ausgelenkt. Dies resultiert in einer kontinuierlichen Abstimmung der Emissionswellenlänge.

Im Rahmen dieser Arbeit werden erstmalig dynamische Eigenschaften direkt modulierbarer wellenlängenabstimmbarer MEMS-VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm untersucht. Eine rekordhohe Amplitudenmodulationsbandbreite von $f_{3\text{dB}} = 9\text{ GHz}$ wird demonstriert, ebenfalls wie die quasi-fehlerfreie Übertragung mit der höchsten bisher publizierten Übertragungsrates von 12 Gbit/s für abstimmbare VCSEL, welche hier sowohl in einem back-to-back Verfahren als auch über eine

Faserstrecke der Länge von 6,3 km erzielt werden. In einem weiten Abstimmbereich von 1530 nm–1580 nm, welcher das komplette C-Band (1530 nm–1565 nm) abdeckt, wird eine quasi-fehlerfreie Übertragung bei einer Datenrate von ≥ 10 Gbit/s demonstriert. Weitere und bisher unübertroffene Merkmale der hier entwickelten MEMS-VCSEL sind die hohe monomodale Ausgangsleistung von bis zu 4 mW sowie eine exzellente spektrale Reinheit, welche durch eine hohe Nebenmodenunterdrückung mit einem Spitzenwert von SMSR = 64 dB sowie mit SMSR > 57 dB innerhalb des gesamten Abstimmbereichs gekennzeichnet ist. Eine schmale spektrale Linienbreite von $\Delta\nu = 27$ MHz wird ebenfalls erstmals für einen MEMS-VCSEL nachgewiesen.

Wegen der zylindrischen Geometrie des VCSEL-Resonators ist die Polarisation grundsätzlich nicht stabil in VCSEL und kann sich z.B. bei der Abstimmung der Wellenlänge oder bei der Änderung des Laserstroms umschalten. Durch Einschreiben eines optischen Gitters mit Abmessung im Sub-Wellenlängenbereich auf der Oberfläche der Spiegelmembran, können polarisationsabhängige Verluste in den DBR-Spiegel eingebaut werden. Eine in einem weiten Abstimmbereich und in dem gesamten Strombereich des Lasers polarisationsstabile Lichtemission wird demonstriert.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung weit abstimmbarer, auf Oberflächen-Mikromechanik basierenden MEMS-VCSEL für Sensoranwendungen (TD-LAS), erstmalig in einem Wellenlängenbereich um 1950 nm. Bei höheren Wellenlängen weisen Gase stärkere Absorptionskennlinien auf, womit die Detektion deutlich geringerer Gaskonzentrationen möglich wird. Die hier vorgestellten MEMS-VCSEL sind durch eine kontinuierliche und mit 120 Hz schneller Wellenlängenabstimmung von > 90 nm und durch eine in dem gesamten Abstimmbereich hohe Ausgangsleistung von > 0,5 mW sowie eine hohe Nebenmodenunterdrückung von SMSR = 64 dB gekennzeichnet. Spitzenleistungen von > 3,9 mW bei Raum- sowie > 0,5 mW bei höheren Temperaturen von 77 °C können ebenfalls gezeigt werden. Eine rekordhohe Betriebstemperatur von 90 °C mit > 0,2 mW Ausgangsleistung wird erstmalig für einen MEMS-abstimmbaren VCSEL demonstriert. Solch hohe Betriebstemperaturen erreichen heute ausschließlich nicht abstimmbare VCSEL. Darüber hinaus ist für einen kommerziellen Gebrauch der MEMS-VCSEL, wo eine langzeitstabile, zuverlässige und von der Umgebung unbeeinflusste Funktion erforderlich ist, ein geschlossenes und robustes Gehäuse erforderlich. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte hermetisch geschlossene Gehäuse mit einem optischen Anschluss kann dem mit einer Langzeitmessung belegten Drift der Wellenlänge positiv entgegenwirken. Das Gehäuse unterbindet störende Effekte wie optisches Feedback, Einwirkungen der Luftzirkulation, der Umgebungstemperatur und Luftfeuchtigkeit.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
1.1	Anwendungen und Perspektiven	14
1.2	Ziele dieser Arbeit und Gliederung	15
2	Grundlagen abstimmbarer und oberflächen-emittierender Laser	18
2.1	Vielstrahlinterferenz im Fabry-Pérot Resonator	20
2.1.1	Abstimmung der Resonanzwellenlänge	24
2.1.2	Bragg-Spiegel und effektive Eindringtiefe	24
2.2	Modenverhalten und Resonatorgeometrie	29
2.2.1	Gaußstrahl	30
2.2.2	Transversalmoden höherer Ordnung	32
2.2.3	Resonatorgeometrie eines stabilen Resonators	34
2.3	Grundlegende Eigenschaften oberflächen-emittierender Laser	36
2.3.1	Bauelementstruktur	36
2.3.2	Verlustmechanismen, Verstärkung und Umlaufbedingung	37
2.3.3	Füllfaktor	40
2.3.4	Ratengleichung	44
2.4	Erweiterte Eigenschaften oberflächen-emittierender Laser	49
2.4.1	Dynamik und Modulationsverhalten	49
2.4.2	Polarisation	51
3	Oberflächen-mikromechanisch abstimmbare VCSEL	53
3.1	Bauelementstruktur und Konfigurationen	53
3.2	Halbleiter-Resonator	55
3.2.1	Aktive Zone	55
3.2.2	Tunnelkontakt und Stromführung	58
3.2.3	Unterseitiger Bragg-Spiegel für 1,55 μm	60
3.2.4	Kontaktsystem für Hochfrequenzanwendungen	62
3.2.5	Kontaktsystem für Sensoranwendungen	64
3.2.6	Spektrale Gewinnverteilung	65

4	Entwurf und Herstellung mikromechanischer Spiegel, Aufbau- und Verbindungstechnik	72
4.1	Volumen-Mikromechanik	73
4.1.1	Ausgangsmaterial	74
4.1.2	Aufbau und Herstellungsverfahren	75
4.2	Oberflächen-Mikromechanik	78
4.2.1	Ausgangsmaterial	79
4.2.2	Aufbau und Herstellungsverfahren	81
4.3	Mikromechanische Spiegel mit optischem Gitter	81
4.3.1	Ausgangsmaterial	82
4.3.2	Aufbau und Herstellungsverfahren	83
4.4	Zwei-Chip-Aufbau	85
4.5	Packaging	86
4.5.1	Geschlossenes TO-Gehäuse mit Anschlussfaser	88
5	Charakterisierung und Ergebnisse, VCSEL mit $\lambda_0 = 1550$ nm	90
5.1	MEMS-VCSEL mit langem Resonator	91
5.1.1	MEMS-VCSEL ohne Antireflexionsbeschichtung	91
5.1.2	MEMS-VCSEL mit Antireflexionsbeschichtung	95
5.2	MEMS-VCSEL mit kurzem Resonator	98
5.2.1	Temperaturverhalten	100
5.3	Kleinsignal-Modulation (AM)	101
5.3.1	Messaufbau	102
5.3.2	Ergebnisse	103
5.4	Großsignal-Modulation	107
5.5	MEMS-VCSEL mit Subwellenlängengitter (SWG)	110
5.5.1	Ausgangsleistung und Steuerbarkeit	111
5.5.2	Polarisation	113
5.6	Zusammenfassung des Kapitels und Ausblick	115
6	Charakterisierung und Ergebnisse, VCSEL mit $\lambda_0 = 1950$ nm	118
6.1	MEMS-VCSEL mit rechteckigem Verspannungsprofil der QWs	120
6.1.1	MEMS-VCSEL in SCC-Konfiguration	120
6.1.2	Weit abstimmbare MEMS-VCSEL in EC-Konfiguration	125
6.2	MEMS-VCSEL mit dreieckigem Verspannungsprofil der QWs	133
6.3	Abstimmgeschwindigkeit	135
6.4	Langzeitstabilität	136
6.5	Zusammenfassung des Kapitels und Ausblick	140

7 Zusammenfassung und Ausblick	143
7.1 Ausblick	146
A Schichtaufbau des MEMS-VCSEL	148
B Membrangeometrien und BTJ-Radien	150
C Lithographiemasken	152
Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	152
Literaturverzeichnis	169
Lebenslauf	188

1 Einleitung

Die in dieser Arbeit vorgestellten oberflächen-emittierenden Laser mit Vertikalresonator (VCSEL, engl. vertical-cavity surface-emitting laser) gehören zu der großen Familie der Halbleiter-Laserdioden. Laserdioden, wie andere Laser auch, beinhalten ein optisches Verstärkungsmedium, welches in einem optischen Resonator eingebaut wird. Durch das Zuführen (Pumpen) optischer oder elektrischer Energie von außen, können im Verstärkungsmedium befindliche Elektronen auf höhere Energieniveaus angeregt werden. Der Resonator selektiert die generierten Photonen, die gleiche Energie, Polarisation und Phase haben, welche wiederum auf die angeregten Elektronen treffen und somit die stimulierte Emission hervorrufen. Der Laser emittiert eine kohärente Strahlung mit für viele Anwendungen nützlichen Eigenschaften.

Die Art des Lasers wird unter anderem über das im Verstärkungsmedium verwendete Material klassifiziert. Die Halbleiter-Laserdioden bilden eine Untergruppe der Festkörper-Laser, unterscheiden sich jedoch von diesen durch die Fähigkeit, über den elektrischen Strom direkt gepumpt werden zu können. Diese vorteilhafte Eigenschaft resultiert in einer viel effizienteren Umsetzung der zugeführten in optische Energie. Die elektrisch gepumpten Halbleiter-Laserdioden können Konversionswirkungsgrade von mehr als 50 % erreichen, im Gegensatz zu etwa 1 % bei Festkörper-Lasern [CC95]. Ein weiterer Vorteil sind, trotz des vergleichbar viel kürzeren Resonators und einer größeren Bandbreite des modalen Gewinns, vergleichbar schmale Linienbreiten, die im Megahertz-Bereich liegen. Die wichtigsten Merkmale der Halbleiter-Laserdioden, die zu einer Vielfalt an Anwendungsmöglichkeiten geführt haben, sind ihre hohe Zuverlässigkeit, hohe Lebensdauer (> Millionen Stunden), Miniaturisierbarkeit, direkte Modulierbarkeit und geringe Herstellungskosten.

Die Geschichte des Lasers beginnt mit der Entdeckung der stimulierten Emission durch Albert Einstein im Jahr 1917 [Ein17], welche erst viele Jahre später, im Jahr

¹Die ersten Laserdioden basierten auf GaAs, einem Direktübergang-Verbindungshalbleiter der Gruppe III/V. Solche Verbindungshalbleiter wurden zuerst von Heinrich Welker vorgestellt und untersucht [Wel38; Wel52; Wel53].

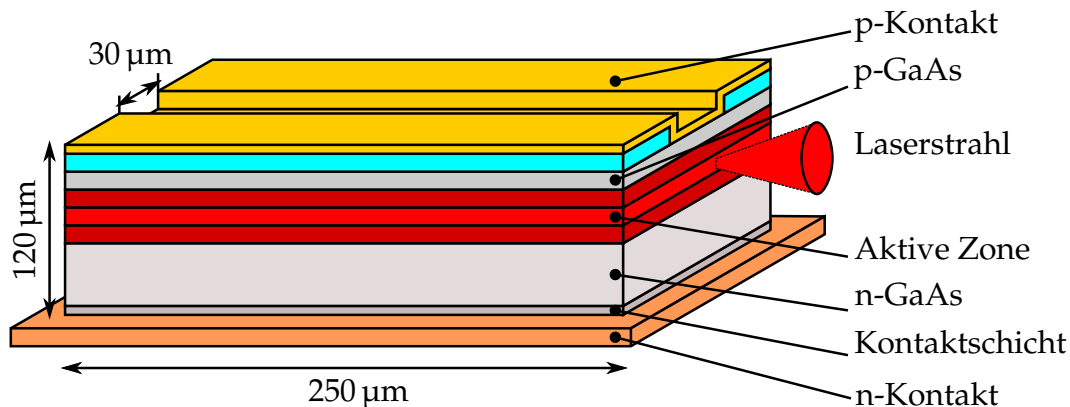


Abbildung 1.1: Querschnittszeichnung eines exemplarischen Kantenemitters.

1962, zu der Entwicklung eines GaAs¹ Halbleiter-Lasers führt [ND+62; HF+62]. Mit dem Nachweis der stimulierten Emission beginnt eine rasante Entwicklung der Halbleiter-Laserdioden, welche hauptsächlich durch die zunächst noch hypothetische optische Nachrichtentechnik motiviert wird. Bereits im Jahr 1963 wird das Grundkonzept der Laserdioden mit Doppelheterostrukturen vorgestellt, welche einen Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur ermöglichten. Dieses wurde im Jahr 1970 an ersten AlGaAs/GaAs-Kantenemittern demonstriert [AA+70]. Anfänglich operierten die Laserdioden multimodal. Erst durch die Implementierung einer selektiven Rückkopplung in Kantenemittern, in sogenannten DFB- (engl. distributed feedback laser) [KS71; NY+73; NA+74] und DBR-(distributed Bragg reflector) [KW71] Lasern, wird eine monomodale Emission ermöglicht [HS76; Bel83; SA+83; UA+84]². Eine monomodale Emission ist für viele Anwendungen, beispielsweise für die optische Datenübertragung auf langen Strecken oder in der Sensorik, erforderlich. Heute werden monomodale Kantenemitter im Wellenlängenbereich von 1300 nm bis 1600 nm für die interkontinentale breitbandige optische Datenübertragung via Glasfaser-Netz (engl. long haul network) basierend auf Wellenlängenmultiplex-Verfahren (engl. wavelength division multiplex, WDM) eingesetzt. Weitere Anwendungsgebiete sind optische Datenspeicher (engl. compact disc, CD; digital versatile disc, DVD; blu-ray, BD), Laserdrucker, Barcodescanner, Messgeräte und Sensoren.

Eine schematische Querschnittszeichnung eines exemplarischen Kantenemitters ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Ein **Kantenemitter** beinhaltet eine aus Quantentopf-

²Die ersten DFB-Laserdioden werden in AlGaAs/GaAs im Wellenlängenbereich um 800 nm [NY+73][SB+74], später auch in InGaAsP/InP im Wellenlängenbereich von 1200 nm bis 1600 nm [HS77; SU+82] realisiert.

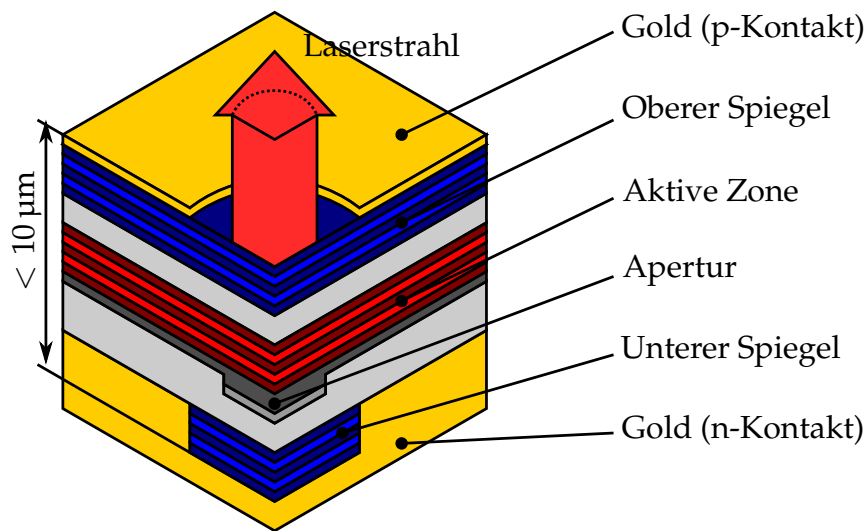


Abbildung 1.2: Querschnittzeichnung eines exemplarischen VCSELS.

Heterostrukturen bestehende 0,1 mm–1 mm lange, einige Mikrometer breite und einige 10 nm dicke aktive Zone, eingebettet zwischen einem p- und n-Kontakt. Der elektrische Pumpstrom wird vertikal in die aktive Zone injiziert. Die durch das Pumpen erzeugte elektromagnetische Welle erfährt durch das Umlaufen in der langen aktiven Zone eine so große Verstärkung, dass zwei Bruchkanten am Ende der aktiven Zone als Resonatorspiegel genutzt werden können. Die Reflektivität solcher Spiegel beträgt ca. 30 % und ist ausreichend, um stimulierte Emission mit hohen Ausgangsleistungen von einigen 10 mW aufrecht zu erhalten. Der Laserstrahl verlässt den Resonator in einer zum Stromfluss senkrechten Richtung und ist durch eine elliptische Strahlcharakteristik, welche eine effiziente Einkopplung des Lichts in eine Glasfaser erschwert, gekennzeichnet.

Die **oberflächen-emittierenden Laser mit Vertikalresonator** bilden ein anderes Konzept, welches im Jahr 1965 an einem InSb-Laser zum ersten Mal demonstriert wurde [Mel65]. Erst im Jahr 1977 wird die Entwicklung dieser Art Laserdioden von Prof. Kenichi Iga fortgesetzt und zwei Jahre später werden die ersten VCSEL in GaInAsP/InP demonstriert [SI+79]. Eine schematische Querschnittzeichnung eines exemplarischen VCSELS ist in Abbildung 1.2 dargestellt. In einem VCSEL, im Gegensatz zu Kantenemittern, verlässt das Laserlicht den Resonator in einer zum Stromfluss parallelen Richtung. Der vertikal (senkrecht zur Waferebene) ausgerichtete Resonator beinhaltet eine nur < 100 nm dünne und aus einigen Quantentopf-Heterostrukturen bestehende aktive Zone. In Konsequenz erfährt die im Resonator

zirkulierende elektromagnetische Welle beim Passieren einer dünnen aktiven Zone eine nur geringe Umlaufverstärkung, weshalb der Einsatz hochreflektierender Spiegel mit Reflektivitäten von mehr als 99 % erforderlich ist. Solche Reflektivitäten werden mit Mehrschichtspiegeln (engl. distributed Bragg reflector, DBR) realisiert.

Im Vergleich zu den etablierten Kantenemittern bringen VCSEL einige Vorteile:

- Inhärente longitudinale monomodale Laseremission,
- schwach divergente, zirkulare Abstrahlcharakteristik, die eine einfache und effiziente Faserkopplung ermöglicht,
- geringe Leistungsaufnahme,
- niedrige Laserschwelle von wenigen mA,
- hochfrequente direkte Modulierbarkeit der optischen Ausgangsleistung,
- geringe Temperaturempfindlichkeit der Emissionswellenlänge,
- Betriebsfähigkeit bei höheren Temperaturen,
- direktes Prozessieren von zweidimensionalen Arrays mit hoher Ausgangsleistung pro Einheitsfläche und mit einheitlicher Wellenlänge,
- einfache Häusung (engl. packaging), einfache und effiziente Kühlung des Laserchips,
- kostengünstige Massenproduktion im hohen Volumen,
- Bauelementprüfung direkt auf dem Wafer,
- Integrierbarkeit mit mikro-elektromechanischen Systemen (MEMS), welche in dieser Arbeit zur Abstimmung der Emissionswellenlänge genutzt werden.

Zu den Nachteilen der VCSEL, hauptsächlich hinsichtlich der Anwendung in der optischen Nachrichtentechnik, zählen deren auf einige mW beschränkte optische Ausgangsleistung auf Grund des kleinen Volumens der aktiven Zone sowie eine höhere spektrale Linienbreite (einige bis einige zehn MHz) im Vergleich zu den Kantenemittern.

Seit dem Jahr 1996 sind VCSEL kommerziell und inzwischen mit hervorragenden Eigenschaften auf dem Markt erhältlich. Heute werden kurzwellige VCSEL mit Wellenlängen um 850 nm und 1310 nm in Kurzstrecken-Netzwerken (engl. local area networks, LAN < 1 km) bzw. VCSEL bei 1310 nm auch auf mittleren Strecken (< 10 km), als Transceiver für die Verbindung (engl. optical interconnects) zwischen Großrechnern, in Gigabit Ethernet-Applikationen oder als Transceiver in Gigabit

Fibre Channel (FC) für Speichernetzwerke (engl. storage-area-network, SAN) eingesetzt. VCSEL werden hierfür u.a. in Kleinmodul-Einheiten (engl. small form-factor pluggable (SFP) configuration) eingebaut, welche eine automatische Anpassung und Kompatibilität zu bestehenden Fibre Channel-basierten Installationen ermöglichen. Auch langwellige VCSEL im Wellenlängenbereich um $1310 \text{ nm} < \lambda \leq 1675 \text{ nm}$ werden, ähnlich wie VCSEL bei kurzen Wellenlängen, zahlreiche Applikationen im Feld der optischen Telekommunikation, in Glasfasernetzen mit verschiedenen Ausbaustufen (engl. fibre to the x, FTTx) und Architekturen finden.

Außerdem sind VCSEL in vielen Sensorapplikationen wie Laserabsorptionsspektroskopie mittels abstimmbarer Laserdioden (engl. tunable diode absorption spectroscopy, TDLAS), Atomuhren, Bewegungssensoren in Computermäusen oder in Fourier-Transformations-Infrarotspektrometern (FTIR-Spektrometer) zu finden. VCSEL mit Wellenlängen um 780 nm werden neuerdings auch in Drucker eingebaut. Weitere, sich gerade entwickelnde Anwendungsgebiete sind Hochleistungsapplikationen wie Infrarot Monitoring (Überwachungskameras, Kennzeichenerkennung, Nachtsichtgeräte), Bilddatenverarbeitungssysteme oder Beleuchtung. Des Weiteren können VCSEL in Bildschirmen (engl. rear-projection television, RPTV) als Lichtquelle oder in Näherungsdetektoren angewendet werden. Beispielsreiche Übersichten verschiedener VCSEL-Applikationen finden sich in [WT+02; Mic12; Szw06].

Darüber hinaus gibt es Applikationen, die eine (breite) Abstimmbarkeit der Wellenlänge erfordern. In einem **wellenlängenabstimmbaren Laser** soll die Wellenlänge kontinuierlich und unabhängig von der Intensität des Laserstrahls möglichst nur mit einer Steuergröße einstellbar sein. Da für viele Anwendungen eine monomodale Emission erforderlich ist, muss diese in dem gesamten Abstimmbereich gewährleistet sein. Eine Übersicht wellenlängenabstimmbarer Laserdioden findet sich in [Lar96; Bru02; Col04; BA+05].

In einem DFB-Kantenemitter wird zur Selektion der Resonanzwellenlänge ein periodisches Gitter entlang der aktiven Zone eingeschrieben. Zur Abstimmung der Emissionswellenlänge kann die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Temperatur oder Ladungsträgerdichte ausgenutzt werden. Somit lässt sich die Wellenlänge über die Temperaturänderung im Bereich von $< 5 \text{ nm}$ [CC95] oder über die Laserstromänderung im Bereich von $< 10 \text{ nm}$ kontinuierlich abstimmen [TJ+05], wobei eine strombedingte Wellenlängensteuerung wesentlich schneller ist als eine thermische. Auch VCSEL lassen sich mit Laserstrom oder über die Temperaturänderung über $< 5 \text{ nm}$ abstimmen. Beide Abstimmmechanismen sind jedoch auf Grund der Temperaturabhängigkeit des Gewinns stark begrenzt.

Eine andere Möglichkeit zur Abstimmung der Wellenlänge ist die Realisierung eines Lasers mit einem externen Resonator. So kann eine EC-Laserdiode (engl.

external-cavity diode laser, ECDL)[LZ07] oder VECSEL (engl. vertical-external-cavity surface-emitting laser) [LH+15] durch eine mechanische Auslenkung eines extern angeordneten Spiegels oder Gitters über einen wesentlich weiteren Wellenlängenbereich abgestimmt werden. Nachteilig ist hierbei ein großer Aufbau bestehend aus teurer Optik, welche nur langsam über makroskopische Mechanik gesteuert wird. In einem einige Zentimeter langen Resonator können außerdem unerwünschte Modensprünge auftreten [Zor94].

Eine kontinuierliche Abstimmung der Wellenlänge ohne Modensprünge über einen weiten Spektralbereich kann mit einem kurzen Resonator realisiert werden. Auf Grund der vorteilhaften vertikalen Ausrichtung des VCSEL-Resonators, kann einer der beiden flachen Resonatorspiegel durch einen auslenkbaren Spiegel ersetzt werden. Hierzu bietet sich die etablierte, kostengünstige Technologie mikro-elektromechanischer Systeme an (engl. micro-electro-mechanical system, MEMS). Die ersten Konzepte MEMS-abstimmbarer VCSEL gehen auf das Jahr 1995 zurück [WV+95]. Nach den ersten Erfolgen folgten weitere Forschungsgruppen, die an Wellenlängen weit abstimmbaren VCSEL arbeiteten [LM+96; Lar96; TP+98; VT+99; LN+00; CH00b; BP+03; RS+03; SF+04; SI+04]. Ein Überblick verschiedener Konzepte für abstimmbare VCSEL ist in [Har00; CH00a] zu finden.

Der Vorteil der in dieser Arbeit entwickelten MEMS-Spiegel liegt darin, dass sie mit nur einer Steuergröße, entweder elektrothermisch oder elektrostatisch, ausgelenkt werden können und sich unmittelbar auf der VCSEL-Oberfläche befinden, weshalb der Vorteil eines kurzen Resonators erhalten bleibt. Durch die Implementierung einer mechanischen Spannung in den DBR-Schichten lässt sich eine gezielte Krümmung und Luftspaltlänge (möglichst klein) der Spiegelmembran einstellen. Dank der eingebauten Krümmung bildet sich ein robuster, plan-konkaver und dennoch kurzer (ca. 10 μm) Resonator, welcher eine monomodale Emission über den gesamten, mikromechanisch abstimmbaren Wellenlängenbereich ermöglicht.

1.1 Anwendungen und Perspektiven

Auf Grund der vielen Vorteile wie die hochfrequente direkte Modulierbarkeit, exzellente Strahleigenschaften in einem großen Temperaturbereich, Zuverlässigkeit, kostengünstige Produktion und Verfügbarkeit verschiedener Wellenlängen zwischen 650 nm und 1675 nm sind VCSEL heute in vielen Bereichen der faseroptischen Kommunikation präsent.

Weit abstimmbare (einige 10 nm) MEMS-VCSEL können künftig in optischen Kom-

munikationssystemen basierend auf Wellenlängenmultiplex-Verfahren (WDM) angewendet werden. In einem WDM-System werden mehrere Signale simultan über eine Glasfaser übertragen. Der Frequenzabstand der benachbarten Kanäle ist fest definiert und beträgt z.B. in einem dichten (engl. dense) DWDM Netzwerk 50 GHz (0,4 nm). Auf Grund der geringeren Faserdämpfung können im Langwellenbereich um 1550 nm deutlich längere Übertragungstrecken realisiert werden. Eine breitbandige Abstimmbarkeit der Wellenlänge, z.B. über 1530 nm–1565 nm im C- oder über 1565 nm–1625 nm im L-Band, ermöglicht eine beträchtliche Reduzierung der Betriebskosten. So können mehrere identische MEMS-VCSEL in einem Netzwerk eingebaut und auf die gewünschte Wellenlänge eingestellt werden. Dabei können bereits vorhandene Lösungen zur Stabilisierung der Wellenlänge angewendet werden [Hal05; HP+15].

Überdies sind weit abstimmbare Laserdioden für viele Sensoranwendungen, insbesondere für die Absorptionsspektroskopie mit abstimmbaren Laserdioden (TDLAS) von großem Interesse. TDLAS wird u.a. zur Messung der Emission von Treibhausgasen oder für die Überwachung von Verbrennungsprozessen gebraucht. TDLAS bietet viele Vorteile gegenüber anderen Methoden zur Gasdetektion wie in [Dyr09; Ort14] begründet. Für die Gasdetektion mittels TDLAS werden heute Laserdioden mit $\Delta\lambda \leq 5$ nm im Infrarotbereich ≥ 1000 nm angewendet, wobei zu höheren Wellenlängen stärkere Absorptionskennlinien auftreten und somit geringere Gaskonzentrationen detektiert werden können. Mit dem Einsatz weit abstimmbarer Laserdioden ist eine simultane Detektion mehrere Gase mit nur einem Laser möglich. Dies gab die Motivation, erstmalig mikromechanisch weitabstimmbare VCSEL in einem neuen Wellenlängenbereich um 1950 nm für die Detektion von Treibhausgasen wie Kohlenstoffdioxid (CO₂), Wasserdampf (H₂O) und Distickstoffmonoxid (N₂O) zu entwickeln.

1.2 Ziele dieser Arbeit und Gliederung

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung **direkt modulierbarer, polarisationsstabiler**, weit abstimmbarer MEMS-VCSEL im Wellenlängenbereich um **1550 nm** für **Hochgeschwindigkeits-Datenverkehr** mit Datenraten ≥ 10 Gbit/s in optischen Telekommunikationsnetzwerken. Der VCSEL und der mechanisch bewegliche DBR-Spiegel, bestehend aus GaAs/AlGaAs, werden hierbei separat prozessiert und in einem hybriden Aufbau zusammengefügt. Dieser sogenannte zwei-Chip-Aufbau bietet die notwendige Flexibilität bei der Entwicklung neuartiger Spiegel mit Subwellenlängen-Gitter, wodurch eine zügige Optimierung des MEMS-VCSELs und

eine polarisationsstabile Funktion erreicht werden. In dem ebenfalls in dieser Arbeit entwickelten Konzept eines hybriden Bragg-Spiegels (SiN/SiO/GaAs/AlGaAs) werden die Vorteile des dielektrischen (großes Stopppband) und des halbleitenden (einfache Implementierung der elektrischen Leitfähigkeit) DBRs kombiniert. Hierdurch kann eine weite Abstimmbarkeit der Wellenlänge von > 70 nm erreicht werden.

Die angestrebten Laserparameter für die Telekommunikationsanwendungen sind:

- Ausgangsleistung ≥ 1 mW im Dauerstrich und bei Raumtemperatur,
- kontinuierlicher Abstimmbereich von ≥ 35 nm, im Wellenlängenbereich von 1530 nm–1565 nm (C-Band),
- monomodale Emission mit Nebenmodenunterdrückung SMSR ≥ 30 dB,
- Leistungsschwankungen über Abstimmbereich ≤ 3 dB,
- Linienbreite < 50 MHz,
- stabile Polarisation,
- Datenübertragungsraten von 10 Gbit/s.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist die erstmalige Entwicklung weit abstimbarer MEMS-VCSEL für Sensoranwendungen (TDLAS) in einem Wellenlängenbereich um **1950 nm**. Im Gegensatz zu den in früherer Arbeit für die Gasspektroskopie entwickelten MEMS-VCSEL bei Wellenlängen um 1550 nm [Koe09], sind die hier entwickelten MEMS-VCSEL für die Detektion deutlich geringerer Gaskonzentrationen geeignet. Dies ist mit stärkeren Absorptionskennlinien bei höheren Wellenlängen begründet.

Ziel ist außerdem die Entwicklung einer neuen, auf der **Oberflächen-Mikromechanik** basierenden Technologie zur Herstellung von dielektrischen MEMS-Spiegeln, erstmalig bei der Wellenlänge 1950 nm, welche hiermit direkt auf der Oberfläche des VCSEL-Wafers mittels IC-PECVD (kostengünstig) abgeschieden und prozessiert werden können. Die mechanische Verspannung und die Luftspaltlänge lassen sich über die Abscheideparameter und die Dicke der Opferschicht einstellen. Die Implementierung eines DBR-Spiegels aus SiO/SiN-Schichten verspricht zudem einen noch größeren Abstimmbereich. Die Vorteile der neuen Technologie liegen in der hohen Zuverlässigkeit und Ausbeute und ermöglichen eine **Großserienfertigung**.

Die angestrebten Laserparameter für die Sensoranwendungen TDLAS sind:

- Ausgangsleistung $\geq 0,5$ mW im Dauerstrich und bei Raumtemperatur,

- kontinuierlicher Abstimmbereich von einigen 10 nm (min. 30 nm, Ziel 60 nm),
- monomodale Emission mit Nebenmodenunterdrückung von ≥ 30 dB,
- schmale Linienbreite \ll Absorptionskennlinie (z.B. $\nu_{\text{H}_2\text{O}} \approx 600$ MHz bei 70 hPa),
- stabile Polarisierung,
- Abstimmgeschwindigkeit ≥ 100 Hz.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

Im folgenden **Kapitel 2** werden die theoretischen Grundlagen abstimmbarer Laserdioden und VCSEL besprochen. In **Kapitel 3** werden die Konfiguration des MEMS-VCSELS und die Bestandteile des Halb-VCSELS im Detail vorgestellt. Der Entwurf des MEMS-Spiegels folgt in **Kapitel 4**. Hierbei werden insbesondere die verschiedenen Materialkombination sowie die Technologie der MEMS-Spiegel sowohl in Volumen- als auch in Oberflächen-Mikromechanik vorgestellt. Der Herstellungsprozess der MEMS-Spiegel mit Subwellenlängen-Gitter zur Einstellung der Polarisierung des Laserlichts wird ebenfalls gezeigt. Anschließend wird der Zwei-Chip-Aufbau der in Volumen-Mikromechanik hergestellten MEMS und der Halb-VCSEL veranschaulicht sowie verschiedene Gehäuse-Konzepte vorgestellt. **Kapitel 5** befasst sich mit der Charakterisierung der MEMS-VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm. Die gezeigten Ergebnisse belegen die Eignung der MEMS-VCSEL für die angestrebten Telekommunikationsanwendungen. Die Messergebnisse der MEMS-VCSEL im Wellenlängenbereich um 1950 nm werden in **Kapitel 6** ausführlich diskutiert und die Eignung der Bauelemente für die TDLAS Applikationen bestätigt. **Kapitel 7** fasst die essentiellen Ergebnisse und Erkenntnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf die zukünftigen Arbeiten sowie mögliche Verbesserungen. Die **Anhänge A, B und C** beinhalten die zusätzlichen Detailinformationen betreffend der Zusammensetzung der Halb-VCSEL, Geometrie der MEMS-Membranen sowie der verwendeten Lithographiemasken.

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des DFG Graduiertenkollegs TICMO (GRK 1037) sowie des europäischen Projektes Subtune (FP7-ICT 40530) durchgeführt. Die verwendeten Halb-VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm und 1950 nm wurden von Dipl. Phys. Tobias Gründl und Dr. Michael Müller, Mitglieder der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Markus-Christian Amann am Walter Schottky Institut der Technischen Universität München, bereitgestellt.

2 Grundlagen abstimmbarer und oberflächen-emittierender Laser

Ein Laser¹ ist ein Lichtstrahlgenerator und -verstärker und besteht im Allgemeinen aus einem optischen Resonator, einem Verstärkungsmedium und einer Pumpquelle [Mai60; ST58]. Der optische Resonator wird durch eine Anordnung von zwei Spiegeln als Fabry-Pérot- (FP-) Interferometer realisiert [FL61; FL60; BG61; SP61]. Der Lichtstrahl wird im Resonator hin und her reflektiert. Eine stehende Welle bildet sich aus, wenn sich die Spiegel im Abstand nL vom Vielfachen der halben Wellenlänge λ des Lichts befinden und somit die Phasenbedingung erfüllen:

$$L = q \frac{\lambda}{2n} , \quad (2.1)$$

wobei $q \in \mathbb{N}$ gilt und n der Brechungsindex des Mediums zwischen den Spiegeln ist². Durch die Anwendung von hochreflektierenden Mehrschichtsystemen (Bragg-Spiegel) kann die Güte des Resonators, das Verhältnis zwischen im Resonator befindlicher Strahlung zu austretender Strahlung, erhöht werden.

Um die elektromagnetische Welle im verlustbehafteten Resonator aufrechtzuerhalten, benötigt man ein Verstärkungsmedium. Dieses kann vereinfacht am Beispiel eines Zwei-Niveau-Systems, in dem quantenmechanische Absorptions- und Emissionsprozesse wechselwirken, erklärt werden. Das Zwei-Niveau-System besitzt zwei Energieniveaus mit den Energien \mathcal{E}_1 und \mathcal{E}_2 , welche eine Energiedifferenz von $\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$ mit $\mathcal{E}_1 < \mathcal{E}_2$ aufweisen. Durch Absorption eines einfallenden Photons kann ein Elektron aus einem Grundzustand mit Energie \mathcal{E}_1 in einen angeregten Zustand mit höherer Energie \mathcal{E}_2 übergehen. Das Elektron fällt nach gewisser Zeit, die durch die Lebensdauer des angeregten Energieniveaus bestimmt ist, in den Grundzustand zurück und emittiert dabei ein Photon mit der Energie $\Delta\mathcal{E} = h\nu$, mit dem Planckschen Wirkungsquantum h und der Frequenz des Photons ν . Man spricht von spontaner Emission. Trifft ein Photon auf ein Elektron, das sich bereits

¹Das Wort Laser ist ein Akronym für engl. light amplification by stimulated emission of radiation.

²Hierbei wurde vereinfachend angenommen, dass zwischen den Spiegeln ein homogenes Medium vorliegt.

in einem angeregten Zustand befindet, so findet eine stimulierte Emission (Verstärkung) statt und zwei Photonen mit der gleichen Energie, Polarisation, Phase und Richtung werden emittiert. Die stimulierte Emission ist eine Voraussetzung für das Funktionieren eines Lasers. Die für die Überwindung der Verluste des Resonators (Absorption, Streuung, Abstrahlung durch die Spiegel) erforderliche Besetzungsinversion ($N_2/N_1 > 1$), ein Zustand in dem die Dichte der Elektronen in einem angeregten Zustand N_2 größer ist als die Dichte der Elektronen in einem Grundzustand N_1 , gemäß der Boltzmann-Verteilung:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{k_B T}\right), \quad (2.2)$$

ist im thermodynamischen Gleichgewicht eines Zwei-Niveau-Systems nicht möglich³. Ein Verstärkungsmedium muss mindestens drei Energieniveaus haben.

Die stimulierte Emission kann nur unter steter Energiezufuhr über ein Pump-system künstlich herbeigeführt und aufrechterhalten werden. Sie kann optisch durch Strahlung anderer Laser oder elektrisch hervorgerufen werden. Die in dieser Arbeit verwendeten Halbleiterlaser werden mit einem elektrischen Strom gepumpt. Hierfür werden Überschuss-Ladungsträger in das sich im Übergang einer pn-Diode befindende Verstärkungsmedium⁴, die sogenannte aktive Zone, injiziert. Der Pumpstrom, bei dem die Besetzungsinversion erreicht wird und der Laserbetrieb einsetzt, wird als Laserschwelle oder Schwellenstrom I_{th} (von engl. threshold) bezeichnet. Die Frequenz der emittierten elektromagnetischen Welle, die durch das Verstärkungsmedium bestimmt wird, ist proportional zur Energie der Photonen, die durch die Energiedifferenz des Laser-Energieübergangs (der Bandlücke) gemäß:

$$\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = h\nu, \quad (2.3)$$

mit dem Planck'schen Wirkungsquantum $h = 4,136 \cdot 10^{-15}$ eVs, definiert ist. In Halbleiterlasern sind jedoch die diskreten Energieniveaus zu Energiebändern verbreitert, was zu einem verbreiteten Gewinnspektrum führt. Innerhalb des Gewinnspektrums kann die Emissionswellenlänge nach (2.1) durch die Wahl einer entsprechenden Resonatorlänge verändert werden. Dies wird bei abstimmbaren Lasern ausgenutzt [Mei01b].

³In einem Zwei-Niveau-System wird maximal $N_1 = N_2$ erreicht. Für die Inversion ist mindestens ein Drei-Niveau-System erforderlich.

⁴Ein elektrisch gepumpter VCSEL stellt eine p-i-n-Diode dar; das Verstärkungsmedium bildet hierbei eine *i*-Zone.

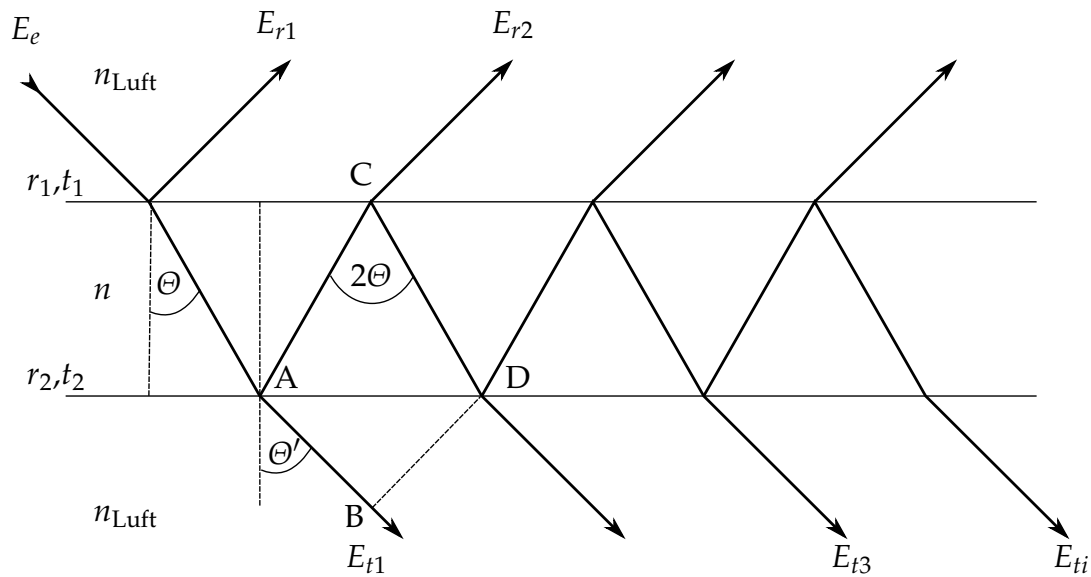


Abbildung 2.1: Fabry-Pérot Resonator bestehend aus zwei planen Spiegeln im Abstand L mit den Reflexions- und Transmissionskoeffizienten r_1, t_1 und r_2, t_2 . Das ausfüllende Medium hat den Brechungsindex n .

2.1 Vielstrahlinterferenz im Fabry-Pérot Resonator

Ein Fabry-Pérot-Resonator besteht aus zwei teilreflektierenden, koplanaren Spiegeln im Abstand L . Es wird angenommen, dass die Spiegel in x - und y -Richtung (lateral) unendlich ausgedehnt sind. Die Spiegel haben die Reflexivitäten R_1, R_2 ⁵. Der Resonator kann mit Luft oder mit einem homogenen Medium mit Brechungsindex n gefüllt werden, wobei angenommen wird, dass der Brechungsindex wellenlängenunabhängig ist⁶. Zudem sei das Medium verlustfrei und der Brechungsindex damit reell. Für die Wellenlänge im Medium gilt: $\lambda_n = \lambda_0/n$, mit der Vakuum-Wellenlänge λ_0 . Die geometrische Länge L des Resonators kann in eine optische Länge $L_o = nL$ umgerechnet werden.

Im folgenden berechnen wir die Reflexions- und Transmissionsfaktoren für ein Fabry-Pérot Filter. Eine ebene Welle fällt auf die Spiegel unter einem Winkel Θ ein. Die Spiegel sind durch die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten r_i und t_i der elektrischen Feldamplitude charakterisiert. Der Reflexionskoeffizient r_i kann als

⁵Wir bezeichnen die Reflexionsfaktoren für Leistungen mit großen Buchstaben, z.B. R_1, R_2 , und die komplexen Reflexionsfaktoren für elektrische Feldstärken mit kleinen Buchstaben, z.B. r_1, r_2 .

⁶Der komplexe Brechungsindex $\tilde{n} = n(\lambda) = n'(\lambda) + jn''(\lambda)$ kann von der Wellenlänge λ der elektromagnetischen Welle abhängen.

Verhältnis von reflektierter Feldamplitude E_r zu einfallender Feldamplitude E_e und der Transmissionskoeffizient t_i als Verhältnis von transmittierter Feldamplitude E_t zu einfallender Feldamplitude E_e ausgedrückt werden. Für verlustfreie Spiegel gilt der Energieerhaltungssatz⁷:

$$|r_i|^2 + |t_i|^2 = 1 \text{ mit } i = 1; 2. \quad (2.4)$$

Abbildung 2.1 stellt die Vielstrahlinterferenz eines Fabry-Pérot-Resonators mit zwei koplanaren Spiegeln im Abstand L und den elektrischen Feldamplituden E_e , E_r und E_t dar. Die transmittierte Feldamplitude E_t des eintreffenden Lichtstrahls mit der Amplitude E_e ergibt sich aus der Superposition unendlich vieler Teilstrahlen, der Vielstrahlinterferenz, unter Berücksichtigung der Phase. Die aufeinanderfolgenden Teilstrahlen haben einen Gangunterschied Δx von [Wal11]⁸:

$$\Delta x = \overline{AC} + \overline{CD} - \overline{AB} = \frac{2nL}{\cos(\Theta)} - 2L \tan(\Theta) \sin(\Theta') = 2nL \cos(\Theta). \quad (2.5)$$

Der Phasenunterschied δ (auch Umlaufphase genannt) zwischen zwei benachbarten Teilstrahlen ist gegeben durch:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x = \frac{4\pi nL \cos(\Theta)}{\lambda}. \quad (2.6)$$

Die Addition der Teilstrahlen ergibt eine unendliche Reihe:

$$E_t = t_1 t_2 (1 + r_2 r_1 e^{j\delta} + r_2^2 r_1^2 e^{j2\delta} + \dots) E_e \quad (2.7)$$

$$= t_1 t_2 \left[\sum_{l=0}^{\infty} (r_2 r_1 e^{j\delta})^l \right] E_e \quad (2.8)$$

$$= t_1 t_2 \frac{1}{1 - r_2 r_1 e^{j\delta}} E_e. \quad (2.9)$$

Die Transmission⁹ T und die Reflektivität R der optischen Intensität $I \propto |E|^2$ kann zu

$$T = \frac{I_t}{I_e} = \frac{|E_t|^2}{|E_e|^2} = \frac{T_1 T_2}{1 + R_1 R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cos(\delta)} \text{ bzw.} \quad (2.10)$$

⁷Hierbei wurde angenommen, dass auf beiden Seiten des Resonators das gleiche Material vorliegt.

⁸ Δx , \overline{AC} , \overline{CD} und \overline{AB} bezeichnen optische Längen.

⁹Gleichung (2.10) ist auch als Airy-Formel bekannt [Mei01a].

$$R = \frac{I_r}{I_e} = \frac{|E_r|^2}{|E_e|^2} = \frac{R_1 + R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cos(\delta)}{1 + R_1 R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cos(\delta)} , \quad (2.11)$$

unter der Annahme, dass die Transmission $T = |t_i|^2$ und die Reflektivität $R = |r_i|^2$ ist, berechnet werden. I_e , I_r und I_t entsprechen der einfallenden, reflektierten und transmittierten Intensität.

Die nach den Gleichungen (2.10) und (2.11) berechnete Transmission bzw. Reflektivität eines verlustfreien, symmetrischen ($R_1 = R_2 = R$) Fabry-Pérot-Resonators ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Für die Umlaufphase von

$$\delta = \frac{4\pi nL \cos(\Theta)}{\lambda} = q2\pi , \quad (2.12)$$

und für die optische Resonatorlänge von

$$L_o \cos(\Theta) = q \frac{\lambda}{2} , \quad (2.13)$$

$q \in \mathbb{N}_0$, bildet sich aufgrund einer konstruktiven Interferenz der Teilstrahlen eine stehende Welle, die auch als longitudinale Mode (q -ter Ordnung) bezeichnet wird. Die Wellen, welche die Resonanzbedingung nicht erfüllen, werden durch destruktive Interferenz in der Transmissionsrichtung nahezu ausgelöscht und entsprechend stark reflektiert. Unter Annahme eines senkrechten Lichteinfalls ($\Theta = 0^\circ$) kann die Resonanzbedingung (2.13) zu

$$L_o = q \frac{\lambda}{2} \quad (2.14)$$

vereinfacht werden. Die Resonanzbedingung für eine gegebene Resonatorlänge L gilt nicht nur für eine Wellenlänge sondern für unendlich viele. Das Transmissionspektrum des Fabry-Pérot-Resonators zeigt deshalb auch unendlich viele Transmissions-Maxima. Der Abstand zweier benachbarter longitudinaler Moden q und $q + 1$ wird als freier Spektralbereich (engl. free spectral range, FSR), in Wellenlängen-Einheiten¹⁰

$$\lambda_q - \lambda_{q+1} = FSR_\lambda = \frac{\lambda_q^2}{2nL + \lambda_q} \approx \frac{\lambda_q^2}{2nL} \quad \text{oder} \quad (2.15)$$

¹⁰Die Näherung gilt für optisch lange Resonatoren, d.h. $2nL \gg \lambda$. Dies ist im Allgemeinen bei VCSELn nicht der Fall.

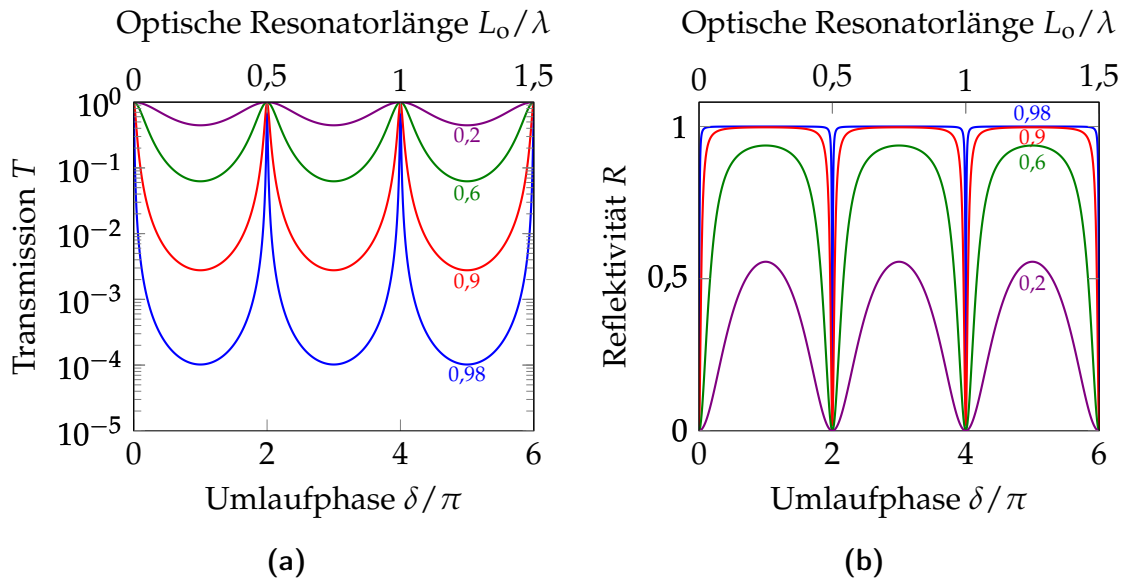


Abbildung 2.2: Nach Gl. (2.10) bzw. (2.11) berechnete Transmission (a) bzw. Reflektivität (b) eines Fabry-Pérot Filters in Abhängigkeit der Umlaufphase δ bzw. der optischen Resonatorlänge L_0 für verschiedene Spiegelreflektivitäten $R_1 = R_2 \in \{0,2; 0,6; 0,9; 0,98\}$.

$$\nu_{q+1} - \nu_q = FSR_\nu = ((q+1) - q) \frac{c}{2nL} = \frac{c}{2nL}, \quad (2.16)$$

in Frequenz-Einheiten, bezeichnet. Die Bandbreite eines einzelnen longitudinalen Modes verringert sich mit zunehmender Spiegel-Reflektivität und wird durch die volle Halbwertsbreite (engl. Full width at half maximum, FWHM) in Wellenlängen-Einheiten

$$FWHM_\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2\pi nL} \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt[4]{R_1 R_2}} \quad \text{oder} \quad FWHM_\nu = \frac{c}{2\pi nL} \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt[4]{R_1 R_2}}, \quad (2.17)$$

in Frequenz-Einheiten, definiert. Die geringe Halbwertsbreite der Transmission und eine hohe Güte¹¹ $Q = \nu / FWHM_\nu$ des Resonators kann mit hoch-reflektierenden Spiegeln und/oder langen Resonatoren erreicht werden.

¹¹Die Güte eines Resonators ergibt sich auch aus dem Verhältnis aus gespeicherter zu abgegebener Energie.

2.1.1 Abstimmung der Resonanzwellenlänge

Anhand der Gleichung (2.15) wird ersichtlich, dass kürzere Resonatoren einen größeren freien Spektralbereich, über welchen der größtmögliche kontinuierliche (ohne longitudinalen Modensprung) Abstimmbereich vorgegeben wird, besitzen. Bei einer beispielhaften Resonatorlänge von $L_o = 5\lambda$ ist der freie Spektralbereich $\text{FSR}_\lambda = \lambda/10$ groß. Die Auslenkung eines Resonatorspiegels und die daraus folgende Änderung der optischen Resonatorlänge um ΔL bewirkt eine lineare Änderung der Resonanzwellenlänge $\Delta\lambda$ gemäß:

$$\Delta\lambda = \Delta L \frac{2n}{q} . \quad (2.18)$$

Dabei wird angenommen, dass der Brechungsindex unverändert bleibt. Dies trifft z.B. zu, wenn der optische Resonator mit Luft ($n = 1$) gefüllt ist, so wie es bei einigen passiven optischen Filtern der Fall ist [Pee00; Pfe02; Azi03; Gie13]. Gemäß Gleichung (2.18) nimmt die Abstimmeffizienz $2/q$ für longitudinale Moden höherer Ordnung q ab. Die maximal notwendige Spiegel-Auslenkung innerhalb des FSR kann zu $\Delta L_o = \lambda/2 \approx 780 \text{ nm}$ für $\lambda = 1550 \text{ nm}$ bzw. zu $\Delta L_o = \lambda/2 \approx 975 \text{ nm}$ für $\lambda = 1950 \text{ nm}$ berechnet werden.

Im Fall eines mit einem Verstärkungsmedium ($\Im\{n\} > 0$) integrierten Laserresonators kann die Abstimmung der Wellenlänge über die Änderung des temperatur¹²- und ladungsträger¹³-abhängigen Brechungsindex hervorgerufen werden. Die geringe Abnahme des Brechungsindex mit einer zunehmenden Ladungsträgerdichte, siehe Abschnitt 2.3.2, hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Emissionswellenlänge im Vergleich zu der thermischen Wellenlängenverschiebung, die z.B. durch Eigenerwärmung mit dem Betriebsstrom verursacht wird (siehe hierfür Abschnitt 6.1). Die thermische Abstimmung ist jedoch auf wenige Nanometer beschränkt [Ort01]. Größere Abstimmbereiche können über eine mechanische Änderung der Resonatorlänge erreicht werden. Dies ist z.B. mit mikromechanisch-auslenkbaren Spiegeln, wie in Abschnitt 3.1 erläutert, realisierbar.

2.1.2 Bragg-Spiegel und effektive Eindringtiefe

Im vorangegangenen Abschnitt wurde ein Fabry-Pérot-Resonator mit zwei idealen Spiegeln mit den Reflektivitäten R_1 und R_2 beschrieben. Um einen größtmöglichen

¹²Thermo-optischer Effekt.

¹³Plasmaeffekt.

Abstimmbereich eines wellenlängenabstimmbaren VCSEL zu erzielen, benötigt man Spiegel, die in dem gesamten freien Spektralbereich des Resonators eine annähernd konstante und hohe Reflektivität $R > 99\%$ aufweisen¹⁴. Dies kann mit Bragg-Spiegeln (engl. distributed Bragg reflector, DBR) erreicht werden. Sie bestehen aus mehreren alternierenden Schichten hoher n_H und niedrigerer n_L Brechungsindizes ($n_H/n_L/n_H/n_L/n_H$). Infolgedessen entstehen mehrere Grenzflächen, an welchen die einfallende elektromagnetische Welle teilreflektiert und phasenrichtig überlagert wird. Bei senkrechtem Einfall, der im Folgenden angenommen wird, ergibt sich der komplexe Reflexions- und Transmissionskoeffizient r bzw. t an den entsprechenden Grenzflächen, gemäß den Fresnel-Formeln zu [ST07]:

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad \text{bzw.} \quad t = \frac{2n_1}{n_2 + n_1} . \quad (2.19)$$

Darin bezeichnet n_1 und n_2 den Brechungsindex des Eintritts- bzw. des Austrittsmediums. Bei senkrechtem Einfall gilt diese Gleichung sowohl für transversal elektrische (TE) als auch transversal magnetische (TM) Wellen gleichermaßen [ST07]. An jedem Übergang von einem optisch dünneren (n_L) in ein optisch dichteres (n_H) Medium erfährt der reflektierte Strahl einen Phasensprung von $\varphi = \pi$, an einem Übergang in ein optisch dünneres Medium dagegen erfolgt kein Phasensprung. Die Teilreflexionen¹⁵ überlagern sich konstruktiv zu einer hohen Gesamtreflektivität wenn die einzelnen Schichten die (geometrische) Dicke

$$d = \frac{\lambda_0}{4n_{H/L}} \quad (2.20)$$

aufweisen. Die Phasendifferenz von zwei aufeinander folgenden Teilreflexionen beträgt demnach $\delta = m2\pi$ (vgl. Gl. (2.12)) mit $m \in \mathbb{N}$. Abbildung 2.3 illustriert das beschriebene Prinzip am Beispiel eines DBR mit 1,5 Schichtpaaren. Unter Berücksichtigung, dass die Reflektivität $R = |r|^2$ bzw. Transmission $T = |t|^2$ beträgt, kann die maximale Reflektivität eines verlustfreien Bragg-Spiegels für die Bragg- oder auch Zentralwellenlänge λ_0 als [Wil99]:

$$R_{max,DBR} = \left(\frac{1 - \frac{n_A}{n_E} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{2M}}{1 + \frac{n_A}{n_E} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{2M}} \right)^2 , \quad (2.21)$$

formuliert werden. Darin bezeichnet n_E und n_A den Brechungsindex des Eintritts-

¹⁴Tatsächlich soll die Spiegel-Reflexionsbandbreite deutlich größer sein als der FSR des Resonators, da die Zentralwellenlänge durch die herstellungsbedingte (Abscheiden ohne in situ Schichtkontrolle) Fehlanpassung verschoben sein kann.

¹⁵die Teiltransmissionen überlagern sich destruktiv.

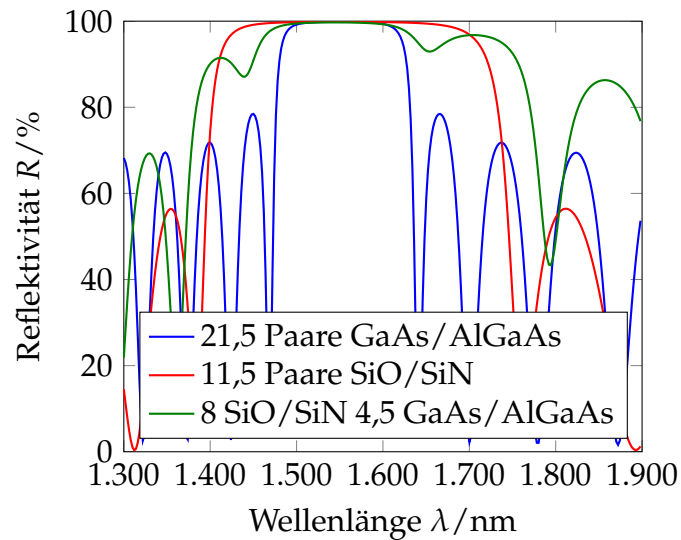


Abbildung 2.4: Simulierte Reflexionsspektren verschiedener DBR bestehend aus 21,5 Paaren GaAs/AlGaAs, 11,5 Paaren SiO/SiN und 12,5 Paaren GaAs/AlGaAs/SiO/SiN, siehe auch Tabelle 2.1.

ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Der hybride DBR besteht aus 4,5 GaAs/AlGaAs und 8 SiO/SiN-Schichtpaaren und wird zum Aufbau weitabstimbarer VCSEL für Telekommunikation Anwendungen eingesetzt (siehe Abschnitt 4.1). Die simulierte spektrale Breite des Stopbandes für die Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 1550$ nm bei gleichbleibender maximaler Reflektivität $\geq 99\%$ des halbleitenden, dielektrischen und hybriden Spiegels liegt bei 109 nm, 225 nm bzw. 125 nm. Die simulierte spektrale Breite des Stopbandes eines SiO/SiN-basierenden DBR für die Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 1950$ nm beträgt 282 nm.

Die Tabelle 2.1¹⁷ vergleicht die Stopbandbreiten verschiedener verlustfreier dielektrischer und halbleitender Materialsysteme bei gleicher Maximalreflektivität $R \geq 99\%$ und zeigt, dass große Brechungsindexunterschiede zu größeren Stopbandbreiten führen. Die dielektrischen DBR im Materialsystem SiO/SiN, TiO/SiO bzw. ZnS/CaF verfügen im Vergleich zu halbleitenden DBR neben breiten Stopbändern über weitere Vorteile wie z.B. die kostengünstigere Herstellung (siehe Abschnitt 4.2).

Tatsächlich sind jedoch die realen Bragg-Spiegel nicht verlustfrei. Die Streuung

¹⁷Ein hybrider Spiegel setzt sich aus GaAs/AlGaAs-Schichten und SiO/SiN-Schichten zusammen. Die Brechungsindizes und Brechungsindexunterschiede können für GaAs/AlGaAs und SiO/SiN der Tabelle 2.1 entnommen werden.

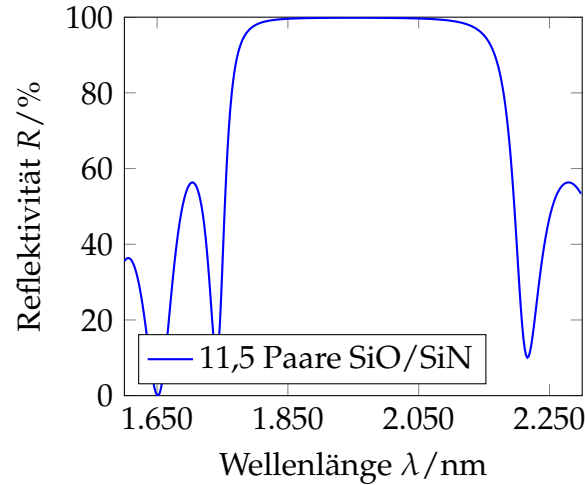


Abbildung 2.5: Simuliertes Reflexionsspektrum eines DBR bestehend aus 11,5 Paaren SiO/SiN mit einer Zentralwellenlänge von 1950 nm.

an rauen Grenzflächen im dielektrischen DBR [CF+03] oder Absorption an freien Ladungsträgern in den dotierten Schichten des halbleitenden DBR [LO+04a] (siehe hierfür Abschnitt 2.3.2) begrenzen die maximale Reflektivität. Diese kann durch Hinzufügen weiterer Spiegelpaare nicht beliebig erhöht werden [LO+04a]. Die maximale Reflektivität kann auch durch fundamentale Absorption, die in halbleitenden Materialien zwischen Valenz- und Leitungsband stattfindet, limitiert werden. Das in dieser Arbeit verwendete Materialsystem GaAs/AlGaAs hat für den gegebenen Aluminiumanteil Bandlücken von 1,42 eV (874 nm) und 2,15 eV (577 nm) [CC95; Ada94] und ist im Wellenlängenbereich um 1550 nm von der fundamentalen Absorption nicht betroffen.

Eindringtiefe

Da der Bragg-Spiegel aus mehreren Schichten besteht, an deren Grenzflächen eine Teilreflexion stattfindet, dringt das elektromagnetische Feld in den Spiegel ein und klingt dabei exponentiell ab. Für kleine Brechungsindexunterschiede $\Delta n \ll n$ kann die effektive Eindringtiefe in einem Bragg-Spiegel mit M-Paaren mit:

$$L_{\text{eff}} = -\frac{c}{2\pi} \frac{\Delta\varphi}{\Delta\nu} = \frac{\lambda_0}{4\Delta n} \cdot \tanh\left(\frac{n_{\text{H}}^2 - n_{\text{L}}^2}{2n_{\text{H}}n_{\text{L}}} \cdot M\right) \approx \frac{\lambda_0}{4\Delta n}, \quad (2.22)$$

Tabelle 2.1: Simulierte spektrale Breite des Stoppbands bei gleichbleibender maximaler Reflektivität $\geq 99\%$ für Bragg-Spiegel aus verschiedenen verlustfreien Materialsystemen.

Materialsystem	Brechungsindex n_L/n_H	Δn	Paarzahl	Stoppband	Ref.
InP/InGaAlAs	3,16/3,50	0,34	20,0	147 nm	[SLR+01]
AlGaAs/GaAs	2,99/3,38	0,39	21,5	109 nm	[Rie08; Koe09]
InAlAs/InGaAs	3,14/3,55	0,41	21,5	—	[Pee00; Pfe02]
HBR ¹⁶	—	—	12,5	125 nm	[ZG+11]
SiO/SiN	1,46/1,97	0,51	11,5	225 nm	[Gie13; Jat10]
SiO/TiO	1,45/2,30	0,85	5,5	600 nm	[TP+98; Pfe02]
ZnS/CaF	1,40/2,25	0,85	5,5	610 nm	[OB+05; Mau08]

näherungsweise berechnet werden [BC92]. Der Fall $\Delta n \ll n$ gilt jedoch nur für die halbleitenden DBR, sodass der letzte Näherungsschritt nicht gültig ist. Die Eindringtiefe muss im Fall eines kurzen Resonators, wie z.B. bei VCSEL, bei der Berechnung der effektiven optischen Gesamtlänge des Resonators unbedingt mitberücksichtigt werden:

$$L_o = nL + nL_{1,\text{eff}} + nL_{2,\text{eff}} . \quad (2.23)$$

2.2 Modenverhalten und Resonatorgeometrie

Im vorangegangenen Abschnitt wurde angenommen, dass die Spiegel plan-parallel und lateral unendlich ausgedehnt sind. Hierzu wurde eine vereinfachende Näherung einer hin und her reflektierenden ebenen Welle betrachtet, ohne Berücksichtigung der transversalen räumlichen Veränderung der Welle. Reale Resonatoren besitzen jedoch Spiegel mit räumlich begrenzten Dimensionen. In den nächsten Abschnitten wird gezeigt, dass die fundamentale Grundmode (Intensitätsverteilung) eines stabilen Laser-Resonators in guter Näherung durch einen Gauß-Strahl im freien Raum mit transversaler, um die Ausbreitungsachse zirkular symmetrischer Intensitätsverteilung beschrieben werden kann [BG61; KL66; HW05; ST07].

2.2.1 Gaußstrahl

Ein sich in $+z$ -Richtung ausbreitendes elektrisches Feld hat die folgende Feldverteilung:

$$E = E_0 U(x, y, z) e^{j\omega t} , \quad (2.24)$$

mit der Amplitude E_0 , dem Profil $U(x, y, z)$, der Kreisfrequenz des Lichts $\omega = 2\pi\nu$ und der Wellenzahl k ¹⁸

$$k = \frac{\omega n}{c} = \frac{2\pi\nu n}{c} = \frac{2\pi n}{\lambda} , \quad (2.25)$$

als Ausbreitungskonstante der ebenen Welle. Der Gauß-Strahl ist eine spezielle Lösung der Helmholtz-Gleichung für eine paraxiale Welle. Diese ist eine ebene Welle Ae^{-jkz} , deren komplexe Einhüllende A um die Ausbreitungsachse \vec{z} konzentriert ist und sich geringfügig in der Ausbreitungsrichtung \vec{z} innerhalb der Wellenlänge $\lambda = 2\pi/k$ ändert. Die komplexe Amplitude¹⁹ der ebenen Welle hat die Form [ST07]:

$$U(\mathbf{s}, z) = A(\mathbf{s}, z) e^{-jkz} . \quad (2.26)$$

Der Vektor \mathbf{s} entspricht $\mathbf{s} \equiv (x, y)$ oder $\mathbf{s} \equiv (r, \vartheta)$ in einem kartesischen bzw. zylindrischen Koordinatensystem. Der Term e^{-jkz} beschreibt die (schnelle) Ausbreitung der ebenen Welle; die komplexe Einhüllende $A(\mathbf{s}, z)$ beschreibt das (langsam) veränderliche transversale Profil des Strahls. Durch Einsetzen der komplexen Amplitude $U(\mathbf{s}, z)$ in die Helmholtz-Gleichung:

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0 , \quad (2.27)$$

und unter Vernachlässigung des Terms $\partial^2 A / \partial z^2$ (paraxiale Näherung) erhält man die paraxiale Helmholtz-Gleichung für die komplexe Einhüllende $A(x, y, z)$:

$$\nabla_T^2 A - j2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0 , \quad (2.28)$$

mit transversalem Laplace-Operator $\nabla_T^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$. Gl. (2.28) stellt eine Näherung²⁰ der Helmholtz-Gleichung dar. Eine spezielle Lösung der paraxialen

¹⁸ k ist der Betrag des Wellenvektors $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$; es gilt $|\mathbf{k}| = k$.

¹⁹Die komplexe Amplitude $U(\mathbf{s}, z)$ ist ein zeitunabhängiger Term der komplexen Wellenfunktion $U(\mathbf{s}, z, t)$ [ST07].

²⁰engl.: slowly varying envelope approximation, SVEP.

Helmholtz-Gleichung für die Wellenlänge ist die komplexe Einhüllende des Gauß-Strahls [ST07]:

$$A(x,y,z) = \frac{A_1}{q(z)} \exp \left[-jk \frac{x^2 + y^2}{2q(z)} \right] \quad \text{mit} \quad q(z) = z + jz_0 . \quad (2.29)$$

Die Größe $q(z)$ wird als Ausbreitungsparameter bezeichnet, da sie die Änderung der Feldverteilung in Ausbreitungsrichtung beschreibt, $z_0 = \pi W_0^2 / \lambda$ ist die sogenannte Rayleigh-Länge [Ram68]. Für die komplexe Funktion:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} , \quad (2.30)$$

und mit Hilfe der Ersetzung:

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2} \quad \text{mit} \quad W_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} , \quad (2.31)$$

sowie

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] , \quad (2.32)$$

erhält man, durch Einsetzen von Gl. (2.30) in Gl. (2.29) und unter Berücksichtigung von Gl. (2.26), eine komplexe Amplitude $U(x,y,z)$ des Gaußstrahls [ST07]:

$$U(x,y,z) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{W^2(z)} \right] \exp \left[-jkz - jk \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} + j\zeta(z) \right] , \quad (2.33)$$

mit der Konstante $A_0 = A_1 / jz_0$ und der Phasenverzögerung $\zeta(z) = \tan^{-1}(z/z_0)$, auch als Gouy-Phase bezeichnet [Rei09].

Charakteristische Eigenschaften des Gauß-Strahls

Die wichtigen Parameter des Gauß-Strahls sind: der in der Gl. (2.31) definierte Strahlradius $W(z)$ am Ort z , der Tailenradius W_0 sowie die in Gl. (2.32) definierte Phasenfront $R(z)$ der Welle [BG61]. Der Strahlradius $W(z)$ ist über einen Amplitudenabfall des elektrischen Feldes um den Faktor $1/e$ bzw. $1/e^2$ für die Intensität definiert. Der geringste Strahlradius befindet sich in der Ebene $z = 0$ und wird als Tailenradius W_0 bezeichnet. Der Strahlradius vergrößert sich monoton mit steigenden z -Werten und erreicht einen Wert von $\sqrt{2}W_0$ in den Ebenen $z = \pm z_0$

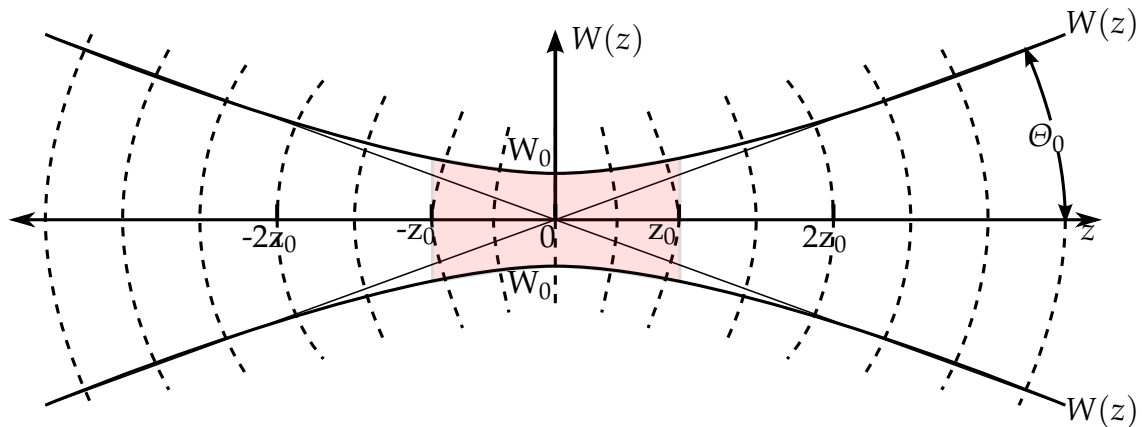


Abbildung 2.6: Ausbreitung eines Gaußstrahls im freien Raum.

(Rayleighlänge). Der Krümmungsradius $R(z)$ ist unendlich groß bei $z = 0$, d.h. die Wellenfront ist plan; bei $z = z_0$ erreicht der Krümmungsradius $R = 2z_0$ sein Minimum. Im Fernfeld $z \gg z_0$ nimmt die Wellenfront die Form einer Kugelwelle an. Sie besitzt den Öffnungswinkel:

$$2\Theta_0 = \frac{2W_0}{z_0} = \frac{4}{\pi} \frac{\lambda}{2W_0}, \quad (2.34)$$

der auch als Divergenzwinkel des Strahls bezeichnet wird.

2.2.2 Transversalmoden höherer Ordnung

Der in dem Abschnitt 2.2.1 zuvor diskutierte Gauß-Strahl stellt die einfachste Lösung der paraxialen Helmholtz-Gleichung dar und entspricht der $TEM_{0,0}$ - (transversal-elektromagnetischen) Mode nullter Ordnung. Außerdem existieren noch Gauß-Moden höherer Ordnung, die alle Lösung derselben paraxialen Helmholtz-Gleichung sind. Die $TEM_{l,m}$ - Moden höherer Ordnung nehmen die Form der Laguerre-Gauß Funktion²¹ [BK62], mit radialer Ordnung l und azimuthaler Ordnung m , dargestellt in zylindrischen Koordinaten $\mathbf{s} \equiv (r, \vartheta)$ an. Auf Grund der zylindrischen Geometrie von MEMS-VCSELn werden zylindrische Koordinaten verwendet. Die komplexe

²¹Die Lösung der paraxialen Helmholtz-Gleichung in einem kartesischen Koordinatensystem $\mathbf{s} \equiv (x, y)$ stellt eine Hermite-Gauß Funktion dar [BG61].

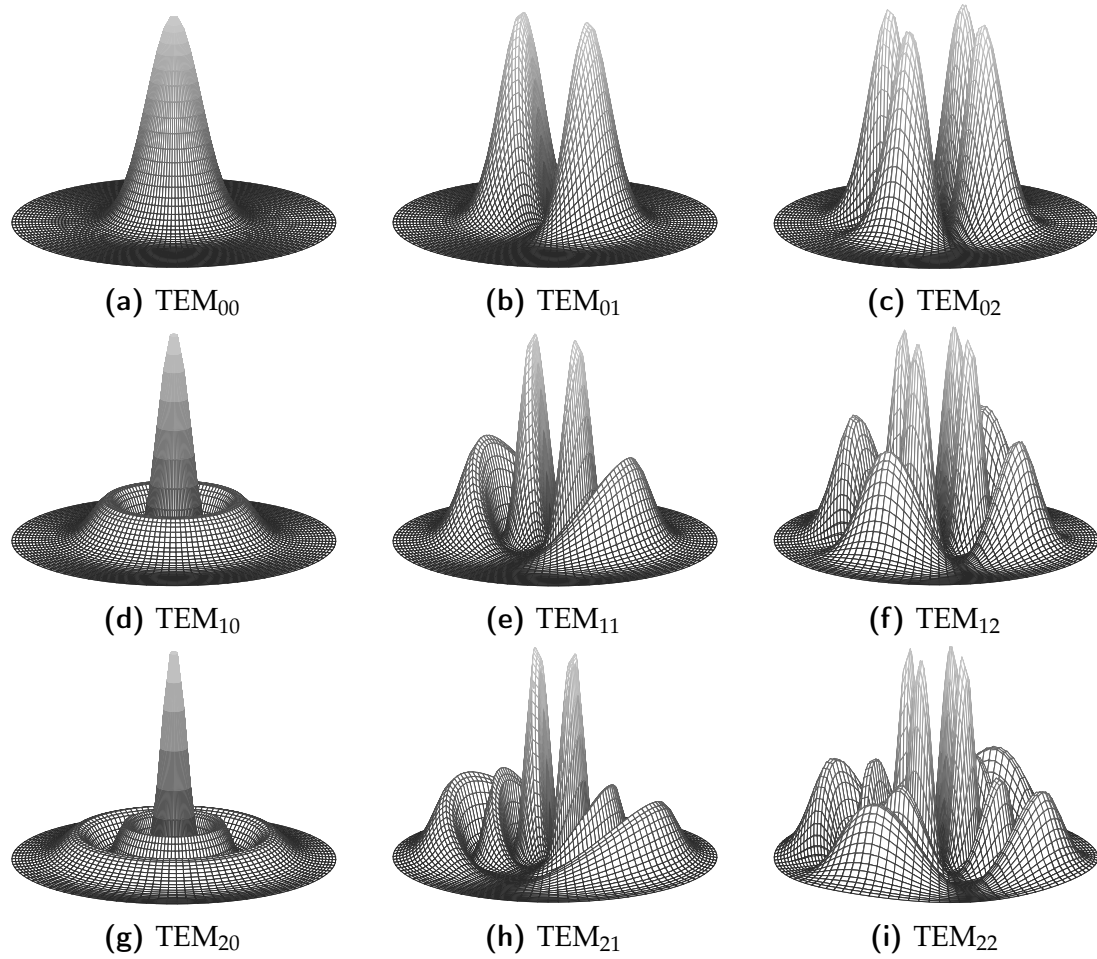


Abbildung 2.7: Intensitätsverteilung von Moden verschiedener Ordnung l, m in einem stabilen plan-konkaven Resonator.

Amplitude der Laguerre-Gauß Moden berechnet sich zu [ST07]:

$$U_{l,m}(r, \vartheta, z) = A_{l,m} \left[\frac{W_0}{W(z)} \right] \left(\frac{r}{W(z)} \right)^l L_m^l \left(\frac{2r^2}{W^2(z)} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{W^2(z)} \right) \cdot \exp \left[-jkz - jk \frac{r^2}{2R(z)} - jl\vartheta + j(l+2m+1)\zeta(z) \right], \quad (2.35)$$

²²Die Laguerre-Polynome $L_m^l(t)$ niedriger Ordnung m mit Parameter l und Variable $t = 2r^2/W^2(z)$ lauten:

mit Laguerre-Polynom $L_m^l(\cdot)^{22}$. Die optischen Intensitätsverteilungen der Laguerre-Gauß Moden $I_{l,m} = |U_{l,m}|^2$ sind für die niedrigen Ordnungen $l, m \in \{0,1,2\}$ in Abbildung 2.7 gezeigt. Die Ordnungszahlen l und m geben die Anzahl der radialen bzw. azimuthalen Nullstellen in der Intensitätsverteilung an. Es wird ersichtlich, dass sich die Intensitätsverteilung mit zunehmenden Ordnungszahlen lateral ausdehnt. Die Tailenradien der TEM $_{l,m}$ - Moden höherer Ordnung sind äquivalent zu dem in der Gl. (2.31) definierten Tailenradius des Gaußstrahls W_0 und berechnen sich zu [HW05]:

$$W_{l,m} = W_0 \sqrt{2l + m + 1} . \quad (2.36)$$

Für den Divergenzwinkel gilt analog:

$$\Theta_{l,m} = \Theta \sqrt{2l + m + 1} . \quad (2.37)$$

Die TEM $_{0,0}$ - Mode sowie TEM $_{l,m}$ - Moden höherer Ordnung haben dieselbe Rayleigh-Länge z_0 , siehe Abschnitt 2.2.1. Die Transversalmoden höherer Ordnung können durch eine gezielte lokale Begrenzung des Stehwellenfeldes (Apertur) unterdrückt werden.

2.2.3 Resonatorgeometrie eines stabilen Resonators

Ein passiver optischer Resonator mit einer optischen Länge $L_o = nL$ und zwei Spiegeln mit Krümmungsradien RoC $_{1,2}$ (engl. radius of curvature) bildet einen stabilen Resonator unter der Stabilitätsbedingung [BK62]:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad \text{mit} \quad g_{1,2} = 1 - \frac{L_o}{\text{RoC}_{1,2}} . \quad (2.38)$$

Wenn die Stabilitätsbedingung erfüllt ist kann, sich der Gaußstrahl mit geringen Beugungsverlusten im Resonator reproduzieren [Sin64; GK64]. In dieser Arbeit werden ausschließlich stabile plan-konkav-sphärische (halb-symmetrische) Resonatoren realisiert. Für diese gilt: $g_1 = 1$ für einen planen Spiegel mit RoC $_1 \rightarrow \infty$ sowie $g_2 = 1 - L_o/\text{RoC}_2$ mit $0 < g_2 < 1$ für einen gekrümmten Spiegel, wenn RoC $_2 > L_o$

$$\begin{aligned} L_0^{(l)}(t) &= 1, & L_2^{(l)}(t) &= 0,5(l+1)(l+2) - (l+2)t + 0,5t^2, \\ L_1^{(l)}(t) &= l+1-t, & L_3^{(l)}(t) &= (l+1)(l+2)(l+3)/6 - 0,5(l+2)(l+3)t + \\ & & & + 0,5(l+3)t^2 - t^3/6. \end{aligned}$$

ist²³. Solch ein Resonator ist äquivalent zu einem symmetrischen Resonator doppelter Länge mit zwei konkav-sphärischen Spiegeln. In einem plan-konkaven Resonator stellt sich der Tailenradius auf dem planen Spiegel ein [Sie86]:

$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \sqrt{L_o(\text{RoC} - L_o)} . \quad (2.39)$$

Der Krümmungsradius RoC des konkaven Resonatorspiegels soll idealerweise mit der Phasenfront des Gaußstrahls übereinstimmen [Azi03; Koe09].

Eine zirkulare Resonatorgeometrie und die daraus folgenden zirkularen Modenprofile (Gauß-Moden) ermöglichen eine einfache und effiziente Einkopplung des Laserlichts in eine optische Faser, die ebenso eine zirkulare Geometrie aufweist. Die Koppeffizienz η einer geführten Mode i wird als Verhältnis des in die Glasfaser eingekoppelten elektrischen Feldes E_i zu dem ausgehenden elektrischen Feld des Lasers E definiert [VP02]:

$$\eta_i = \frac{|\int_A EE_i^* dA|^2}{\int_A EE^* dA \int_A E_i E_i^* dA} . \quad (2.40)$$

Resonanzfrequenzen

Ein Resonator gilt als stabil, wenn sich die Welle nach jedem Umlauf in Phase und Amplitude reproduziert. Dies erfordert, dass der Eigenwert γ in der Kirchhoff-Integralgleichung [HW05; KL66], welche den Umlauf im Resonator beschreibt, gleich eins ist. $\gamma = 1$ ist die Resonanzbedingung. Daraus folgt eine Bedingung für die zulässigen Resonanzfrequenzen im Resonator [HW05]:

$$v_{lmq} = \frac{c}{2L_o} \left(q + \frac{2l + m + 1}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right) , \quad (2.41)$$

mit longitudinaler Ordnung q der Resonatormoden $\text{TEM}_{l,m}$. Bei einem rotationssymmetrischen VCSEL sind die azimuthalen Moden zu vernachlässigen und es können zusätzlich zum Grundmode nur höhere radiale Moden auftreten.

²³Die Sonderfälle $g_{1,2} = 1$, $g_{1,2} = -1$ und $g_{1,2} = 0$ entsprechen einem plan-parallelen, konzentrischen bzw. konfokalen Resonator. Diese Resonatoren gelten als grenzstabil [MA+].

2.3 Grundlegende Eigenschaften oberflächen-emittierender Laser

Bisher wurden die stationäre Feldverteilung und die Resonanzbedingungen in einem passiven, verlustfreien Fabry-Pérot Resonator diskutiert. In einem Laser jedoch verändert das aktive Medium, in dem Absorption, spontane und stimulierte Emission wechselwirken, die Strahleigenschaften (Modenstrukturen, Verluste und Ausbreitungsrichtung des Lichts) [Mei01b; Yar88]. Bei jedem Umlauf wird das Licht unter steter Energiezufuhr durch das aktive Medium verstärkt; die Verluste des passiven Resonators werden kompensiert und das optische Feld kann sich aufrechterhalten. In den nächsten Abschnitten werden die Eigenschaften eines aktiven Resonators näher beschrieben.

2.3.1 Bauelementstruktur

Eine schematische Zeichnung eines Oberflächen-emittierenden Lasers mit Vertikalresonator (engl. vertical cavity surface emitting laser, VCSEL) wurde bereits in Abbildung 1.2 dargestellt. Die Lichtemission des VCSELs, anders als in einem in Abbildung 1.1 dargestellten Kantenemitter, erfolgt in Wachstumsrichtung der Halbleiterkristalle oder, mit anderen Worten, vertikal zur Wafer-Ebene und ist auf wenige Wellenzüge beschränkt. In einem Kantenemitter erfolgt die Lichtemission in der Wafer-Ebene und die Länge des Resonators wird durch die Schnittkanten definiert. Eine kurze Kavität des VCSELs ermöglicht eine kontinuierliche (ohne Modensprünge) und weite Abstimmung der Wellenlänge, worauf schon in Abschnitt 2.1.1 hingewiesen wurde.

Der Resonator besteht aus Verbindungshalbleitern, die einen direkten Übergang zwischen Leitungs- und Valenzband aufweisen. Damit wird die strahlende Rekombination von Elektron-Loch-Paaren begünstigt, bei der ein Photon erzeugt wird. Durch die Implementierung von mehreren Quantentöpfen (engl. quantum well, QW) in der aktiven Zone des VCSELs kann die strahlende Rekombinationsrate weiter erhöht werden. Die Quantentöpfe weisen Diskontinuitäten in Valenz- und Leitungsband auf, weshalb die Energieniveaus quantisiert werden und die Ladungsträger sowohl räumlich als auch energetisch auf quantisierte Zustände eingeschränkt werden.

In der kurzen Kavität des VCSELs ist nur eine kurze aktive Zone eingebettet. Als Konsequenz findet im Resonator nur eine geringe Umlaufverstärkung statt.

Eine Gegenmaßnahme ist ein Einsatz hoch-reflektierender Bragg-Spiegel (engl. distributed Bragg reflector, DBR), wodurch die Verluste gering gehalten werden.

2.3.2 Verlustmechanismen, Verstärkung und Umlaufbedingung

Im Laser werden interne Verlust α_i und Spiegelverluste α_m unterschieden. Die internen Verluste umfassen Verluste durch Streuung an rauen Grenzflächen [CF+03], Beugungsverluste und Absorption und werden als gemittelte interne Modenverluste $\langle \alpha_i \rangle$ zusammengefasst [Koe09]. Die Absorptionsverluste können u. a. durch Absorption an freien Ladungsträgern α_{fc} (von engl. free carrier) in hoch dotierten Schichten verursacht und über:

$$\alpha_{fc} = \frac{e^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^3 \bar{n} \epsilon_0} \left(\frac{N}{m_n^2 \mu_n} + \frac{P}{m_p^2 \mu_p} \right), \quad (2.42)$$

berechnet werden²⁴ [Hen81; LO+04a]. α_{fc} hängt von der Elementarladung e , der Wellenlänge λ , von dem effektiven Brechungsindex \bar{n} , von der effektiven Masse der Elektronen m_n und Löcher m_p sowie deren Beweglichkeiten μ_n und μ_p und Dichten N und P , entsprechend ab. Die Fundamentalabsorption kann in erster Näherung vernachlässigt werden (siehe hierfür Abschnitt 3.2.2). Die durch die Spiegel transmittierte Intensität trägt ebenfalls zu den Resonatorverlusten bei, welche als Spiegelverluste α_m bezeichnet werden.

Die Ausbreitung der elektromagnetischen Welle im Resonator eines abstimmbaren VCSELs in longitudinaler Richtung (siehe Gleichung (2.24)) wird durch die unterschiedlichen Ausbreitungseigenschaften in den verschiedenen Schichten des VCSELs bestimmt. Ein vereinfachendes Modell eines abstimmbaren VCSELs ist in Abbildung 2.8 angegeben.

Die Spiegel werden durch ihre komplexen Reflexionsfaktoren beschrieben, die unterschiedlichen Schichten können mit Hilfe des komplexen Brechungsindex und der entsprechenden Dicke modelliert werden. In Abbildung 2.8 ist der in der Länge veränderliche Luftspalt der Länge L_{Luft} durch eine Antireflexionsschicht von den Halbleiterschichten getrennt. Der Einfluss dieser Antireflexionsschicht wird in Abschnitt 3.1 diskutiert. Zusätzlich ist die sehr dünne aktive Zone eingezeichnet. Eine Apertur, die höhere laterale Moden unterdrückt, ist dicht an der aktiven Zone angeordnet.

²⁴Mit steigender Ladungsträgerdichte nimmt die Absorption zu und bewirkt über die Kramers-Kronig-Relation eine Abnahme des Brechungsindex: $dn/dN < 0$ (Plasmaeffekt) [Koe09; Hen81; BS+90].

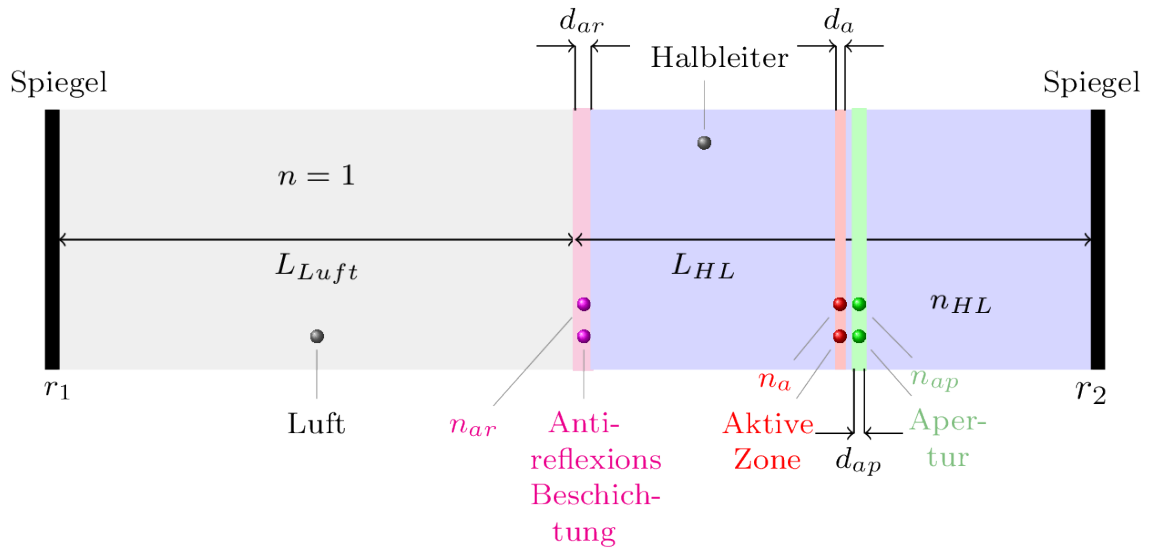


Abbildung 2.8: Vereinfachtes Modell eines abstimmbaren VCSELS, bestehend aus homogenen Schichten für den Halbleiter, die aktive Zone, die Antireflexionsbeschichtung und die Apertur.

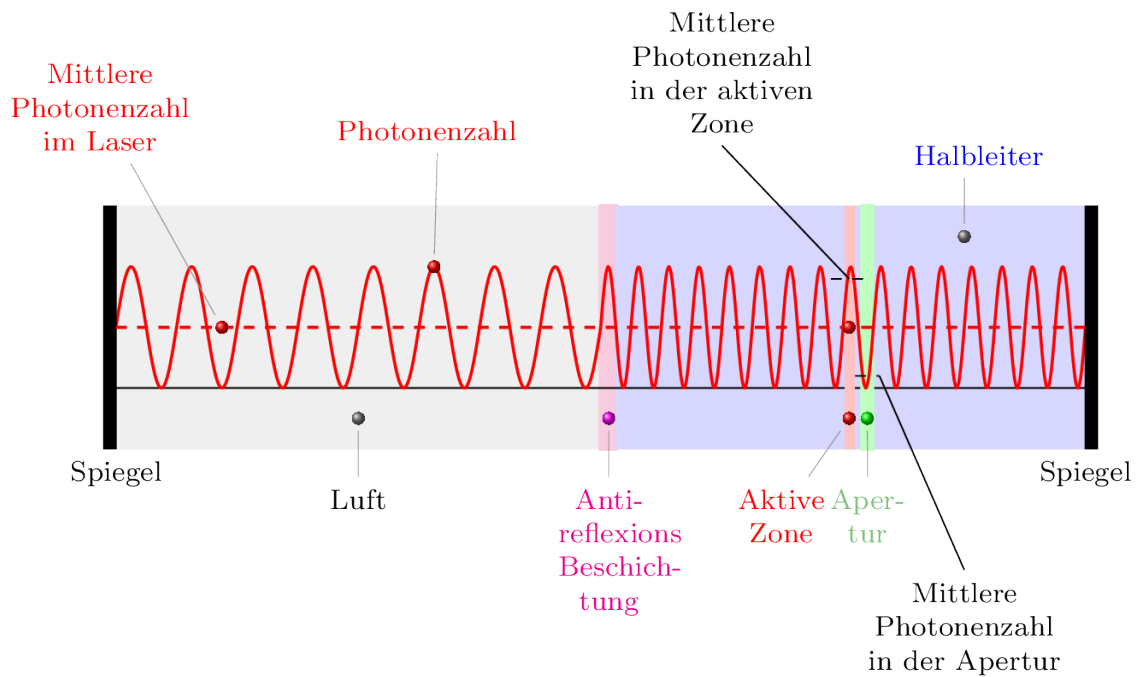


Abbildung 2.9: Vereinfachtes Modell eines abstimmbaren VCSELS mit der sich im Laser ausbildenden Photonverteilung.

Um das optische Stehwellenfeld im Resonator aufrecht zu erhalten, müssen sämtliche Resonatorverluste durch die Verstärkung $\langle g \rangle / 2 = \frac{2\pi}{\lambda} \Im m \{ n_a \}$ innerhalb des aktiven Mediums ausgeglichen werden. Zusätzlich muss sich die Welle nach jedem Umlauf in ihrer Amplitude und Phase reproduzieren. Eine sich im Resonator in positive z-Richtung ausbreitende Welle eines Lasers erfüllt die folgende Bedingung [CC95] (siehe auch Abbildung 2.8):

$$r_1 r_2 e^{-j2k_0(L_{\text{Luft}} + \Re e \{ (L_{\text{HL}} - d_{\text{ar}} - d_{\text{a}} - d_{\text{ap}}) n_{\text{HL}} + d_{\text{ar}} n_{\text{ar}} + n_{\text{a}} d_{\text{a}} + d_{\text{ap}} n_{\text{ap}} \})} e^{2k_0 \Im m \{ (L_{\text{HL}} - d_{\text{ar}} - d_{\text{a}} - d_{\text{ap}}) n_{\text{HL}} + d_{\text{ar}} n_{\text{ar}} + \Gamma_{\text{xy}} n_{\text{a}} d_{\text{a}} + d_{\text{ap}} n_{\text{ap}} \}} = 1 \quad . \quad (2.43)$$

Aus der Überlagerung einer sich in positiver und negativer longitudinaler Achse ausbreitenden Welle ergibt sich eine stehende Welle, deren Intensität in Abbildung 2.9 qualitativ angegeben ist. Wesentlich für das Design des VCSELs und seiner Eigenschaften ist die Anordnung der aktiven Zone in einem Maximum der Photonendichte, um eine möglichst große Verstärkung zu erreichen. Ebenso wichtig ist die Platzierung der Apertur, in unserem Fall ein sehr hochdotierter vergrabener Tunnelkontakt (BTJ), in einem Minimum der Photonerverteilung, um extensive Verluste zu vermeiden (siehe Abbildung 2.9). Nur die Photonen, die sich in der aktiven Zone in longitudinaler Richtung bewegen, können zur Verstärkung durch stimulierte Emission beitragen. Dieser Anteil, im Vergleich zur Photonenzahl im Resonator, wird durch den Füllfaktor Γ_{xy} beschrieben (siehe Abschnitt 2.3.3).

Im Folgenden nehmen wir an, dass die effektive Verstärkung des Grundmodes wesentlich größer ist als die der höheren Moden, sodass wir den Laser als einen Ein-Moden-Laser betrachten können und wir somit nur einen Füllfaktor Γ berücksichtigen müssen ²⁵.

Um eine bessere Übersicht zu erhalten, nehmen wir an, dass der Imaginärteil des Brechungsindex der unterschiedlichen Halbleiterschichten gleich gross ist. Ausgenommen ist die aktive Zone. Die Laserbedingung (2.43) kann in Real- und Imaginärteil aufgespalten werden. Für den Betrag folgt:

$$|r_1 r_2| e^{\overbrace{2k_0 \Im m \{ n_{\text{HL}} \}}^{-\alpha_{\text{HL}}}} e^{\overbrace{2k_0 \Gamma_{\text{xy}} \Im m \{ n_{\text{a}} \}}^{\Gamma_{\text{xy}} (g_{\text{th}} - \alpha_{\text{a}})}} d_{\text{a}} = 1 \quad . \quad (2.44)$$

Eine andere Darstellung der Gleichung (2.44):

²⁵Aus diesem Grund werden im Folgenden die Indizes bei Γ nicht mehr angegeben.

$$\Gamma_{xy} g_{th} d_a = \Gamma_{xy} \alpha_a d_a + \alpha_{HL} (L_{HL} - d_a) + \ln \left(\frac{1}{|r_1| |r_2|} \right) , \quad (2.45)$$

veranschaulicht, dass die internen Verluste und die Spiegelverluste an der Laserschwelle durch den Gewinn kompensiert werden.

Aus der Phasenbedingung (Phase der Gleichung (2.43)) erhält man einen Zusammenhang für die modale Wellenlänge:

$$\lambda_{th} = (2/q)(\Re\{n_{HL}\}L_{HL} + L_{Luft}) , \quad (2.46)$$

mit q als Ordnungszahl der longitudinalen Mode ²⁶.

2.3.3 Füllfaktor

Im Halbleiterlaser füllt das aktive Medium mit Volumen V_a nur ein Teil des gesamten Resonators mit Volumen V_p aus. In Konsequenz sind der Gewinn und die Verluste der entsprechenden Bereiche unterschiedlich.

Im Folgenden leiten wir anschauliche Ausdrücke für die beim VCSEL auftretenden Füllfaktoren ab ²⁷.

Die Definition der modalen Verstärkung pro Zeiteinheit ist [CC95]:

$$\langle G \rangle = \frac{1}{W_E} \frac{dW_E}{dt} = \frac{\iiint_{V_p} \frac{dw_E}{dt} r dr d\vartheta dz}{\iiint_{V_p} w_E r dr d\vartheta dz} . \quad (2.47)$$

Hiebei ist W_E die Energie und w_E die Energiedichte. Die Integration erfolgt über das Volumen des gesamten Resonators.

Für die Verstärkung in der Einheit 1/cm kann hieraus folgender Ausdruck abgeleitet werden [CC95]:

$$\langle g \rangle = \frac{\int_{V_p} g(z,r) n(z,r) |E^+(z,r) + E^-(z,r)|^2 dV}{\int_{V_p} \frac{v_{ga}}{v_g(z)} n_{eff}(z) (|E^+(z,r)|^2 + |E^-(z,r)|^2) dV} . \quad (2.48)$$

²⁶Diese Gleichung gilt für einen Gaußstrahl streng genommen nicht, da in der Resonanzbedingung die zusätzliche Gouy-Phase mit berücksichtigt werden muss. Bei den hier vorliegenden geometrischen Randbedingungen, bei denen z_0 relativ groß ist, kann sie aber vernachlässigt werden.

²⁷Eine genauere Bestimmung der Füllfaktoren erfordert eine dreidimensionale Berechnung der elektromagnetischen Felder im Resonator.

Hier ist v_{g_a} die Gruppengeschwindigkeit des lasenden Modes in der aktiven Zone, $v_g(z)$ die Gruppengeschwindigkeit im Resonator, g die Verstärkung und n der Brechungsindex in der aktiven Zone, E^+ , E^- entsprechend die Feldstärken der hin- und rücklaufenden Wellen und n_{eff} der effektive Brechungsindex.

Zuerst betrachten wir einen VCSEL ohne Luftspalt und machen folgende Annahmen:

1. Die aktive Zone hat die Dicke d_a und den Radius R_a .
2. Die elektrische Feldstärke des lasenden Modes kann mit Hilfe eines Gaußstrahls modelliert werden.
3. Die aktive Zone ist so dünn, dass sowohl die Verstärkung $g(z,r)$ als auch der Brechungsindex $n(z,r)$ innerhalb der aktiven Zone als unabhängig von z angenommen werden kann²⁸.

Zusätzlich ändert sich auch die Strahlweite $W(z)$ und die Gouy-Phase $\zeta(z)$ des Gauß'schen Modes in der aktiven Zone nicht:

$$\begin{aligned} g(z,r) &= g_a , \\ n(z,r) &= n_a , \\ W(z) &= W_a , \\ \zeta(z) &= \zeta_a . \end{aligned}$$

4. Die Gruppengeschwindigkeit und der effektive Brechungsindex kann im gesamten Resonator als konstant angenähert werden²⁹:

$$\begin{aligned} v_g(z) &= v_g = v_{g_a} , \\ n_{\text{eff}}(z) &= n_{\text{eff}} . \end{aligned}$$

Es folgt für die Verstärkung unter Verwendung der Feldverteilung (2.33):

$$\langle g \rangle = \frac{g_a n_a \int_0^{R_a} \frac{e^{-2r^2/W_a^2}}{W_a^2} r dr \int_{d_a} \cos^2(kz + \zeta_a) dz}{n_{\text{eff}} \int_{L_{\text{Res}}} \underbrace{\int_0^\infty \frac{e^{-2r^2/W(z)^2}}{W(z)^2} r dr}_{\frac{1}{4}} dz} \quad (2.49)$$

²⁸Die laterale Gewinnverteilung darf bei VCSELn nicht als konstant angenommen werden, sondern hängt von der meist arbeitspunktabhängigen Stromverteilung ab. Insofern ist die Annahme, g_a und n_a hängen nicht von r ab, nicht einfach zu rechtfertigen.

²⁹Diese Näherung darf bei einem Laser mit Luftspalt nicht angewendet werden.

Wir setzen weiterhin voraus, dass ein Abstand z_s zwischen einem Maximum der Intensitätsverteilung und der Mitte der aktiven Zone vorliegt:

$$\langle g \rangle = g_a \frac{n_a}{n_{\text{eff}}} \frac{\int_0^{R_a} \frac{e^{-2r^2/W_a^2}}{W_a^2} r dr}{\frac{1}{4}} \frac{2 \int_{-d_a/2}^{d_a/2} \cos^2 k(z + z_s) dz}{L_{\text{Res}}} \quad (2.50)$$

$$= g_a \frac{n_a}{n_{\text{eff}}} \underbrace{4 \int_0^{R_a} \frac{e^{-2r^2/W_a^2}}{W_a^2} r dr}_{\Gamma_{xy}} \underbrace{\frac{d_a}{L_{\text{Res}}}}_{\Gamma_z} \overbrace{\left(1 + (\cos 2kz_s) \frac{\sin(kd_a)}{kd_a} \right)}^{\Gamma_r} \quad (2.51)$$

$\underbrace{\hspace{15em}}_{\Gamma}$

Der transversale Füllfaktor Γ_{xy} [CC95] beschreibt die Überlappung des transversalen Modenprofils mit der aktiven Zone, bewertet mit dem Verhältnis des Brechungsindex n_a der aktiven Zone zum effektiven Brechungsindex n_{eff} . Das letztere Verhältnis liegt in der Größenordnung von 1 und wird meist vernachlässigt.

Der longitudinale Füllfaktor Γ_z (engl.: axial confinement factor) [CC95] beschreibt das Verhältnis des Modenvolumens längs der aktiven Zone V_a zum Modenvolumen im gesamten Resonator V_p . Der relative longitudinale Füllfaktor Γ_r (engl. axial enhancement factor) beschreibt die Stehwelleneffekte im Resonator [CF+04; YC+90; HB+]:

$$\Gamma_r = 1 + (\cos 2kz_s) \frac{\sin(kd_a)}{kd_a} . \quad (2.52)$$

Γ_r beträgt bei einem Kantenemitter mit langer aktiver Zone ($d_a \gg \lambda_q$) immer eins und kann somit vernachlässigt werden. Im Gegensatz dazu kann Γ_r bei einem VCSEL mit dünner aktiver Zone ($d_a \leq \lambda_q$) Werte bis zwei annehmen, falls das Maximum des optischen Stehwellenfeldes zentral über den Quantenfilmen liegt (siehe auch Abbildung 2.9). Eine Abstimmung des Resonators führt zu einer Verschiebung z_s des Wellenbauchs gegenüber der Mitte der aktiven Zone und somit zu einer Abnahme von Γ_r . Liegt dagegen im Zentrum der Quantenfilme ein Knoten ($2kz_s = \pi$), so beträgt Γ_r annähernd null und die Verstärkung ist wirkungslos $\langle g \rangle \approx 0$ [CF+04]. Aufgrund der Abnahme des relativen longitudinalen Füllfaktors bei der Wellenlängenabstimmung ist, nach Abschnitt 2.1.1, ein kurzer Resonator von Vorteil.

Für einen VCSEL mit Luftspalt muss der Nenner in Gleichung (2.49) genauer bestimmt werden, da die Gruppengeschwindigkeit und der effektive Brechungsindex nicht mehr als konstant über die Resonatorlänge angenähert werden kann.

Eine relativ einfache Abschätzung wäre es, die Energie im Resonator mit Hilfe der Matrixmethode [CC95] abzuschätzen. Für den Fall eines VCSELs mit idealer Antireflexionsbeschichtung kann davon ausgegangen werden, dass sich die Energiedichte längs des Resonators ohne Verluste ausbreitet. Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass durch den hohen Brechungsindexunterschied zwischen Halbleiter und Luft, die Amplituden des Feldes in den Materialien unterschiedlich sind. Hierbei wird angenommen, dass innerhalb des Halbleiters ein Gauss-Strahl mit der Amplitude Ψ_{HL} vorliegt, und dass in der Antireflexionsschicht der Gauss-Strahl eine Amplitude Ψ_{ar} , und in der Luft eine Amplitude Ψ_{Luft} aufweist. Da bei der als ideal angenommenen Antireflexionsschicht keine Reflexionen auftreten, kann aus der Energiebedingung folgende Amplitudenrelationen angenommen werden:

$$n_{\text{HL}} \Psi_{\text{HL}} = \sqrt{n_{\text{HL}}} \Psi_{\text{ar}} = \Psi_{\text{Luft}} . \quad (2.53)$$

Für Gleichung (2.50) ergibt sich:

$$\langle g \rangle = \frac{g_a n_a \Gamma_{xy} d_a \Gamma_r}{\int_{L_{\text{Luft}}} \frac{n_{\text{HL}}^2 v_{\text{ga}}}{c_0} dz + \int_{L_{\text{ar}}} \frac{n_{\text{HL}} n_{\text{e,ar}} v_{\text{ga}}}{v_{\text{g,ar}}} dz + \int_{L_{\text{HL}}} \frac{n_{\text{e,HL}} v_{\text{ga}}}{v_{\text{g,HL}}} dz} . \quad (2.54)$$

Hier bezeichnen wir mit $n_{\text{e,ar}}$ und $n_{\text{e,HL}}$ den effektiven Brechungsindex in der Antireflexionsschicht bzw. im Halbleiter. Entsprechende Bezeichnungen gelten auch für die Gruppenlaufzeit. Es ergibt sich mit den Näherungen des vorherigen Abschnitts:

$$\begin{aligned} \langle g \rangle &= \frac{g_a n_a \Gamma_{xy} d_a \Gamma_r}{\frac{L_{\text{Luft}} n_{\text{HL}}^2}{n_{\text{ga}}} + \frac{\lambda n_{\text{HL}} n_{\text{e,ar}} n_{\text{g,ar}}}{4\sqrt{n_{\text{HL}}} n_{\text{ga}}} + \frac{L_{\text{HL}} n_{\text{e,HL}} n_{\text{g,HL}}}{n_{\text{ga}}}} \\ &= \frac{g_a n_a}{n_{\text{e,HL}}} \Gamma_{xy} \Gamma_r \frac{d_a}{\frac{L_{\text{Luft}} n_{\text{HL}}^2}{n_{\text{ga}} n_{\text{e,HL}}} + \frac{\lambda n_{\text{HL}} n_{\text{e,ar}} n_{\text{g,ar}}}{4\sqrt{n_{\text{HL}}} n_{\text{ga}} n_{\text{e,HL}}} + \frac{L_{\text{HL}} n_{\text{g,HL}}}{n_{\text{ga}}}} \end{aligned} \quad (2.55)$$

$$= \frac{g_a n_a}{n_{\text{e,HL}}} \frac{n_{\text{ga}}}{n_{\text{g,HL}}} \Gamma_{xy} \Gamma_r \frac{d_a}{\frac{L_{\text{Luft}} n_{\text{HL}}^2}{n_{\text{g,HL}} n_{\text{e,HL}}} + \frac{\lambda n_{\text{HL}} n_{\text{e,ar}} n_{\text{g,ar}}}{4\sqrt{n_{\text{HL}}} n_{\text{g,HL}} n_{\text{e,HL}}} + L_{\text{HL}}} . \quad (2.56)$$

Mit den Näherungen, dass die Gruppenindizes, effektiven Indizes und die Brechungsindizes in den einzelnen Schichten gleich sind ³⁰, ergibt sich:

$$\langle g \rangle = g_a \Gamma_{xy} \Gamma_r \frac{d_a}{L_{\text{Luft}} + \frac{\lambda}{4\sqrt{n_{\text{HL}}}} + L_{\text{HL}}} = g_a \Gamma_{xy} \Gamma_r \underbrace{\frac{d_a}{L_{\text{Res}}}}_{\Gamma_z} . \quad (2.57)$$

³⁰Diese Näherung wird z.B. auch in [CC95] vorgenommen.

Wir erkennen, dass in diesem Fall (mit ARC) die geometrische Länge als Resonatorlänge verwendet werden muss. Dies ist auch physikalisch anschaulich, da im Nenner die mittlere Photonenzahl steht. Diese kann einfach aus der Photonverteilung in der Kavität berechnet werden (siehe Abbildung 2.9). Im Fall eines VCSEs ohne Antireflexionsschicht muss die Photonverteilung im Laser z.B. mit der Matrixmethode bestimmt werden.

Wir ermitteln jetzt die Füllfaktoren, wie sie in den Ratengleichungen für die Photondichte N_p und die Ladungsträgerdichte N benötigt werden. Die Verstärkung als Differenz von stimulierter Emission und Absorption bezieht sich auf die Erhöhung der Anzahl der Photonen \tilde{N}_p in der aktiven Zone [CC95]:

$$\frac{d\tilde{N}_p}{dt} = v_{ga} \langle g \rangle \tilde{N}_p \quad (2.58)$$

$$= v_{ga} g_a \Gamma_{xy} \frac{d_a}{L_{Res}} \Gamma_r \tilde{N}_p \quad (2.59)$$

Dieser Ausdruck ist identisch mit der Änderung der Anzahl der Ladungsträger \tilde{N} in der aktiven Zone, aber mit umgekehrten Vorzeichen:

$$\frac{d\tilde{N}}{dt} = -v_{ga} g_a \Gamma_{xy} \frac{d_a}{L_{Res}} \Gamma_r \tilde{N}_p \quad (2.60)$$

Wir skalieren jetzt die Photonenzahl auf die Resonatorgröße $2\pi R_a^2 L_{Res}$, und die Ladungsträgerzahl auf das Volumen der aktiven Zone $2\pi R_a^2 d_a$:

$$N_p = \frac{\tilde{N}_p}{2\pi L_{Res} R_a^2} \quad (2.61)$$

$$N = \frac{\tilde{N}}{2\pi d_a R_a^2} \quad (2.62)$$

und erhalten, unter Verwendung der Definition für Γ_z (siehe Gleichung (2.51)), für die entsprechenden Ausdrücke, die die stimulierte Emission beschreiben:

$$\frac{dN_p}{dt} = v_{ga} g_a \Gamma_{xy} \Gamma_z \Gamma_r N_p \quad (2.63)$$

$$\frac{dN}{dt} = -v_{ga} g_a \Gamma_{xy} \Gamma_r N_p \quad (2.64)$$

2.3.4 Ratengleichung

Im aktiven Medium einer Laserdiode, im Übergang zwischen n - und p -Bahngebiet, wird elektrischer Strom, der von außen zugeführt wird, in Licht konvertiert. Nur

ein Teil η_i des injizierten Stroms I generiert Elektron-Loch-Paare in der aktiven Zone, die zur Erzeugung von Photonen beitragen. Dieser Zusammenhang wird über den Quantenwirkungsgrad η_i definiert. Die durch den injizierten Strom generierten Elektron-Loch-Paare rekombinieren sowohl spontan als auch stimuliert durch ein Photon. Die stimulierte Rekombination eines Elektron-Loch-Paars erzeugt ein Photon, das die identischen Eigenschaften wie das anregende Photon aufweist. Die strahlende spontane Emission erzeugt Photonen mit nicht exakt definierten Eigenschaften. So sind Richtung, Polarisation und im eingeschränkten Maße auch die Energie nicht festgelegt. Die Ratengleichungen beschreiben den zeitlichen Verlauf der Besetzungszustände und die zeitlichen Zusammenhänge der Ladungsträgerdichte N und P und der Photonendichte N_p . Unter der Annahme, dass Ladungsträgerneutralität ($N = P$) vorliegt, kann die Analyse vereinfacht nur für die Elektronen N durchgeführt werden.

Die Ladungsträgerdichte N mit $dN/dt = G_{\text{gen}} - R_{\text{rec}}$ verringert sich durch diverse Rekombinationsprozesse R_{rec} . $G_{\text{gen}} = \eta_i I / qV_a$ ist die Rate der injizierten Elektronen in das Volumen V_a der aktiven Zone. Die Rekombinationsprozesse beinhalten die spontane Rekombination $R_{\text{sp}} = BN^2$, nicht strahlende (Defekt- und Auger-) Rekombination $R_{\text{nr}} = AN + CN^3$ und insbesondere stimulierte Rekombination R_{st} . Eine nicht strahlende Rekombination kann auch Leckströme R_l , verursacht z.B. durch laterale Ladungsträgerdiffusion bei zu niedrigen Potentialbarrieren in den QW, beinhalten; dann gilt: $R_{\text{nr}} + R_l \sim (AN + CN^3)$. Man erhält den Zusammenhang [CC95; Sie86]:

$$R_{\text{rec}} = R_{\text{sp}} + R_{\text{nr}} + (R_l) + R_{\text{st}} . \quad (2.65)$$

Die Rekombinationsraten der nicht stimulierten Rekombinationen werden auch oft durch die inverse Lebensdauer τ beschrieben: $N/\tau(N) \equiv R_{\text{sp}} + R_{\text{nr}} + (R_l)$. Daraus folgt [CC95]:

$$R_{\text{rec}} = \frac{N}{\tau(N)} + R_{\text{st}} . \quad (2.66)$$

Die durch die stimulierte Rekombination R_{st} verursachte Verringerung der Ladungsträgerdichte N bewirkt gleichzeitig eine Erhöhung der Photonendichte N_p (siehe Gleichung (2.63)):

$$\left(\frac{dN_p}{dt} \right)_{\text{gen}} = R_{\text{st}} = \frac{\Delta N_p}{\Delta t} = \Gamma_{\text{xy}} \Gamma_z \Gamma_r v_{\text{ga}} g(N, N_p) N_p , \quad (2.67)$$

mit der Gruppengeschwindigkeit v_{ga} . Die Abhängigkeit der Verstärkung g von der Photonendichte N_p beruht auf Sättigungseffekten, die erst bei hohen Photonendichten eine Rolle spielen. Diese Effekte können sich aber auf das Modulationsverhalten,

hier strebt man hohe Photonendichten an, auswirken (siehe Gleichung (2.71)). Die beschriebenen zeitlichen Zusammenhänge der Ladungsträgerdichte N und Photonendichte N_p können für einmodige VCSEL mit zwei gekoppelten Ratengleichungen wie folgt:

$$\frac{dN}{dT} = \frac{\eta_i I}{q V_a} - \frac{N}{\tau(N)} - \Gamma_r \Gamma_{xy} v_{ga} g(N, N_p) N_p , \quad (2.68)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = \Gamma_r \Gamma_{xy} \Gamma_z v_{ga} g(N, N_p) N_p + \Gamma_z \beta_{sp} \frac{N}{\tau(N)} - \frac{N_p}{\tau_p} , \quad (2.69)$$

zusammengefasst werden [CC95]. Ein Bruchteil der gesamten spontanen Emission wird ebenfalls in die Lasermode eingekoppelt, dieser Anteil wird über den Faktor β_{sp} definiert.

Die Photonenlebensdauer τ_p modelliert die Verluste im Resonator. Dazu gehören sowohl die Verluste α_m , die durch die Abstrahlung durch die Spiegel entstehen, als auch die Verluste α_i , die im Laser durch die Absorption und Streuung hervorgerufen werden:

$$\frac{1}{\tau_p} = v_{ga} (\alpha_m + \langle \alpha_i \rangle) . \quad (2.70)$$

Bei komplizierten Laserstrukturen, wie sie bei abstimmbaren VCSEL mit Luftspalt vorliegen, sollten diese Größen mit Hilfe der Matrixmethode oder sogar mit Hilfe dreidimensionaler Modelle ermittelt werden.

Der Gewinn hängt für Quantenfilme logarithmisch von der Ladungsträgerdichte ab [AY85; WT+91; DH93]:

$$g(N, N_p) = g(N) \frac{1}{1 + \varepsilon N_p} = g_0 \ln \left(\frac{N}{N_{tr}} \right) \frac{1}{1 + \varepsilon N_p} . \quad (2.71)$$

ε ist der Gewinn-Kompressionsfaktor. Für Volumenmaterial ist der Zusammenhang linear $g \propto N$ [AD86]. Unterhalb der Transparenz-Ladungsträgerdichte N_{tr} ist der Gewinn negativ.

Um eine analytische Lösung zu erhalten gehen wir bei der Diskussion der statischen Eigenschaften von nicht sehr hohen Photonendichten aus, d.h. wir dürfen die Sättigungseffekte vernachlässigen ($\varepsilon N_p \ll 1$). Zusätzlich vernachlässigen wir auch den kleinen Einfluss der spontanen Emission in den Mode.

Unter konstantem Pumpen mit elektrischem Strom und nach Erreichen der Laserschwelle ($I \geq I_{th}$) kann von einem Gleichgewichtszustand in einer undotierten oder leicht dotierten³¹ aktiven Zone ausgegangen werden, d.h.: $dN/dt = dN_p/dt \equiv 0$. Für einen stationären Zustand können die Ratengleichung gelöst und wichtige Laser-Kenngrößen daraus gewonnen werden. Oberhalb der Schwelle $I > I_{th}$ erhält man aus den stationären Lösungen der Gleichung (2.68) und (2.69):

$$I(N, N_p) = \frac{qV_a}{\eta_i} \cdot \left(\frac{N}{\tau(N)} + \Gamma_z \Gamma_r \Gamma_{xy} v_{ga} g(N, N_p) N_p \right) , \quad (2.72)$$

$$N_p = \frac{\Gamma_z \beta_{sp} \frac{N}{\tau(N)}}{\frac{1}{\tau_p} - \Gamma_r \Gamma_{xy} \Gamma_z v_{ga} g(N, N_p)} . \quad (2.73)$$

Im linearen Bereich der Kennlinie $\varepsilon N_p \ll 1$ hängt die Verstärkung nicht von N_p ab und es gilt:

$$I(N, N_p) = \frac{qV_a}{\eta_i} \cdot \left(\frac{N}{\tau(N)} + \Gamma_z \Gamma_r \Gamma_{xy} v_{ga} g(N) N_p \right) . \quad (2.74)$$

Nutzen wir zusätzlich aus, dass die spontane Emission in den lasenden Mode sehr klein ist, folgt aus der stationären Lösung von Gleichung (2.69):

$$N \equiv N_{th} = N_{tr} e^{\frac{1}{\tau_p \Gamma_r \Gamma_{xy} \Gamma_z v_{ga} g_0}} . \quad (2.75)$$

Hieraus folgt, daß die Ladungsträgerdichte in dieser Näherung als konstant angenommen werden kann. Hieraus folgt für den Schwellengewinn und den Schwellenstrom:

$$g_{th} = g_0 \ln \left(\frac{N_{th}}{N_{tr}} \right) = \frac{1}{\Gamma_z \Gamma_r \Gamma_{xy} v_{ga} \tau_p} , \quad (2.76)$$

$$I_{th} = \frac{qV_a N_{th}}{\tau(N_{th}) \eta_i} . \quad (2.77)$$

Der Gewinn $g(I > I_{th}) = g_{th}$ und die Ladungsträgerdichte $N(I > I_{th}) = N_{th}$ bleiben oberhalb der Schwelle bei moderaten Ausgangsleistungen konstant. Mit steigendem Pumpstrom erhöht sich ausschließlich die Photonendichte linear in der Lasermode[CC95]:

$$N_p(I > I_{th}) = \frac{\eta_i (I - I_{th})}{qv_g g_{th} V_a} . \quad (2.78)$$

³¹In dem in dieser Arbeit präsentierten Laser sind die Quantenfilme mit Silizium mit $1 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$ leicht dotiert.

Die durch die Spiegel transmittierte optische Ausgangsleistung P_o hängt von der Photonendichte N_p mit der Energie $h\nu$, dem Kavitätvolumen V_p und von den Spiegelverlusten $v_g\alpha_m$ ab:

$$P_o(I > I_{th}) = v_g\alpha_m N_p h\nu V_p . \quad (2.79)$$

Unter Verwendung von (2.45) und (2.78) unter Berücksichtigung, dass $\Gamma_z = V_a/V_p$, kann Gleichung (2.79) umgeschrieben werden zu:

$$P_o(I > I_{th}) = \eta_d \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}) . \quad (2.80)$$

Unter der Annahme, dass einer von den beiden Resonatorspiegeln eines VCSELs mit $R = 100\%$ ideal reflektierend ist, wird die optische Ausgangsleistung P_o durch den zweiten Spiegel vollständig emittiert. Im Fall ungleicher Reflektivitäten der beiden Resonatorspiegel muss ein Asymmetriefaktor berücksichtigt werden [Pet88; CC95]. Gleichung (2.80) zeigt, dass die Ausgangsleistung eine lineare Funktion des Pumpstromes oberhalb der Schwelle ist. In einem realen Laser jedoch ist die (PI-) Kennlinie nur in einem gewissen Bereich oberhalb der Schwelle annähernd linear. Durch die zunehmende Erwärmung sättigt die Ausgangsleistung am so genannten „thermischen Rollover“ [Yu05]. Der (externe) differentielle Quantenwirkungsgrad³²:

$$\eta_d = \frac{\eta_i\alpha_m}{\langle\alpha_i\rangle + \alpha_m} , \quad (2.81)$$

beschreibt das Verhältnis der ausgekoppelten Photonen zu dem injizierten Strom. Der differentielle Quantenwirkungsgrad η_d kann somit auch direkt aus der Neigung der gemessenen PI-Kennlinie (aus dem annähernd linearen Bereich) gewonnen werden [CC95]:

$$\eta_d(I > I_{th}) = \frac{q}{h\nu} \frac{dP_o}{dI} . \quad (2.82)$$

³²Bei komplexeren Laserstrukturen sollte der externe Quantenwirkungsgrad mit Hilfe dreidimensionaler Modelle oder der Matrixmethode berechnet werden.

2.4 Erweiterte Eigenschaften oberflächen-emittierender Laser

2.4.1 Dynamik und Modulationsverhalten

Unter Vernachlässigung interner und externer parasitärer Faktoren, kann das dynamische Verhalten einer Laserdiode aus den Ratengleichungen (2.68) und (2.69) gewonnen werden. Hierfür werden durch eine sinusförmige Kleinsignalmodulation des Betriebsstromes $i(t) = \Re(i \cdot e^{j\omega t})$, oberhalb der Schwelle $I > I_{th}$, die Ladungsträgerdichte N und die Photonendichte N_p variiert. Dabei werden die dynamischen Effekte im MQW-Laser durch Ladungsträgertransportmechanismen sowie die laterale Abhängigkeit der Ladungsträgerdichtekonzentration vernachlässigt [CC95; CF+04; Hal05; Koe09]. Die Wechselwirkung von Ladungsträgerdichte und Photonendichte, die zur Wiederherstellung des Gleichgewichtszustandes führt, resultiert, aufgrund unterschiedlicher Lebensdauern $\tau_p \ll \tau_N$, in Relaxationsoszillationen mit der Resonanzfrequenz:

$$f_R(I > I_{th}) \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{dg}{dN} \frac{\Gamma_r \Gamma_{xy} v_g N_p}{\tau_p}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{dg}{dN} \frac{\Gamma_r \Gamma_{xy} v_g}{q V_p} \eta_i (I - I_{th})} . \quad (2.83)$$

Die Relaxations-Resonanzfrequenz f_R determiniert die maximale Modulationsbandbreite eines Lasers und kann durch Zunahme der Photonendichte und der Ausgangsleistung, mit steigendem Betriebsstrom, zu höheren Frequenzen verschoben werden.

Die Kleinsignal-Übertragungsfunktion kann durch die Zwei-Parameter Modulations-Transferfunktion:

$$H_{int}(f) = \frac{p(f)}{i(f)} = C \cdot \frac{f_R^2}{f_R^2 - f^2 + j(f/(2\pi))\gamma} , \quad (2.84)$$

mit der Relaxations-Resonanzfrequenz f_R und dem Dämpfungsfaktor γ , beschrieben werden [CC95]. Dabei verhält sich der intrinsische Modulations-Frequenzgang wie ein Tiefpass zweiter Ordnung mit gedämpfter Resonanz. Der Laser kann der Strommodulation bis zu f_R folgen, oberhalb der Relaxations-Resonanzfrequenz fällt der Amplitudengang $10 \cdot \log |H_{int}(f)|^2$ mit -40 dB/Dekade stark ab. Abhängig von der Dämpfung, liegt f_R bei etwas höheren Frequenzen als der eigentliche Resonanz-Peak f_p ; die Frequenz f_{3dB} , bei welcher die Ausgangsleistung des Lasers um die Hälfte fällt, bestimmt die Modulationsbandbreite und liegt für kleine Dämpfung

um einen Faktor 1,55 höher als f_R :

$$f_{3\text{dB}} \approx \sqrt{1 + \sqrt{2}} \approx 1,55 f_R . \quad (2.85)$$

Mit steigendem Betriebsstrom (und Photonendichte) steigt die Modulationsbandbreite mit der Relaxations-Resonanzfrequenz linear bis zur Sättigung des Gewinns (engl. gain compression) mit $1/(1 + \epsilon N_p)$. Da die Dämpfung γ näherungsweise proportional mit f_R^2 verläuft:

$$\gamma = K f_R^2 + \frac{1}{\chi \tau_p} = K f_R^2 + \gamma_0 , \quad (2.86)$$

$$K = 4\pi^2 \tau_p \left(1 + \Gamma_z \frac{a_p}{a} \right) , \text{ mit:} \quad (2.87)$$

$$a = \frac{\partial g}{\partial N} \text{ und } a_p = -\frac{\partial g}{\partial N_p} \quad (2.88)$$

wird der Resonanz-Peak immer flacher mit zunehmender Relaxations-Resonanzfrequenz f_R . Die optimale Dämpfung und die maximale Modulationsbandbreite ist für $f_p = 0$ und $f_R = f_{3\text{dB}}$ gegeben. Dieser Punkt ist durch den K -Parameter (siehe (2.88)), der somit die Dämpfung des Frequenzganges und zugleich die intrinsische Modulationsfähigkeit des Lasers beschreibt, festgelegt [CC95]. χ ist der (Ladungsträger-) Transportfaktor. Der Dämpfungsfaktor-Offset γ_0 , charakteristisch bei niedriger Ausgangsleistung des Lasers, und der K -Parameter können aus der gemessenen Kleinsignal-Übertragungsfunktion als Fitting Parameter extrahiert werden (siehe Abschnitt 5.3).

Aufgrund der Erwärmung der aktiven Zone und steigender Dämpfung γ bei hoher Ausgangsleistung P_o sowie Sättigung des Gewinns bei hoher Photonendichte N_p , kann die Modulationsbandbreite mit dem Betriebsstrom nicht beliebig erhöht werden. Eine weitere Erhöhung des Betriebsstromes führt sogar zur Senkung der Modulationsbandbreite. Eine maximale, theoretische Modulationsbandbreite kann mit:

$$f_{3\text{dB,max}} = \sqrt{2} \frac{2\pi}{K} , \quad (2.89)$$

ausgerechnet werden [CC95]. Um eine möglichst große Modulationsbandbreite eines Lasers zu erzielen ist es wünschenswert, den differentiellen Gewinn a zu steigern, das Modenvolumen $V_p = V_a / \Gamma_z$ und den Schwellenstrom I_{th} zu reduzieren sowie die Photonenlebensdauer τ_p zu verkürzen.

Ein VCSEL ist aufgrund seiner kurzen Kavität (kleines Modenvolumen V_p) und aktiven Zone aus verspannten MQW (hohe differenzielle Verstärkung a) für schnelle, direkte Modulationen prädestiniert. Eine hohe Reflektivität der beiden DBR sorgt für einen niedrigen Schwellenstrom, verlängert jedoch die Photonenlebensdauer.

2.4.2 Polarisation

Die elektromagnetische Feldverteilung in einem VCSEL ist (meistens) linear polarisiert. Aufgrund der vertikalen Lichtemission sind alle Moden orthogonal transversal-elektrisch (TE), wobei jede linear polarisierte transversale Mode zwei orthogonale Polarisationszustände einnehmen kann. Aufgrund der anisotropen optischen Materialeigenschaften, wie der anisotrope Brechungsindex, ist die Propagationskonstante der beiden Polarisationskomponenten unterschiedlich. Dies resultiert in der Aufhebung der Entartung und somit in einer geringfügigen Frequenzverschiebung der beiden Polarisationszustände ($\Delta\lambda \geq 50$ pm) [Mic12]. Die im VCSEL durch intrinsische Anisotropie auftretende Doppelbrechung (engl. birefringence) ist durch einen elektro-optischen (Pockels)-Effekt ($\Delta n \sim E$) verursacht. In Folge dessen ist die lineare Polarisation bevorzugt entlang einer der beiden optischen Hauptachsen [011] oder $[0\bar{1}1]$ orientiert. Dieses Phänomen führt zu einer vorteilhaften Einschränkung der Polarisationsorientierung, die sonst zufällig in einem rotationssymmetrischen VCSEL auf Grund seiner zylindrischen Resonatorgeometrie orientiert wäre. Ein weiterer Grund für die Doppelbrechung ist der elasto-optische Effekt, der durch eine anisotrope (richtungsabhängige) Materialspannung in den Quantenfilmen verursacht wird [Mic12].

Obwohl auf Grund des Modenwettbewerbs (engl. mode competition) nur eine Polarisationsmode maximal verstärkt wird, wird diese immer durch die zweite orthogonale Mode mit einer deutlich schwächeren Intensität begleitet. Die Polarisations-Nebenmode wird meistens stark unterdrückt und nur durch die spontane Emission gespeist. Für VCSEL liegt die Leistungsdifferenz der beiden Polarisationszustände, die sogenannte Polarisationsmodenunterdrückung (engl. polarization mode suppression ratio, PMSR), typischerweise im Bereich von 7 dB–50 dB [Mic12; SZ+10; KH+06]. Trotz der Tatsache, dass die Polarisations-Nebenmode stark unterdrückt ist, müsste die Lasermode demnach als geringfügig elliptisch polarisiert bezeichnet werden [Mic12]³³.

Nach der Kramers-Kronig Relation gibt es eine Korrelation zwischen dem Bre-

³³Unter gewissen Umständen können beide Polarisationsmoden ähnlich stark durch die stimulierten Emission verstärkt werden [CR+94; Mic12].

chungsindex und Absorption, weshalb in einem doppelbrechenden Material der modale Gewinn polarisationsabhängig ist (linearer Dichroismus, engl. dichroism)³⁴ und dazu führt, dass die Intensität der beiden Polarisationszustände unterschiedlich ist [Mic12]³⁵. Der anisotrope modale Gewinn kann deshalb zur Selektion der Polarisation beitragen.

Auf Grund der Wellenlängenabhängigkeit des modalen Gewinns verändert sich beim Abstimmen der Wellenlänge, ob mit Laserstrom oder über MEMS, der Gewinnanteil für die beiden Polarisationszustände. Das Abstimmen der Wellenlänge kann demnach zur Umschaltung der Polarisation zwischen den beiden orthogonalen Zuständen führen (engl. switching). Die in einer polarisationsaufgelösten Strom-Leistung-Kennlinie oft auftretende Hysterese deutet darauf hin, dass nicht alleine der modale Gewinn den Polarisationszustand definiert [Mic12]. Nichtlineare Effekte müssen demnach berücksichtigt und können mithilfe des Vier-Niveau Spin-Flip-Modells [Yu05] modelliert werden. Die Instabilitäten der Polarisation können außerdem durch Temperaturänderung [CR+94], ob intrinsisch durch den Pumpstrom oder über die Temperaturänderung des Substrates, oder durch eine von außen eingeführte mechanische Verspannung, z.B. durch Biegung des Laserchips, oder die optische Rückreflexion (Feedback) hervorgerufen werden. Außer der Umschaltung der Polarisation kann auch ein Polarisationspringen (engl. polarisation hopping) auftreten [Mic12].

Wegen des fehlenden Mechanismus zur Bestimmung der Polarisation im VCSEL, ist die Polarisation der Laserstrahlung in fast allen VCSEL-Typen inhärent instabil. Aufgrund der Wellenlängen- und Ausgangsleistungsänderung bei der Umschaltung der Polarisation ist eine Stabilisierung der Polarisation für viele Anwendungen wie die Telekommunikation, die optische Sensorik oder die Spektroskopie notwendig. Die Polarisation kann durch das Einführen einer optischen Anisotropie stabilisiert und fest definiert werden. Die möglichen Methoden sind u.a. die Realisierung einer polarisationsabhängigen modalen Verstärkung, eines asymmetrischen Resonators oder durch die Anwendung eines Spiegels mit einer polarisationsabhängigen Reflektivität, wobei der obere Spiegel mit Subwellenlängengitter ausgestattet wird. Die letzte Methode wird hauptsächlich in den in Computermäusen eingebauten VCSELS kommerziell eingesetzt [Mic12] und soll auch in dieser Arbeit erstmals in einen weit abstimmbaren MEMS-VCSEL integriert werden.

³⁴Eine Anisotropie des modalen Gewinns kann schon durch eine minimale Brechungsindex-Anisotropie von 0,005 % ausgelöst werden [Mic12].

³⁵Der Intensitätsunterschied der beiden Polarisationszustände wird in einer polarisationsaufgelösten PI-Kennlinie sichtbar.

3 Oberflächen-mikromechanisch abstimmbare VCSEL

3.1 Bauelementstruktur und Konfigurationen

Ein abstimmbarer VCSEL ist ein aktiver Halbleiter-Fabry-Pérot-Resonator. Er besteht im Allgemeinen aus einem Verstärkungsmedium mit einer durch eine Apertur definierten Stromführung, einem unterseitigen, festen Bragg-Spiegel, einem variablen Luftspalt und einem oberseitigen, mikromechanisch beweglichen Bragg-Spiegel. Mittels einer mikromechanischen Aktorik wird der obere Spiegel ausgeleitet und somit die Resonatorlänge verändert. Dies resultiert in der Abstimmung der Emissionswellenlänge. Eine schematische Darstellung des abstimmbaren VCSEL ist in Abbildung 3.1 gegeben. Der obere Spiegel besteht aus einer konkav gekrümmten Membran und formt, zusammen mit dem unteren, flachen Spiegel, einen plan-konkaven Fabry-Pérot Vertikalresonator. Sowohl die Krümmung der Membran als auch die strombegrenzende Apertur beeinflussen signifikant das im Resonator entstehende optische Feld (siehe Abschnitt 2.2.1). Der geringe Abstand beider Bragg-Spiegel führt zu einem weiten spektralen Abstand benachbarter longitudinaler Resonanzen (engl. free spectral range, FSR), von welchen nur eine mit der spektralen Gewinnverteilung der aktiven Zone überlagert wird. Dank dieser Eigenschaft ist der VCSEL inhärent longitudinal monomodig und dadurch kontinuierlich, ohne Modensprünge (engl. mode-hop free) weit abstimmbaar. Der Halbleiter-Resonator (engl. semiconductor cavity, SC) und der bewegliche Spiegel werden separat, d.h. unabhängig voneinander, hergestellt; ein VCSEL, der noch nicht mit einem mikromechanisch beweglichen Bragg-Spiegel versehen ist, wird auch als Halb-VCSEL bezeichnet.

Die Unstetigkeit im Brechungsindex am Halbleiter/Luft-Übergang in einem abstimmbaren VCSEL wirkt als ein zusätzlicher Spiegel mit einer Reflektivität von $R_{HL} = 27\%$. Zwei derart gekoppelte Resonatoren (engl. semiconductor coupled cavity, SCC) werden in der Literatur auch als Drei-Spiegel- oder Luftspalt-Resonator bezeichnet [CC95]. Der effektive Reflexionsfaktor r_{eff} , der die Reflexion des Halblei-

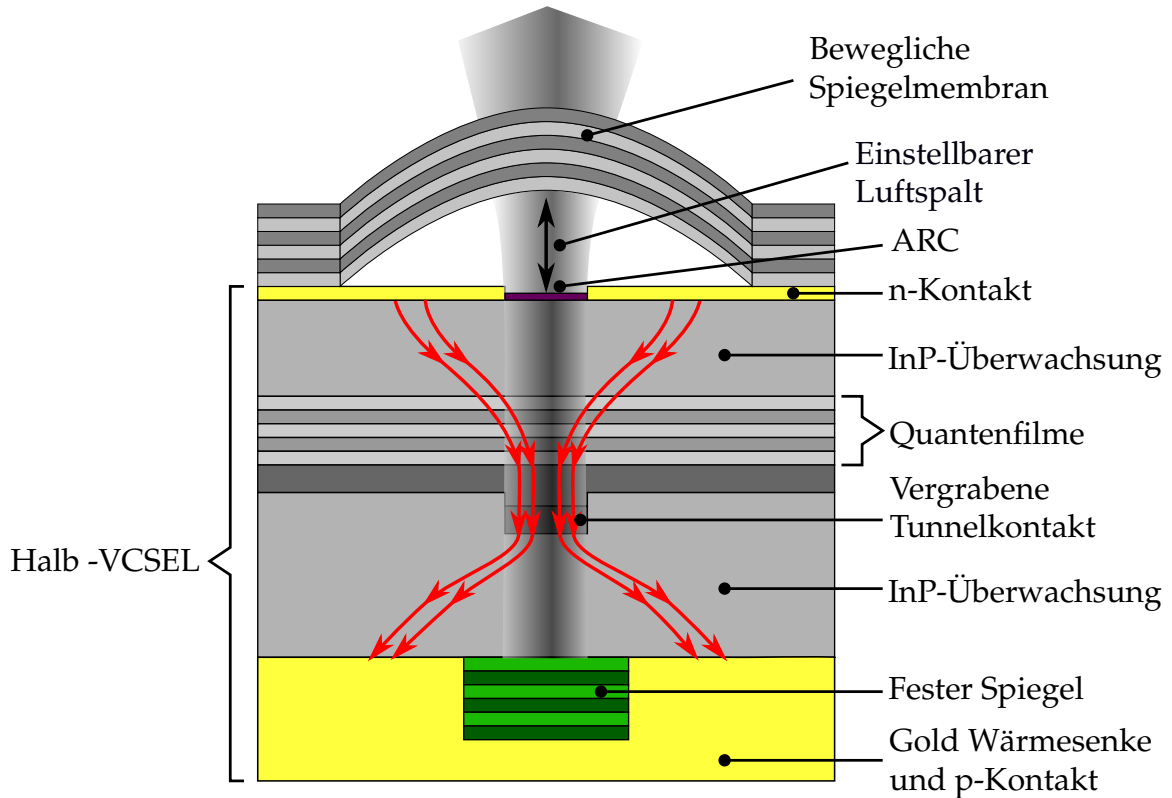


Abbildung 3.1: Schematische Querschnittsansicht eines mikromechanisch abstimmbaren VCSELs. Die Pfade kennzeichnen die Stromführung durch den VCSEL.

ter/ Luft- Überganges und des beweglichen Spiegels beinhaltet, kann mit [CC95]:

$$r_{\text{eff}} = r_{\text{HL}} + \frac{t_{\text{HL}}^2 r_{\text{M}} e^{-2j\beta_{\text{Luft}} L_{\text{Luft}}}}{1 + r_{\text{HL}} r_{\text{M}} e^{-2j\beta_{\text{Luft}} L_{\text{Luft}}}} \quad (3.1)$$

berechnet werden, wobei r_{HL} der Reflexionsfaktor am Halbleiter/Luft-Übergang, r_{M} der Reflexionsfaktor des beweglichen Spiegels, β_{Luft} die Ausbreitungskonstante im Luftspalt und L_{Luft} die Länge des Luftspalts ist. Die Definition des modalen Schwellengewinns für einen gekoppelten Resonator nimmt die Form:

$$\Gamma g_{\text{th}} = \langle \alpha_i \rangle_{\text{HL}} + \frac{1}{L_{\text{HL}}} \ln \left(\frac{1}{|r_{\text{DBR}}| |r_{\text{eff}}|} \right) \quad (3.2)$$

an. Hierbei bezeichnet $\langle \alpha_i \rangle_{\text{HL}}$ die internen Modenverluste im Halb-VCSEL, L_{HL} die Länge des Halb-VCSELs und r_{DBR} den Reflexionsfaktor des unteren Spiegels.

Die Unstetigkeit im Brechungsindex kann durch Applikation einer Antireflexionsbeschichtung (engl. anti-reflection coating, ARC) auf der Halbleiter-Oberfläche nahezu aufgehoben werden. Um eine wirkungsvolle Entspiegelung des Halbleiter/Luft-Übergangs ($R_{\text{HL}} < 0,7\%$, siehe [Gie13]) zu gewährleisten, wird eine $\lambda/4$ Schicht mit Brechungsindex [Mei01a]:

$$n_{\text{ARC}} = \sqrt{n_{\text{HL}}n_{\text{Luft}}} = \sqrt{3,16} \approx 1,78, \quad (3.3)$$

benötigt, wobei $n_{\text{HL}} = 3,16$ und $n_{\text{Luft}} = 1$. In der vorliegenden Arbeit werden Antireflexions-Beschichtungen aus Aluminiumoxid (Al_2O_3) mit Brechungsindex $n_{\text{ARC}} = 1,623$ [Koe09] oder Siliziumoxid-Nitrid ($\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$), welches je nach Stickstoffanteil (N) Brechungsindizes zwischen 1,48–2,0 annimmt [Jat10], verwendet. Solche Antireflexionsbeschichtungen entkoppeln die Resonatoren, da sich die Reflexion am Halbleiter/Luft-Übergang durch destruktive Interferenz auslöscht; der MEMS-VCSEL wird somit zu einem Zwei-Spiegel-Resonator (engl. extended cavity, EC). Eine ausführliche Analyse der beiden Konfigurationen findet sich in [Koe09; Gie13].

3.2 Halbleiter-Resonator

In den folgenden Abschnitten werden detailliert die wesentlichen Elemente des Halb-VCSELs beschrieben. Es werden zwei Halb-VCSEL-Designs für zwei Wellenlängenbereiche, um 1550 nm und 1950 nm, vorgestellt. Trotz verschiedener Wellenlängen und entsprechender Anwendungsfelder (Telekommunikation oder Sensorik) sind die Halb-VCSEL jedoch größtenteils gleich gebaut. Vereinzelt Unterschiede im Aufbau der beiden Halb-VCSEL liegen hauptsächlich in der aktiven Zone, welche die Emissions-Wellenlänge bestimmt. Die restlichen Elemente oder Funktionsschichten unterscheiden sich lediglich in der Abmessung.

3.2.1 Aktive Zone

Um VCSEL mit verbesserten Eigenschaften realisieren zu können, sind aktive Zonen aus druckverspannten Quantenfilmen notwendig [Ada86; YK88; OA94]. Die Druckspannung vergrößert die Valenzbandkrümmung und reduziert die effektive Lochmasse. Die Quasi-Fermi-Niveaus im Nichtgleichgewichtsfall werden symmetrischer um die Bandlückenmitte angeordnet [CC95]. Dies bewirkt eine geringere Ladungsträgerdichte N und somit auch geringere Transparenzladungsträgerdichte

N_{tr} , verbesserte differentielle Verstärkung dg/dN und kleinere Schwellenströme I_{th} [YK86; KH+94]. Die Druckspannung begünstigt außerdem die TE-Polarisation [Sha05]. Die druckverspannten Quantenfilme werden mittels gitterfehlangepasster Epitaxie (engl. lattice mismatch epitaxy) hergestellt, wobei die Gitterkonstante der Quantentöpfe größer ist als die der Barrieren. Da die aktive Zone des VCSELS aus mehreren Quantenfilmen besteht, werden Potenzial-Barrieren zugverspannt, um die Verspannung zu kompensieren. Somit wird die plastische Relaxation der Kristallstruktur und daraus folgende Degradation des Bauelementes verhindert [Mat74; MK+91]. Diese zusätzliche Gegenspannung beeinflusst die differentielle Verstärkung positiv [BK+97].

Für die Realisierung langwelliger VCSELS im Wellenlängenbereich um 1,3 μm –2,3 μm wird das Materialsystem AlGaInAs verwendet, dessen Vorteil ist, dass es mit binären InP-Schichten mit hoher Wärmeleitfähigkeit kompatibel ist [AQ92; Li00]. Ein weiterer Vorteil dieses Materialsystems ist seine hohe Leitungsbanddiskontinuität von $\Delta E_c = 0,72\Delta E_g$ ¹ [Kri91], welche die Differenz der Bandlückenenergien im Bereich der Quantentöpfe und Barrieren beziffert. Eine hohe Leitungsbanddiskontinuität ermöglicht eine effiziente Lokalisierung der Ladungsträger in den Quantentöpfen und dadurch eine bessere Unterdrückung der thermischen Reemission. Daraus ergibt sich eine Verbesserung der Hochtemperatur- und Hochfrequenzeigenschaften [Ort01]. Die geringe effektive Elektronenmasse und die niedrigen Barrieren in AlGaInAs [Mau08] führen zu einer breiteren differentiellen Verstärkung [GF+91] und ermöglichen dadurch eine schnelle Modulation des VCSELS [MM+98].

Das Materialsystem InP/AlGaInAs bietet die Möglichkeit, VCSEL im Wellenlängenbereich von 1,3 μm bis 2,3 μm zu realisieren [BS+02; ON+11]. Um die gewünschte Emissions-Mittenwellenlänge λ_0 zu erzielen, muss die Zusammensetzung, die Dicke und die Zahl der Quantenfilme entsprechend angepasst werden [Ort01; Sha05; OG+06]. Die Quantenfilme für den Wellenlängenbereich um 1,55 μm bestehen aus quaternärer Materialverbindung AlGaInAs, während die für den höheren Wellenlängenbereich ab 1,8 μm aus der ternären Legierung InGaAs hergestellt werden [Sha05].

Aktive Zone für den Wellenlängenbereich um 1,55 μm

Die aktive Zone für den Wellenlängenbereich um 1,55 μm besteht aus sieben 2,0 %–3,0 % druckverspannten 6 nm dicken $\text{Al}_{0,07}\text{Ga}_{0,24}\text{In}_{0,69}\text{As}$ -Quantentöpfen, die zwi-

¹Bei InGaAsP beträgt die Leitungsbanddiskontinuität nur $\Delta E_c = 0,4\Delta E_g$. Ein Kompendium der InGaAsP und InAlGaAs Materialparameter findet sich in [Li00].

schen -0,6 %–0 % zugverspannten 7 nm dicken $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,25}\text{In}_{0,53}\text{As}$ - Potenzial- Barrieren platziert sind. Die aktive Zone grenzt beidseitig an einer 30 nm dicken Zuleitungsschicht. Diese besteht auf der Oberseite (n-Seite des VCSEL) aus einer mit Silizium der Konzentration $N = 2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ dotierten n-leitenden AlGaInAs Schicht, und auf der Unterseite (p-Seite des VCSEL) aus einer mit Kohlenstoff der Konzentration $P = 2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ dotierten p-leitenden AlGaInAs Schicht. Die untere Zuleitungsschicht liegt an einem vergrabenen Tunnelkontakt an (engl. buried tunnel junction, BTJ), welcher die aktive Zone mit (Pump-) Strom versorgt. Eine detaillierte Beschreibung über Funktion und Aufbau des Tunnelkontaktes folgt in Abschnitt 3.2.2.

Aktive Zone für den Wellenlängenbereich um $2,0 \mu\text{m}$

Um die gewünschte Absenkung der Bandlückenenergie und somit die gewünschte Emission bei höheren Wellenlängen um $2,0 \mu\text{m}$ zu erreichen, müssen die Quantenfilme sehr stark druckverspannt werden. Dies erfordert eine stärkere Gegenspannung durch dickere Barrieren. Die aktive Zone besteht aus fünf druckverspannten 8 nm dicken $\text{InGa}_{0,24}\text{As}$ - Quantentöpfen, die zwischen zugverspannten 10 nm dicken $\text{Al}_{0,17}\text{Ga}_{0,31}\text{InAs}$ - Potential-Barrieren platziert sind.

Eine zu hohe Verspannung kann jedoch zu Dislokationen oder Relaxation in der Kristallstruktur führen. Alternativ zu einer homogenen Verspannung der QWs kann eine graduelle Verspannung implementiert und somit die gemittelte Verspannung im jeweiligen Quantentopf reduziert werden. Um dies zu realisieren wird eine sehr hoch verspannte 0,8 nm dünne InAs - Schicht in der Mitte des Quantentopfs gewachsen und symmetrisch durch weniger verspannte, insgesamt 4 nm dicke GaInAs - Schichten umgeben. Im Fall des graduellen Verspannungsprofils spricht man von einem dreieckig geformten Quantentopf (engl. triangular, TRI). Im Fall des homogenen Verspannungsprofils spricht man von einem rechteckig (engl. rectangular, REC) geformten Quantentopf². Eine schematische Zeichnung eines homogenen und eines graduell verspannten Quantentopfs ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Insgesamt besteht die aktive Zone mit TRI-QWs aus fünf druckverspannten 8,8 nm dicken $\text{Ga}_{0,47}\text{InAs}/\text{InAs}$ Quantentöpfen platziert zwischen zugverspannten 10 nm dicken $\text{Al}_{0,05}\text{Ga}_{0,44}\text{InAs}$ Barrieren. Die Zuleitungsschichten sind identisch mit den des im Wellenlängenbereich um $1,55 \mu\text{m}$ funktionierenden VCSELs.

Sowohl bei dem $1,55 \mu\text{m}$ als auch bei dem $2,0 \mu\text{m}$ VCSEL ist die aktive Zone in einem

²REC QWs werden üblicherweise in die aktive Zone der VCSEL im Wellenlängenbereich um $1,55 \mu\text{m}$ implementiert.

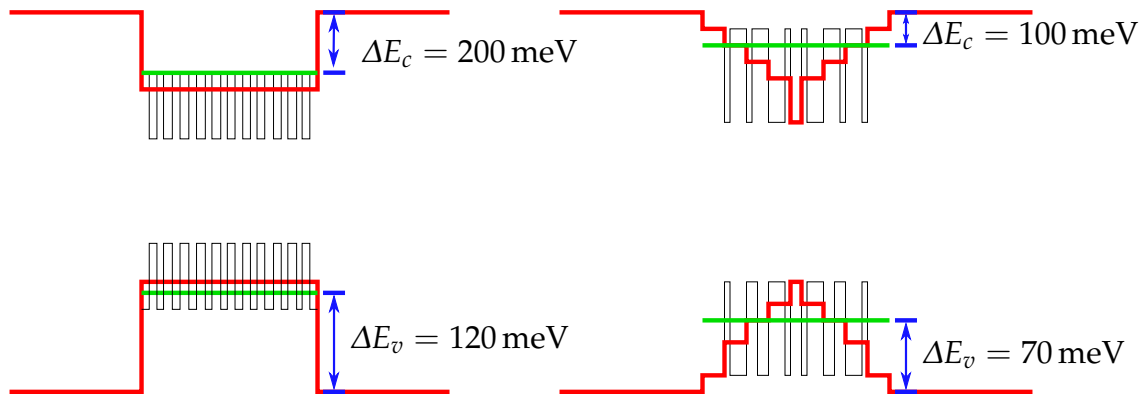


Abbildung 3.2: Schematische Zeichnung eines homogen und eines graduell ver-spannten Quantentopfs.

Bauch des Stehwellenfeldes des insgesamt $m\lambda/4$, mit $m \in \mathbb{N}$ langen Halbleiter-Resonators platziert.

3.2.2 Tunnelkontakt und Stromführung

Neben der aktiven Zone ist der vergrabene Tunnelkontakt (BTJ) ein wichtiger Bestandteil des VCSELS. Eine Schematische Zeichnung des Tunnelkontaktes ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Das Konzept wurde zum ersten Mal in [OL+99], im Jahr 1999 präsentiert. Der Tunnelkontakt ist ein rückwärts betriebener, sehr hoch dotierter ($P = N = 1,5 \cdot 10^{20} / \text{cm}^3$) p++/n++ Übergang, der von einem nicht leitenden p++/n Sperrgebiet umgeben ist³. Der BTJ bildet hierdurch eine lateral ausgerichtete Apertur mit einem definierten Durchmesser; die aktive Zone wird nur in diesem Bereich gepumpt.⁴ Damit kann die Pumpleistung des VCSELS wesentlich reduziert werden. Um die optischen Verluste aufgrund der hohen Dotierung gering

³Als Dotierstoffe für das p- und n- Gebiet werden Kohlenstoff bzw. Silizium verwendet.

⁴Alternativ werden in GaAs-basierten VCSEL bei der Wellenlänge von 850 nm Oxid-Aperturen verwendet [HD+94]. Diese Technologie ist jedoch nicht auf InP-basierte VCSEL mit InGaAlAs QWs übertragbar. Eine selektive Oxidation ist nur bei aluminiumreichen Materialien möglich [LC+99; OK+98]; ein oxidiertes und zu InP gitterangepasstes InGaAlAs ist allerdings nicht realisierbar [LO+04a].

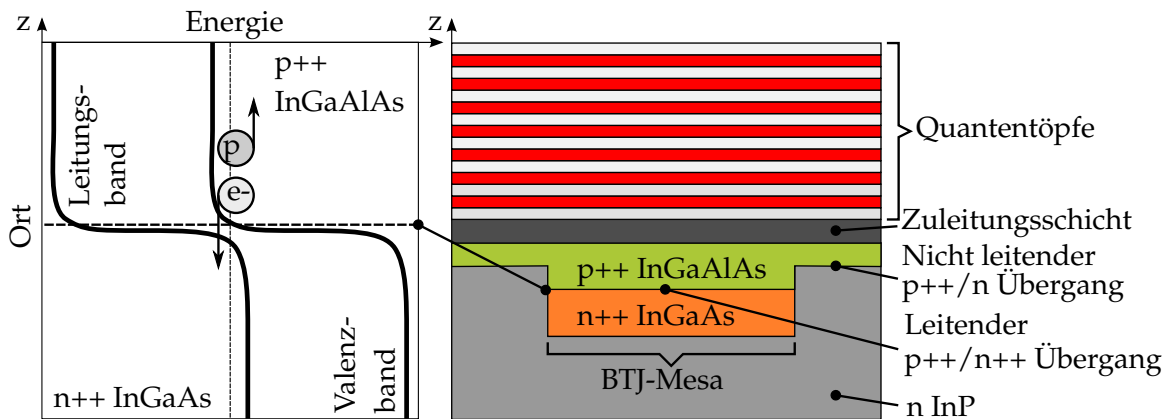


Abbildung 3.3: Schematische Querschnittszeichnung des vergrabenen Tunnelkontakts (BTJ). Durch die laterale Begrenzung des in Sperrrichtung betriebenen, stark dotierter p++/n++ Übergangs bildet sich eine Apaertur. Die direkt angrenzende aktive Zone wird nur in diesem Bereich elektrisch gepumpt. Das Energiediagramm verdeutlicht das Funktionsprinzip des BTJs.

zu halten ist der BTJ mit 18 nm p++ AlGaInAs⁵ und 11 nm n++ InGaAs⁶ sehr dünn gehalten und im Abstand von $\lambda/4$ zur aktiven Zone in einem Knoten des Stehwellfeldes platziert.

Durch die Verwendung des in Sperrrichtung betriebenen BTJs kann auf die p-dotierte Kontaktschicht auf der p-Seite des VCSELs verzichtet werden⁷ [SO+04; LO+04a]. Durch die Substitution der hochohmigen Kontaktschicht durch eine niederohmige n-InP-Überwachung lässt sich der Widerstand und die damit korrelierte Bauelementerwärmung signifikant reduzieren. Auf Grund des geringeren Widerstands sinkt auch der Schwellenstrom des Lasers. Des Weiteren sind optische Verluste durch Absorption an freien Ladungsträgern um einen Faktor zwei geringer als in p-dotierten Schichten [KH+99; OS+00a].

Verglichen mit den alternativ verwendeten ternären bzw. quaternären Halbleitern,

⁵Aluminium erhöht die Bandlücke auf 0,84 eV, was der Wellenlänge 1,48 μm entspricht. Somit kann die fundamentale Absorption reduziert werden; aufgrund der hohen Dotierung bleibt jedoch die Absorption an freien Ladungsträgern hoch [LO+04a].

⁶InGaAs hat eine Bandlücke von 0,76 eV und ist für Wellenlängen bis 1,63 μm stark von der fundamentalen Absorption (10^4cm^{-1}) betroffen. Eine n-Dotierung verursacht eine Burstein-Moss-Verschiebung der Bandlücke auf ca. 1,577 eV und unterdrückt die fundamentale Absorption [Ort01; LO+04a].

⁷In einem InP-basierten VCSEL ist ein elektrischer Kontakt mit geringer Resistivität nur bedingt auf einer p-dotierten Schicht realisierbar [KT+90; PW+97; AL+00]

bietet die binäre Kristallstruktur von InP sowohl eine sehr gute elektrische als auch thermische Leitfähigkeit und gestattet eine effiziente Ableitung der Wärme aus der aktiven Zone. Die InP-Schicht wird mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie (engl. metal organic chemical vapor phase epitaxy, MOVPE) direkt auf dem BTJ überwachsen. Die Anwendung der MOVPE ermöglicht, gegenüber Molekularstrahlepitaxie (engl. molecular beam epitaxy, MBE), eine nahezu perfekte Planarisierung der aufgetragenen InP-Schicht [GM+09]. Die Gestalt der BTJ-Mesa wird demzufolge nicht auf die anliegenden Laserelemente, wie die InP-Überwachsung und den unterseitigen dielektrischen Spiegel, übertragen. Mit einem konkaven Spiegel ist eine monomodale Wellenführung auch für größere BTJ-Aperturen gegeben, womit eine signifikante Steigerung der Laserausgangsleistung möglich ist [GM+11]. In den bisherigen Arbeiten wurde die InP-Schicht mittels MBE gewachsen, was zur direkten Übertragung der Mesastruktur in den unterseitigen Spiegel führt und damit zu einer stärkeren Wellenführung [Ort01].

Der Wachstumsprozess des BTJ wird mit einer p-seitigen n++ InGaAs Kontaktschicht, dotiert mit Si ($N = 10^{20} \text{cm}^{-3}$), mit einer Dicke von ca. 15 nm abgeschlossen. Diese wird im Bereich der Lichtemission entfernt, um die optischen Verluste durch die Absorption an freien Ladungsträgern zu verhindern.

Anschließend wird ein Kontaktsystem Ti/Pt/Au (20 nm/80 nm/300 nm) aufgedampft und ebenfalls selektiv via Ätzen entfernt. In dem freigeätzten Bereich wird ein dielektrischer Rückspiegel platziert. Eine detaillierte Beschreibung des Spiegels folgt in Abschnitt 3.2.3. Zur besseren Ableitung der Wärme und zur mechanischen Stabilisierung des Laserchips wird eine 80 nm dicke Goldschicht aufgedampft und mittels Galvanik auf eine Dicke von ca. 60 μm gebracht. Die dicke Goldschicht bildet zugleich das Substrat des Laserchips und sorgt für eine mechanische Stabilität.

Auf der n-Seite des Lasers wird die an die Quantenfilme grenzende Zuleitungsschicht ebenfalls mit einem n-dotierten InP überwachsen. Dieses wird mit einer (n-seitigen) n++ GaInAs/AlInAs Kontaktschicht $N = 5 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ mit einer Dicke von ca. 160 nm abgeschlossen. In den hochdotierten Schichten, sowie in dem anschließend per Aufdampfen abgeschiedenen Ti/Pt/Au (20 nm/100 nm/300 nm) Kontaktsystem wird ebenfalls eine kreisförmige Austrittsöffnung geätzt.

3.2.3 Unterseitiger Bragg-Spiegel für 1,55 μm

Für die langwelligen VCSEL auf InP-Basis stehen nur quaternäre gitterangepasste Materialien wie AlGaInAs, InGaAsP, AlGaAsSb zur Verfügung [LO+04a]. Diese weisen jedoch auf Grund der niedrigen thermischen Leitfähigkeit und der geringeren

Tabelle 3.1: Brechungsindizes und thermische Leitfähigkeit der für den integrierten Spiegel verwendeten Materialien.

Material	ZnS	AlF ₃	Au
Brechungsindex bei $\lambda \approx 1550$ nm	2,2878	1,3435	0,5613 – j9,84
Brechungsindex bei $\lambda \approx 1950$ nm	2,2844	1,3410	0,8147 – j12,29
Thermische Leitfähigkeit / WK ⁻¹ m ⁻¹	6,83	—	315

Brechungsindexdifferenzen schlechte thermische und optische Eigenschaften auf [Ada83; Ada07]. Als Resultat der geringeren Brechungsindexdifferenzen verfügen solche Spiegel nur in einem sehr schmalen Wellenlängenbereich über eine notwendige hohe Reflektivität. Um diese zu erreichen, werden die Spiegel mit einer großen Paarzahl sehr dick gewachsen. Solch ein Spiegel erschwert eine effiziente Ableitung der in der aktiven Zone generierten Wärme. In Anbetracht der Tatsache, dass der Strom dank des hier verwendeten vergrabenen Tunnelkontaktes nicht durch den Spiegel fließen muss, können auch hochbrechende dielektrische Materialien für die Herstellung des unterseitigen Spiegels verwendet werden [Ort01; Sha05]. Auf Grund der großen Brechungsindexdifferenz zwischen den einzelnen dielektrischen Schichten können mit nur wenigen Paaren ausreichend hohe Reflektivitäten mit großen Bandbreiten erreicht werden. Die amorphen Materialien besitzen wegen unregelmäßiger, nichtkristalliner Struktur in der Regel eine verminderte Wärmeleitfähigkeit. Durch verschiedene Maßnahmen hinsichtlich des Bauelementdesigns, wie die Kombination aus einer thermisch hoch leitenden InP-Überwachsung, (intracavity Stromführung), einem kurzperiodischen dielektrischen Spiegel und einer Gold-Wärmesenke, lässt sich jedoch der thermische Widerstand optimieren, was den Dauerstrich- (cw) Betrieb des VCSELs bei Raumtemperatur ermöglicht. Eine Zusammenstellung der Brechungsindizes und der thermischen Leitfähigkeiten der für den integrierten Spiegel verwendeten Materialien für Wellenlängen um 1,55 μm und 1,95 μm befindet sich in Tabelle 3.1.

Nach dem selektiven Entfernen der auf die InP-Überwachsung aufgetragenen Kontaktschicht und der Kontakt-Metallisierung wird der dielektrische Spiegel, bestehend aus 3,5 Paaren Aluminiumfluorid (AlF₃) und Zinksulfid (ZnS), mittels Elektronenstrahlverdampfung auf die InP-Überwachsung abgeschieden. Die Brechungsindexdifferenz zwischen den einzelnen Schichten beträgt $\Delta n = 0,95$. Der AlF₃/ZnS-DBR, kombiniert mit einer Abschlusschicht aus Gold ($R_{Au} = 99\%$ bei $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ und bei $\lambda = 1,95 \mu\text{m}$), hat im gegebenen Wellenlängenbereich von 900 nm bis 5000 nm eine nahezu konstante Reflektivität von $R_{DBR} > 99,9\%$.

Tabelle 3.2: Schichtenfolge des integrierten Hybrid-DBR. Die Zentralwellenlänge der Reflexionsbandbreite liegt bei $\lambda = 1550$ nm bzw. bei $\lambda = 1950$ nm.

Schicht #	Material	Geometrische Dicke in nm		Optische Dicke in nm	
		$\lambda = 1550$ nm	$\lambda = 1950$ nm	$\lambda = 1550$ nm	$\lambda = 1950$ nm
1	AlF ₃	289,3	369,1	388,67	494,96
2	ZnS	169,9	216,7	388,69	495,02
3	AlF ₃	289,3	369,1	388,67	494,96
4	ZnS	169,9	216,7	388,69	495,02
5	AlF ₃	289,3	369,1	388,67	494,96
6	ZnS	169,9	216,7	388,69	495,02
7	AlF ₃	264,4	343,9	355,22	461,17
Au-Substrat					

Der dielektrische DBR bildet zusammen mit der Abschlusschicht aus Gold einen hybriden Spiegel. Weil die Metallschicht für eine elektromagnetische Welle eine endliche Eindringtiefe hat, ist der Phasensprung $\varphi_r > \pi$. Nach Gleichung (2.19) und unter Annahme, dass n_1 der Brechungsindex von AlF₃ und $n_2 = n_2' - jn_2''$ der komplexe Brechungsindex von Au ist, ergibt sich für den Phasensprung:

$$\varphi_r = \arg \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) = \arctan \left(\frac{-2n_1 n_2''}{n_1^2 - n_2'^2 - n_2''^2} \right). \quad (3.4)$$

Um die Phasenbedingung des Bragg-Spiegels zu erfüllen, wird die Reflexionsphase durch die Anpassung der Dicke der abschließenden AlF₃-Spiegelschicht korrigiert [LO+04a]. Die berechnete Dicke der AlF₃-Spiegelschicht für die Zentralwellenlänge $\lambda_1 = 1550$ nm und $\lambda_2 = 1950$ nm der Reflexionsbandbreite beträgt $d_{\varphi_r} = 0,9139\lambda_1/(4n_1)$ bzw. $d_{\varphi_r} = 0,946\lambda_2/(4n_1)$. Die Schichtenfolge des Spiegels inklusive Au-Substrat für die Zentralwellenlänge $\lambda_1 = 1550$ nm und $\lambda_2 = 1950$ nm ist in Tabelle 3.2 gegeben.

3.2.4 Kontaktsystem für Hochfrequenzanwendungen

Ein schnell modulierbarer und für Hochfrequenzanwendungen, wie z.B. die optische Datenübertragung, wo hohe Modulationsbandbreiten im GHz Bereich benötigt

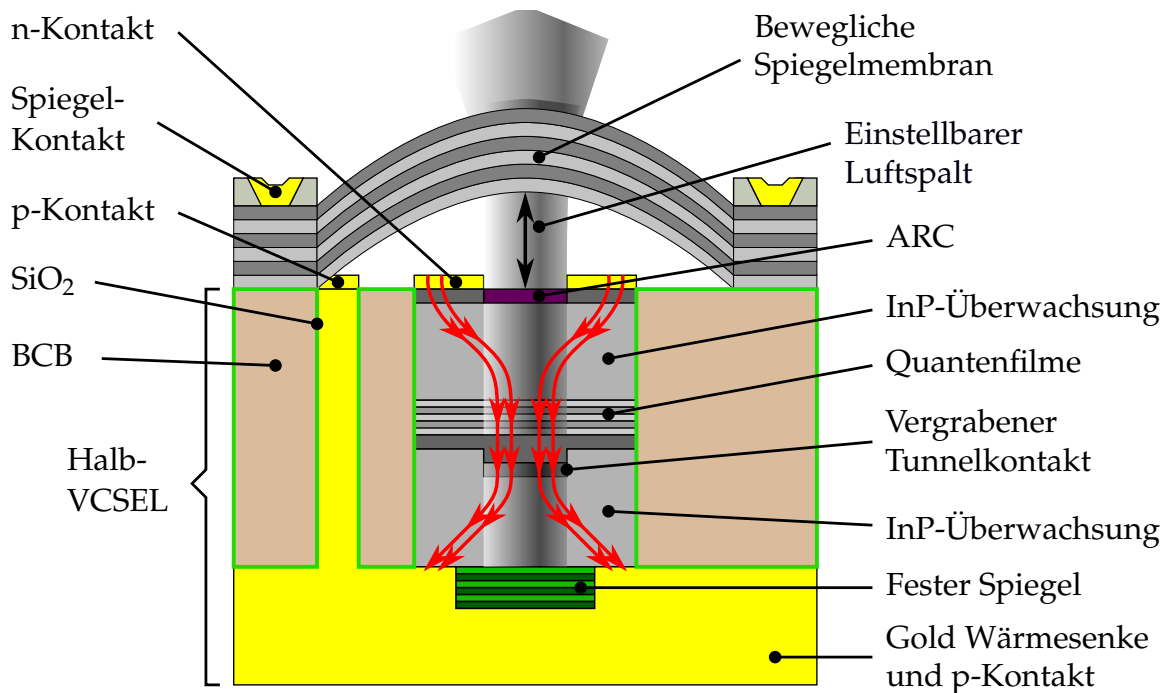


Abbildung 3.4: Schematische Querschnittsansicht eines MEMS-VCSELs mit BCB. Die Pfade kennzeichnen die Stromführung durch den VCSEL. Der p-Kontakt ist ein Via-Kontakt.

werden, konzipierter VCSEL soll über eine möglichst verlust- und reflexionsfreie Zuführung des HF-Signals verfügen. Ein für Hochfrequenzmessung taugliches Kontaktsystem wird bei VCSELn im Wellenlängenbereich um $1,55 \mu\text{m}$ realisiert, da diese für Telekommunikationsanwendungen konzipiert wurden.

Durch die Anwendung von Benzocyclobuten- (BCB-) Polymer, einem dielektrischen Material mit geringer relativer Permittivität⁸ $\epsilon_r \approx 2,6$, ist es möglich, die Fläche des Kontaktpads und der darunter liegenden hochdotierten Halbleiter-Kontaktschicht zu reduzieren (siehe Abbildung 3.4). Damit können die unerwünschte parasitäre Kapazität und Resistanz reduziert werden. Des Weiteren kann der unterseitige p-Kontakt durch die Realisierung eines durch BCB-Material isolierten Via-Kontaktes nach oben geführt werden. Eine schematische Querschnittszeichnung eines MEMS-VCSELs mit BCB ist in Abbildung 3.4 gegeben. Abbildung 3.5 zeigt die Draufsicht auf zwei vollständig prozessierte Halb-VCSEL mit a) drei bzw. b) zwei elektrischen

⁸Die relative Permittivität eines Mediums ist das Verhältnis seiner Permittivität ϵ zu der des Vakuums ϵ_0 ; $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$.

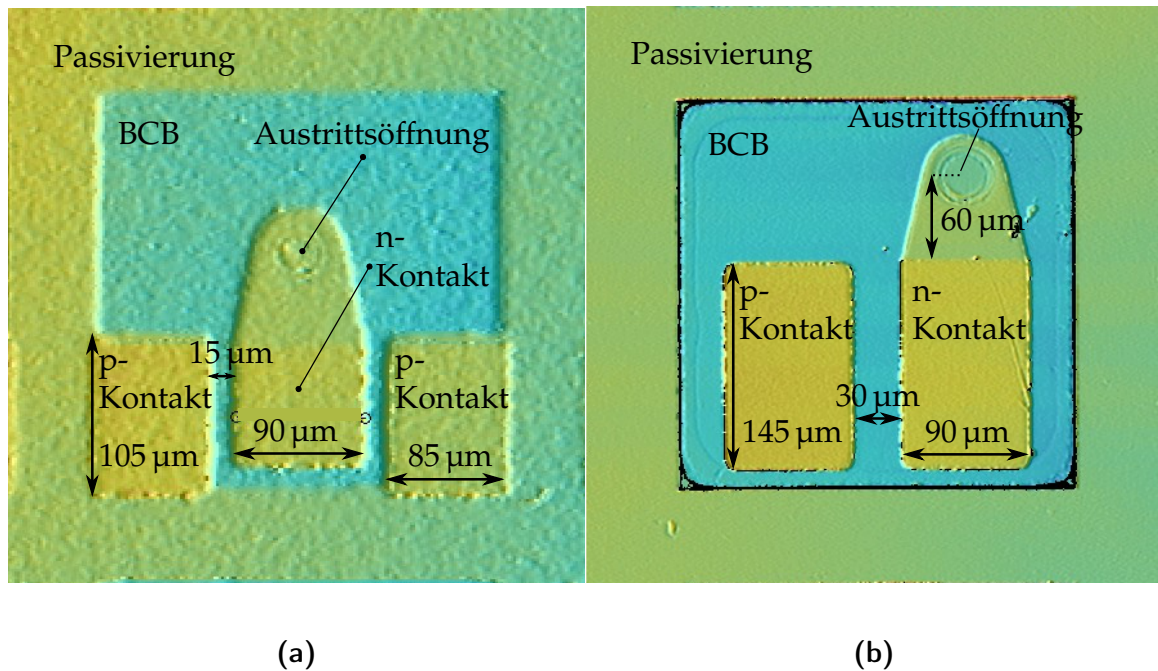


Abbildung 3.5: Draufsicht auf einen vollständig prozessierten Halb-VCSEL mit der Wellenlänge um 1550 nm mit (a) drei und (b) zwei elektrischen Kontakten. Die VCSEL sind für HF-Anwendungen geeignet.

Kontakten, die sich auf der Oberseite des Bauteils befinden.

Der VCSEL wird zuerst in einem plasmaunterstützten Trockenätzverfahren (engl. reactive ion etching, RIE) selektiv geätzt. Die frei geätzte Fläche wird mit einer ca. 400 nm dicken SiO_2 -Adhäsionsschicht besputtert. Anschließend wird das BCB via Rotationsbeschichtung aufgetragen.

Das BCB-Material ist zur Implementierung in einem VCSEL, dank seiner Eigenschaften wie u. a.: gute thermische Stabilität, niedrige Aushärtungstemperatur, hoher Planarisierungsgrad, hervorragende Chemikalienbeständigkeit, geringe Feuchtigkeitsabsorption und gute Kompatibilität mit diversen Metallbeschichtungssystemen, sehr gut geeignet.

3.2.5 Kontaktsystem für Sensoranwendungen

Die in dieser Arbeit präsentierten langwelligen VCSEL im Wellenlängenbereich um 1,95 μm wurden für Sensoranwendungen, insbesondere für die Gasabsorptionsspek-

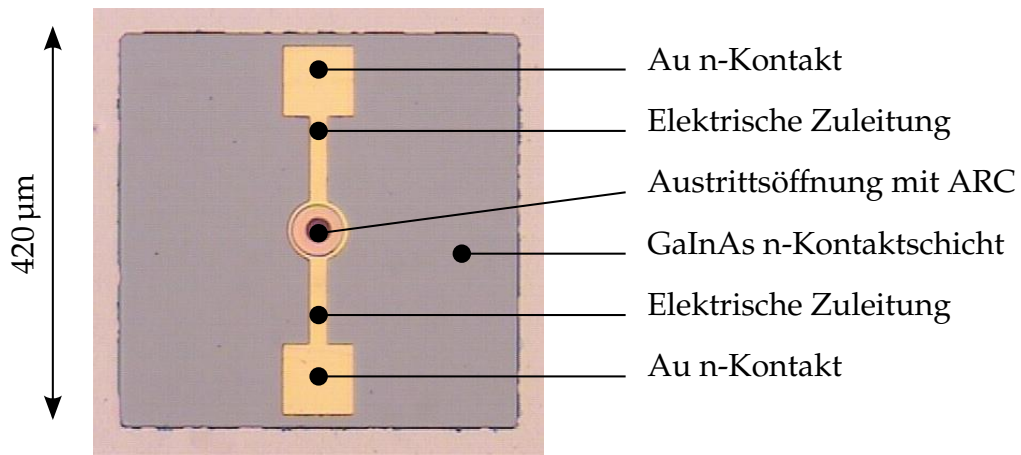


Abbildung 3.6: Draufsicht auf einen vollständig prozessierten Halb-VCSEL. Der Halb-VCSEL ist für die Integration mit mittels Oberflächen-Mikromechanik prozessierten MEMS-Spiegeln geeignet.

roskopie (engl. tunable diode laser absorption spectroscopy, TDLAS), konzipiert. Bei dieser Anwendung wird der Laserstrom im kHz- oder MHz-Bereich moduliert [SZ+10]. Für diese Modulationsfrequenzen benötigt man keine HF-Anschlüsse und HF-Kontaktsysteme. Der zu modulierende VCSEL kann beispielsweise in ein TO-Gehäuse eingebaut werden, die Stromzufuhr erfolgt über die Gehäuse-Pins (siehe Abschnitt 4.4). Bei der Herstellung der VCSEL, die im Wellenlängenbereich um 1,95 µm arbeiten, wurde deshalb auf die BCB-Komponente verzichtet und ein einfaches Kontaktsystem realisiert. Eine schematische Querschnittszeichnung eines MEMS-VCSELs ohne BCB ist in Abbildung 3.1 gegeben. Abbildung 3.6 zeigt die Draufsicht auf einen vollständig prozessierten VCSEL mit einem n-seitigen elektrischen Kontakt auf der Oberseite. Der ganzflächige p-Kontakt befindet sich auf der Unterseite des Lasers.

3.2.6 Spektrale Gewinnverteilung

Der Materialgewinn (engl. gain) und seine spektrale Verteilung sind fundamentale Parameter eines Lasers, welche maßgebend für den Schwellenstrom, die Ausgangsleistung und den erzielbaren Abstimmbereich sind. Die Kenntnis des Materialgewinns spielt eine Schlüsselrolle bei dem Entwurf eines oberseitigen beweglichen Spiegels, dessen Reflexionsbandbreite mit der Gewinnverteilung des Lasers übereinstimmen soll. Die spektrale Gewinnverteilung kann näherungsweise aus der Verteilung der (unverstärkten) spontanen Emission, die als Elektrolumineszenz-

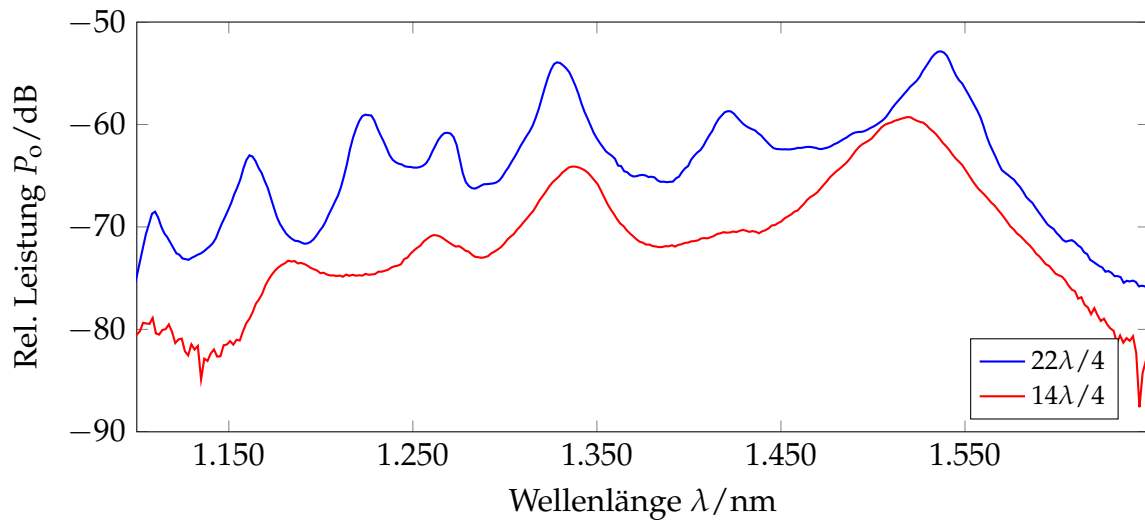


Abbildung 3.7: EL Spektren eines im Wellenlängenbereich um 1550 nm emittierenden Halb-VCSELS mit einer $14\lambda/4$ - und $22\lambda/4$ -optischen Länge.

(EL-) Spektrum des Halb-VCSELS gemessen wird, gewonnen werden [KP+99]. Hierfür wird die spontane Emission in eine Multimodefaser eingekoppelt und bei niedrigen Pumpströmen mittels eines optischen Spektrumanalysators gemessen.

Im Folgenden werden verschiedene Halb-VCSEL untersucht, die sich sowohl in der Resonanzwellenlänge als auch in der Konfiguration der Kavität unterscheiden.

Ein Halb-VCSEL ohne Antireflexionsbeschichtung verhält sich auf Grund des großen Brechungsindexsprungs am Halbleiter/Luft-Übergang und daraus resultierender Reflektivität von $R_{HL} = 27\%$ wie ein Fabry-Perot-Resonator (siehe Abschnitt 2.1). Abbildung 3.7 zeigt die EL-Spektren zweier im Wellenlängenbereich um 1550 nm emittierender Halb-VCSEL in SCC-Konfiguration (siehe Abschnitt 3.1) mit optischen Resonatorlängen von $14\lambda/4$ und $22\lambda/4$. Die gefilterten EL-Spektren der nicht entspiegelten Halb-VCSEL erkennt man deutlich an den periodisch auftretenden longitudinalen Moden des Halb-VCSEL-Resonators. Der spektrale Abstand zweier benachbarter longitudinaler Moden ergibt nach Gleichung (2.15) den freien Spektralbereich (FSR) des Halb-VCSEL Resonators. Der FSR beträgt für den kurzen bzw. langen Resonator entsprechend $FSR = \lambda_{(q=7)} - \lambda_{(q=8)} = 1338 \text{ nm} - 1519,5 \text{ nm} = 181,5 \text{ nm}$ und $FSR = \lambda_{(q=11)} - \lambda_{(q=12)} = 1536 \text{ nm} - 1422 \text{ nm} = 114 \text{ nm}$. q bezeichnet die Ordnung der longitudinalen Mode und kann mit (2.14) für die gegebene Halb-VCSEL-Länge ausgerechnet werden. Die Halbwertsbreite (engl. full width at half maximum, FWHM) des Transmissionsspektrums beträgt für den $14\lambda/4$ - und für den $22\lambda/4$ -langen Resonator entsprechend

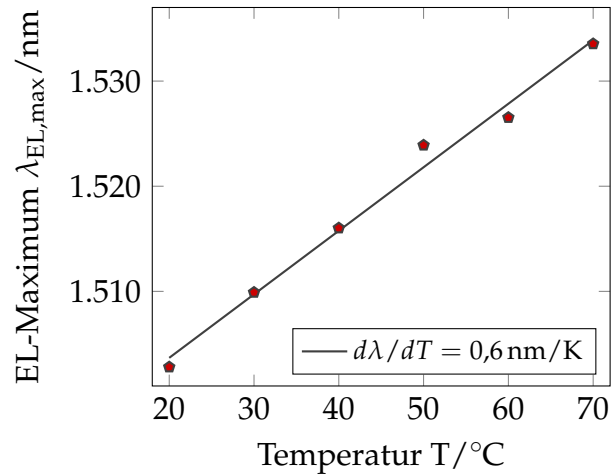


Abbildung 3.8: Temperaturbedingte Rotverschiebung des Maximums der EL. Die Messpunkte werden aus dem in Abbildung 3.9d gezeigten Elektrolumineszenz-Spektrum bei einem Laserstrom von $I_L = 1$ mA gewonnen.

48 nm und 25 nm. Es wird ersichtlich, dass sowohl der FSR als auch die FWHM der Elektrolumineszenz mit zunehmender Resonatorlänge abnimmt.

Abbildung 3.9 stellt die bei verschiedenen Pumpströmen von 1 mA bis 10 mA gemessenen EL-Spektren eines Halb-VCSELs mit einer optischen Resonatorlänge von $14\lambda/4$ und einem Emissionsspektrum um $\lambda = 1550$ nm, ohne (3.9a) und mit ARC (3.9b), dar. Die Halbwertsbreite des EL-Spektrums eines nicht entspiegelten und entspiegelten Halb-VCSELs beträgt entsprechend 48 nm und 107 nm.

Im Fall des nicht entspiegelten Halb-VCSELs wird das EL-Spektrum durch die Filtereigenschaften des Fabry-Pérot-Resonators dominiert. Die auf die VCSEL-Oberfläche aufbrachte Antireflexionsbeschichtung verringert die Reflektivität am Halbleiter/Luft-Übergang und führt somit zur Aufhebung der Resonanzen. Das EL-Spektrum eines entspiegelten Halb-VCSEL spiegelt die spektrale Verteilung des Materialgewinns wieder.

Für die optimale Entspiegelung des VCSEL-Halbleitermaterials mit einem Brechungsindex von $n = 3,16$ sind Materialien mit einem Brechungsindex von:

$$n_{ARC} = \sqrt{n_{HL}n_{Luft}} = \sqrt{3,16} \approx 1,78 , \quad (3.5)$$

und mit einer optischen Länge $L_{ARC} = \lambda_0/4(n_{ARC})$ geeignet. Die Resonanzwellenlänge λ_0 , die für die Berechnung der ARC-Schichtdicke angesetzt wird, wird aus der Messung des EL-Spektrums des identischen aber nicht entspiegelten Halb-VCSELs

gewonnen.

In der vorliegenden Arbeit werden für die Entspiegelung des Halb-VCSELs Materialien wie Aluminiumdioxid, mit einem Brechungsindex von $n = 1,6$, und Siliziumdioxidnitrid, welches je nach Stickstoffanteil Brechungsindizes im Bereich von 1,48–2,0 annimmt, verwendet.

In Abbildung 3.9 wird ebenfalls die Temperaturabhängigkeit der EL-Spektren des $14\lambda/4$ langen Halb-VCSELs, ohne (3.9c) und mit ARC (3.9d), gezeigt. Hierfür wird die Temperatur der Wärmesenke im Bereich von 20 °C bis 70 °C variiert. Der Pumpstrom wird absichtlich während der Messung niedrig auf 1 mA gehalten, um die zusätzliche Eigenerwärmung des Bauteils, verursacht durch den elektrischen Strom, gering zu halten. Da in den gemessenen Spektren geringfügige Interferenzen auftreten, die durch das Einkoppeln in die Glasfaser entstehen, wird ein Polynom 5. Ordnung an die Messkurven angepasst, um die Maxima eindeutig zu identifizieren (hier nicht gezeigt).

Mit zunehmender Temperatur verschiebt sich das Elektrolumineszenz-Spektrum des Halb-VCSELs zu höheren Wellenlängen und der modale Gewinn verringert sich. Der Grund hierfür ist die Verbreiterung der Fermi-Verteilung [CC95]. Abbildung 3.8 zeigt die über die Temperatur aufgetragenen EL-Maxima, die aus der in Abbildung 3.9d gezeigten Messung gewonnen werden. Eine lineare Anpassung an die Messpunkte ergibt eine Rotverschiebung von 0,6 nm/K. Die Verschiebung des EL-Maximums und die Veränderung des Gewinns mit steigender Temperatur, die von außen zugeführt wird, gleicht der, die durch die Erhöhung der Temperatur mit steigendem Pumpstrom verursacht wird. Dies ist anhand der in Abbildung 3.9a und 3.9b gezeigten Messungen ersichtlich.

Abbildung 3.10 zeigt die bei verschiedenen Pumpströmen von 1 mA bis 10 mA gemessenen EL-Spektren zwei verschiedener Halb-VCSEL mit REC- (3.10a) und (3.10b) und TRI- (3.10c) und (3.10d) Quantenfilmen (siehe Abschnitt 3.2.1), die im Wellenlängenbereich um $\lambda = 1950$ nm emittieren. REC steht für ein rechteckiges (engl. rectangular)- und TRI für ein dreieckiges (engl. triangular)- Verspannungsprofil der Quantenfilme. Die Resonatorlänge der Halb-VCSEL beträgt $22\lambda/4$. Außerdem wurden die in Abbildung 3.10b und 3.10d gezeigten Messergebnisse mit einem entkoppelten Halb-VCSEL (mit ARC) erzielt.

Die Halbwertsbreite des EL-Spektrums eines nicht entspiegelten und entspiegelten Halb-VCSELs beträgt für einen REC Laser entsprechend 34,5 nm und 119 nm bzw. für einen TRI Laser entsprechen 40 nm und 122 nm. Der freie Spektralbereich eines nicht entspiegelten Halb-VCSELs beträgt für einen REC Laser $\text{FSR} = \lambda_{(q=11)} - \lambda_{(q=12)} = 1934 \text{ nm} - 1782 \text{ nm} = 152 \text{ nm}$ und für einen TRI Laser $\text{FSR} = \lambda_{(q=11)} -$

$\lambda_{(q=12)} = 1938 \text{ nm} - 1782 \text{ nm} = 156 \text{ nm}$. Für die Identifizierung der Maxima des EL-Spektrums wird hier ebenfalls ein Polynom 5. Ordnung an die Plots gefittet (hier nicht gezeigt).

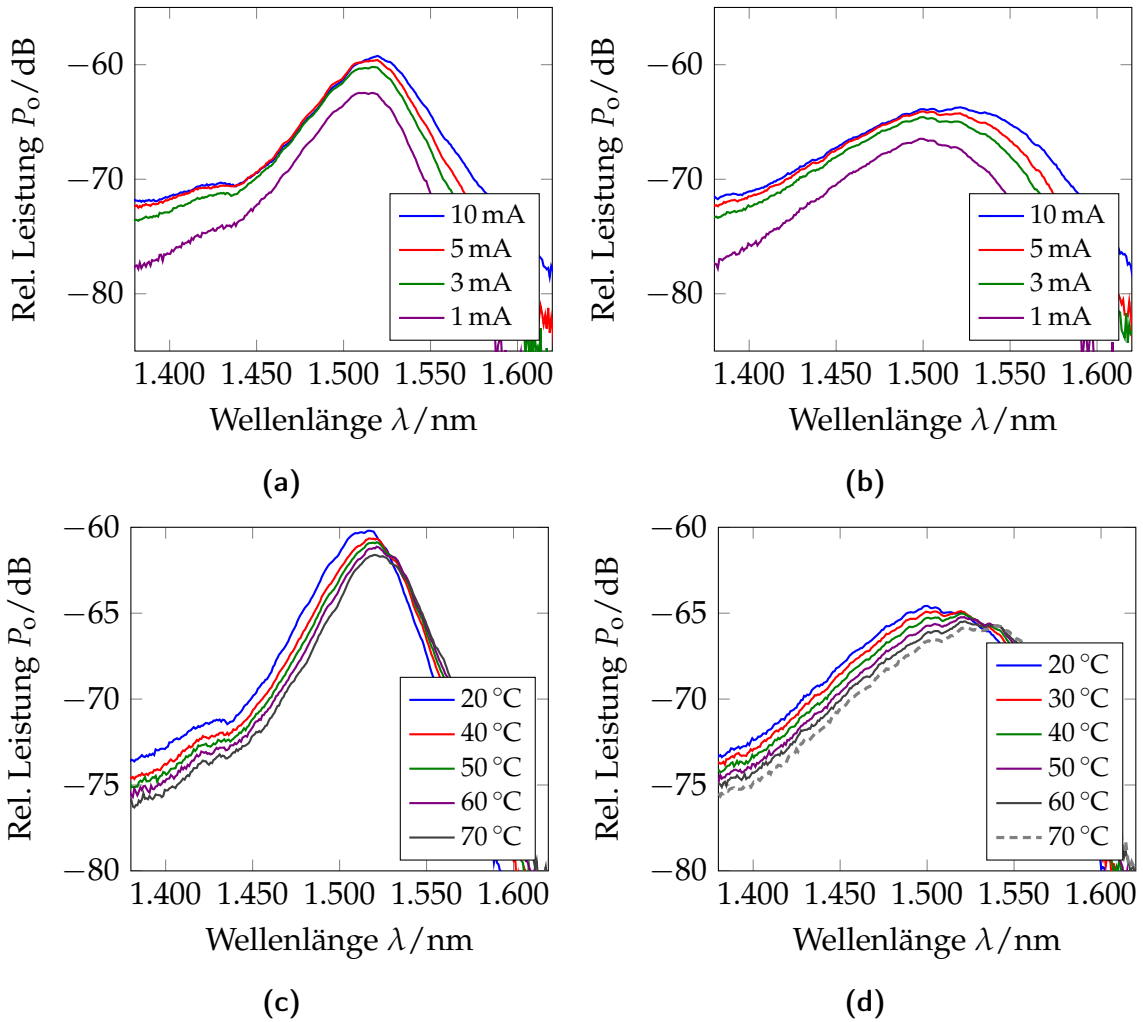


Abbildung 3.9: Aufgenommene EL-Spektren für verschiedene Betriebsströme zwischen 1 mA–10 mA und Temperaturen zwischen 20 °C–70 °C eines nicht entspiegelten (a), (c) und eines entspiegelten (b), (d) $14\lambda/4$ langen Halb-VCSELs bei einer Wellenlänge um $\lambda = 1555$ nm.

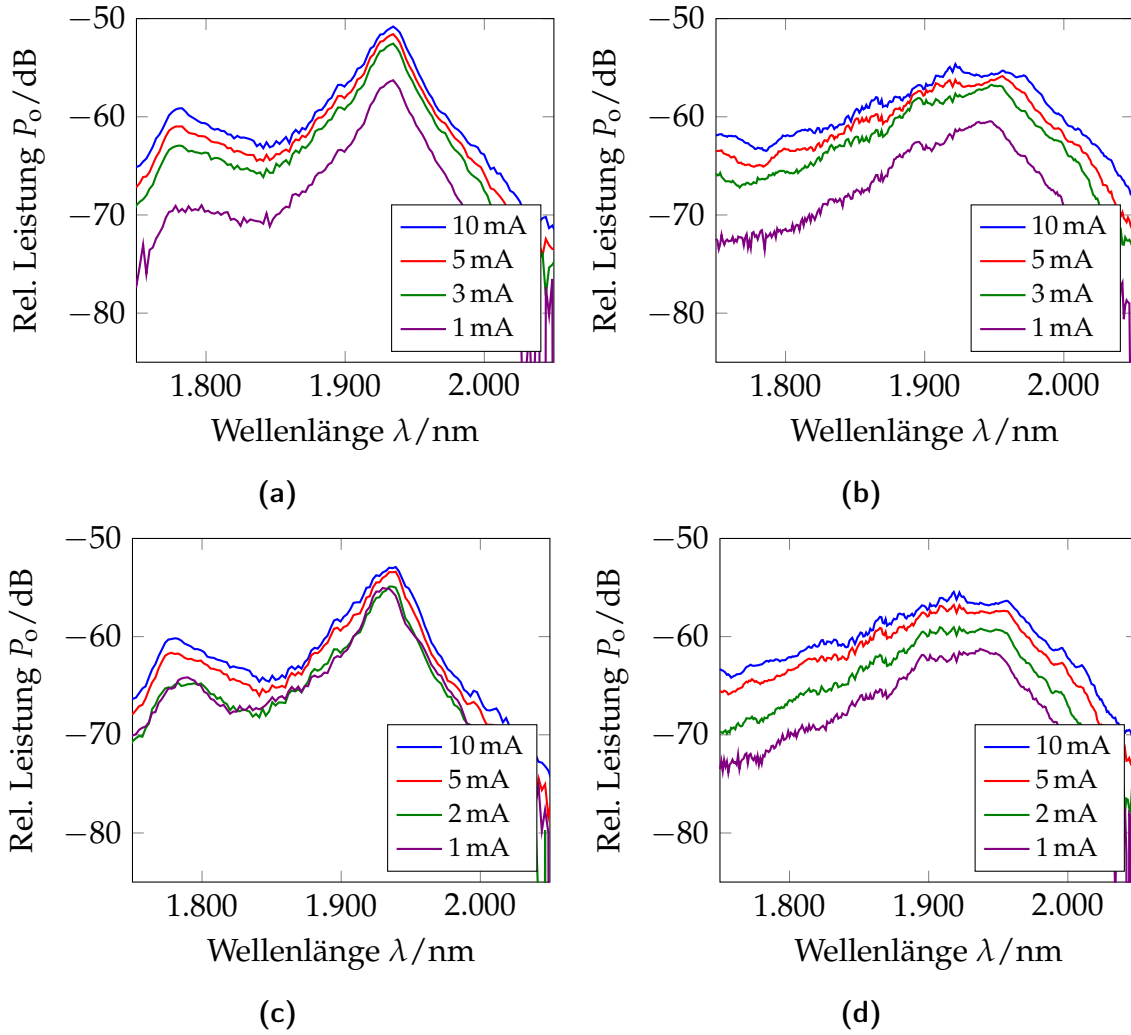


Abbildung 3.10: Aufgenommene EL-Spektren für verschiedene Betriebsströme zwischen 1 mA–10 mA eines nicht entspiegelten (a), (c) und eines entspiegelten (b), (d) Halb-VCSELs bei einer Wellenlänge um $\lambda = 1950$ nm. Die EL (a), (b) und (c), (d) werden entsprechend für Halb-VCSEL mit REC- und TRI- QWs gemessen.

4 Entwurf und Herstellung mikromechanischer Spiegel, Aufbau- und Verbindungstechnik

Die Mikrosystemtechnik (engl. micro system technology, MST) befasst sich mit der Entwicklung und Herstellung von Mikrosystemen, die mit Verfahren der Halbleitertechnik gefertigt werden [MM+05]. Ein Mikrosystem ist ein miniaturisiertes mechanisches Bauteil (engl. micro-electro-mechanical system, MEMS), das aus einem oder mehreren Sensoren (Beschleunigung, Druck, Temperatur) und/oder Aktoren (steuerbare Kapazität, HF- Schalter) besteht und mit einer Steuerungselektronik auf einem Chip integriert wird. Einzelne Bauteile werden entweder miteinander integriert (Aufbau- und Verbindungstechnik, engl. packaging) oder monolithisch in einem Halbleitermaterial hergestellt.

In dieser Arbeit werden mikro-elektromechanisch-steuerbare Bragg-Spiegel mittels Mikrosystemtechnik hergestellt. Es werden zwei Herstellungsverfahren eingesetzt: Volumen- und Oberflächen-Mikromechanik¹. Bei der Volumen-Mikromechanik (engl. bulk-micromachining) werden die freistehenden mechanischen Strukturen durch beidseitiges Ätzen des Wafers aus dem Substrat herausgearbeitet (und nach der Fertigstellung auf dem Laser platziert). Bei der Oberflächen-Mikromechanik (engl. surface-micromachining) dagegen werden die beweglichen Strukturen auf der Oberfläche des (Laser-chips) Wafers durch selektives Beschichten und Ätzen, mit Hilfe einer Opferschicht (engl. sacrificial layer), hergestellt. In Oberflächen-Mikromechanik können auf einem Wafer oder Chip mehrere MEMS gleichzeitig und deswegen kostengünstig produziert werden [GG+11].

Im folgenden Kapitel wird das Ausgangsmaterial des mikromechanischen Spiegels und die beiden erwähnten Herstellungsverfahren näher beschrieben. Die in der Volumen-Mikromechanik angefertigten Spiegel werden für VCSEL im Wellenlängenbereich um $1,55\ \mu\text{m}$ verwendet. Die im Wellenlängenbereich um $2,0\ \mu\text{m}$ emittie-

¹Es gibt noch ein drittes Herstellungsverfahren: LIGA (Lithographie- Galvanik- Abformung). LIGA wird in der vorliegenden Arbeit nicht eingesetzt.

renden VCSEL sind speziell für die Anwendung der Oberflächen-Mikromechanik konzipiert worden.

4.1 Volumen-Mikromechanik

Die in der Volumen-Mikromechanik hergestellten Spiegel werden in einer vom VCSEL unabhängigen Technologie hergestellt und erst nach der Fertigstellung auf dem Laser-Chip ausgerichtet (siehe Kapitel 4.4). Damit kann das Herstellungsverfahren zuerst durch Testversuche perfektioniert, sowie die Parameter des Spiegels (u. A. Krümmung, Auslenkung, Reflektivität) angepasst werden ohne dabei den Halb-VCSEL mit einzubeziehen. Die MEMS-Spiegel können auf dem Halb-VCSEL aktiv getestet und gegebenenfalls ausgetauscht werden. Des Weiteren können die mikromechanischen Spiegel sowohl aus amorphen als auch kristallinen² Materialien prozessiert werden. In den vorherigen Arbeiten wurden bereits halbleitende DBR aus GaAs/Al_{0,85}Ga_{0,15}As- [Koe09] und dielektrische DBR aus Si₃N₄/SiO₂- [Jat10] Schichten hergestellt. Im Gegensatz zu kristallinen Materialien, die mittels Molekularstrahlepitaxie (engl. molecular beam epitaxy, MBE) [HS89] gewachsen werden, können die dielektrischen Spiegel kostengünstiger mittels plasmaunterstützter chemische Gasphasenabscheidung (engl. plasma enhanced chemical vapor deposition, PECVD) [Pie99] abgeschieden werden und offerieren einen größeren Brechungsindexkontrast, benötigen jedoch zusätzliche Technologieschritte zur Realisierung der Aktorik [Jat10; Rie08; Azi03]. Die Aktorik in den halbleitenden Spiegeln kann dagegen einfach durch eine Silizium Dotierung direkt in den DBR implementiert werden.

In dieser Arbeit wurde ein neues Konzept, ein hybrider Spiegel bestehend aus einer SiN/SiO/GaAs/AlGaAs-Materialkombination entwickelt, das die Vorteile beider Materialarten kombiniert: eine durch die Dotierung einfach zu implementierende Stromleitfähigkeit des Halbleiters und die hervorragenden optischen Eigenschaften des Dielektrikums gegeben durch den hohen Brechungsindex-Unterschied der SiN/SiO-Paare.

²Bei der Wahl des Halbleitermaterials ist man nicht auf die mit der Oberfläche des VCSELs gitterkompatiblen Materialien eingeschränkt.

Tabelle 4.1: Schichtenfolge der mikromechanisch steuerbaren hybriden (GaAs/AlGaAs/SiN/SiO) Spiegelmembran. Die Zentralwellenlänge der Reflexionsbandbreite liegt bei $\lambda = 1555$ nm.

Zahl der Paare	Material	Brechungsindex	Indium-Gehalt	Silizium-Dotierung	Spannung in MPa
8	SiN	1,97	/	/	-85
	SiO	1,46	/	/	-110
1	SiN - Haftvermittler				-200
0,5	GaAs	3,37	/	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	0
1	$\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$	2,96	/	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	-99
	GaAs	3,37	/	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	0
1	$\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$	2,96	/	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	-99
	GaAs	3,37	3 %	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	-182
2	$\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$	2,96	/	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	-99
	GaAs	3,37	4 %	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	-242
$\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$ - Ätzstoppschicht					
GaAs - Substrat					

4.1.1 Ausgangsmaterial

Ein Bragg-Spiegel besteht aus hochreflektierenden Schichten mit alternierendem Brechungsindex. Dessen Funktionalität beruht auf der konstruktiven Interferenz der Teilreflexionen an den Schichtstapelübergängen, die ausführlich in Abschnitt 2.1.2 diskutiert wurde.

Der hybride Bragg-Spiegel besteht aus 4,5 GaAs/ $\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$ -Paaren mit einem Brechungsindexkontrast von $\Delta n = 0,41$ und 8 $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Paaren mit einem Brechungsindexkontrast von $\Delta n = 0,51$. Nach der Prozessierung des MEMS und der Flip-Chip-ähnlichen Montage auf der Halb-VCSEL Oberfläche, befinden sich die dielektrischen Spiegel-Schichten in unmittelbarem Kontakt zum Luftspalt zwischen MEMS und Halb-VCSEL, die halbleitenden Spiegel-Schichten mit dem geringeren Brechungsindexkontrast schließen den Resonator ab. Die Bandbreite des Spiegels wird somit durch den kleineren Brechungsindexkontrast der GaAs/AlGaAs-

Schichten nur geringfügig verringert und beträgt 125 nm. Eine hohe Bandbreite des hybriden Spiegels resultiert aus den optischen Eigenschaften des SiN/SiO-Materialsystems (siehe Abschnitt 2.1.2). Ein weiterer Vorteil eines großen Brechungsindexkontrasts ist, dass nur wenige SiN/SiO-Paare zur Erzielung der erforderlichlich hohen Reflektivität benötigt werden (vergleiche mit Tabelle 2.1).

4.1.2 Aufbau und Herstellungsverfahren

Zur Herstellung der hybriden MEMS-Spiegel in der Volumen-Mikromechanik werden hauptsächlich Lithographie, Metallisierungsprozesse, trocken- und nasschemische Ätzverfahren eingesetzt. Die wesentlichen Prozessschritte sind in Tabelle 4.2 und 4.3 jeweils mit einer dazugehörigen Querschnittzeichnung und Draufsichtzeichnung zusammengefasst. Detaillierte Informationen bezüglich der verwendeten Masken sind in Anhang C enthalten.

Zuerst werden die GaAs/Al_{0,85}Ga_{0,15}As Spiegel-Paare³ mittels Molekularstrahlepitaxie auf einem (100)-orientierten GaAs-Substrat nahezu gitterangepasst gewachsen⁴. Der 15-prozentige Ga-Anteil wird zur Vorbeugung der Oxidation, die im Fall reiner AlAs-Schichten auftreten würde, eingesetzt. Die Si₃N₄/SiO₂ Spiegel-Paare⁵, angefangen mit einer SiO₂-Schicht, werden direkt auf die halbleitenden Schichten mittels PECVD abgeschieden. Da SiN eine wesentlich bessere Haftfestigkeit auf GaAs als SiO aufweist, wird zuerst eine transparente SiN-Schicht mit einer optischen Dicke von $\lambda/2$ als Haftvermittler abgeschieden. Danach folgen die SiO/SiN-Schichten mit der üblichen optischen Dicke von $\lambda/4$. In Tabelle 4.1 ist eine Übersicht der Schichtenfolgen und Parameter eines beispielhaften hybriden DBRs gegeben. Die erste 300 nm dicke AlGaAs-Ätzstoppschicht wird zum Schutz des DBRs bei der späteren rückseitigen Ätzung des GaAs-Substrates aufgewachsen. Diese wird in einem zusätzlichen Ätzschritt entfernt.

Zur Implementierung der elektro-thermischen Aktorik werden die GaAs/AlGaAs-Schichten mit Silizium der Konzentration von $N = 10^{18} \text{cm}^{-3}$ dotiert. Die darauf folgenden SiO/SiN-Schichten erfüllen dabei eine zusätzliche Funktion als Isolierung. Die hohe Dotierung der halbleitenden Schichten und die daraus resultierende Absorption an freien Ladungsträgern wird bei der Berechnung der Spiegel-Reflektivität in Abschnitt 2.1.2 berücksichtigt. Da die hochdotierten Schichten im späteren Auf-

³Des Weiteren im Text vereinfacht als GaAs/AlGaAs bezeichnet.

⁴Die GaAs/AlGaAs-Schichten des hybriden Spiegels wurden von Dipl.-Ing. (FH) Gerhard Böhm am Walter Schottky Institut der Technischen Universität München, Am Coulombwall 4, Garching, Deutschland gewachsen.

⁵Des Weiteren im Text vereinfacht als SiN/SiO bezeichnet.

Tabelle 4.2: Prozessschritte zur Herstellung eines MEMS-Spiegels in Volumen-Mikromechanik.

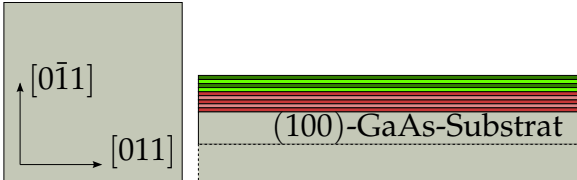
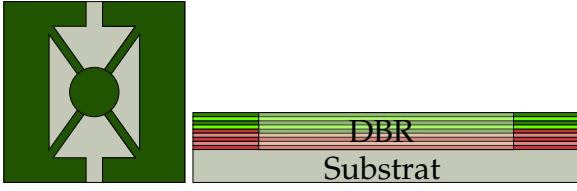
	<p>Vorbereitung des DBR-Wafers: Chemisch-mechanisches Polieren zum gleichmäßigen Abtrag des GaAs-Substrates von 350 μm auf 120 μm und Spalten des DBR-Wafers in 5 x 5 mm^2 große Stücke zur weiteren Verarbeitung.</p>
	<p>Vorderseitenprozess: Sputtern der 200 – 300 nm dünnen Al-Ätzstoppmaske. Fotolithografische Definition der Spiegelmembran und nasschemischer Übertrag in die Ni-Ätzstoppmaske mit $\text{HNO}_3:\text{H}_2\text{O}$ (1:30) bei 50 °C. Selektives Ätzen des DBR: die SiN/SiO-Schichten werden mit Schwefelhexafluorid (SF_6) im Trockenätzverfahren (RIE) geätzt, die GaAs/AlGaAs-Schichten werden nasschemisch mit Phosphorsäure ($\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{DIH}_2\text{O}$) geätzt. Der DBR wird in zwei Hälften geteilt, die über die Spiegelmembran verbunden sind. Es folgt eine nasschemische Entfernung der Al-Ätzstoppmaske.</p>

Tabelle 4.3: Prozessschritte zur Herstellung eines MEMS-Spiegels in Volumen-Mikromechanik.

	<p>Rückseitenprozess: Fotolithografische Definition der Rückseitenlöcher. Nasschemische Substratentfernung zur Freilegung der Spiegelmembran und Öffnung von zwei Vias, über welche im späteren Aufbau die Spiegelmembran elektrisch kontaktiert wird. Das Ätzen erfolgt im Sprühverfahren in einer Ammoniaklösung mit Wasserstoffperoxid ($\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2$) in zwei Stufen: schnell in der Konzentration (10:100) und langsam, aber selektiver in der Konzentration (2:100).</p>
	<p>Anschließend Entfernung der Ätzstoppschicht nasschemisch mit Salzsäure ($\text{HCL}:\text{DIH}_2\text{O}$) (1:3).</p>
	<p>Metallbeschichtung: Aufdampfen eines Ni/AuGe/Ni Kontaktsystems im Bereich der Vias. Die Spiegelmembran wird währenddessen mit Fotolack geschützt, der nach der Metallisierung mit Aceton wieder entfernt wird (Lift-off Prozess). Zur Bildung eines ohmschen Kontaktes zwischen der Legierung und dem n-dotierten GaAs in den Böden der Vias wird das Kontaktsystem bei 450°C, 3' getempert (engl. rapid thermal annealing, RTA).</p>

bau den Resonator abschließen und das optische Feld dort bereits abgeklungen ist, haben diese einen minimalen Einfluss auf die spektralen Eigenschaften des Spiegels [Koe09]⁶.

Um die gewünschte konkave Krümmung und Auslenkung (Luftspalt) der Spiegel-Membran nach der Fertigstellung des MEMS zu erzielen, wird eine graduelle mechanische Spannung (engl. stress) in die DBR-Schichten implementiert.

Eine mechanische Spannung kann entweder zusammendrückend (kompressiv) oder ziehend (engl. tensile) sein. Dabei tendieren die druckverspannten Schichten dazu sich auszudehnen, die zugverspannten Schichten sich zusammen zu ziehen. In den kristallinen GaAs/AlGaAs-Schichten wird durch die Variation des In-Gehalts in den GaAs-Schichten eine versetzungsfreie Gitter-Fehlanpassung zum AlGaAs-Material erzeugt und damit eine Druckspannung verursacht. Das negative Vorzeichen bei der Angabe der mechanischen Spannung deutet die Druckspannung der Spiegel-paare an (siehe Tabelle 4.1). In den amorphen SiO/SiN-Schichten lässt sich die mechanische Spannung über die Abscheideparameter des PECVD-Verfahrens, wie z. B. über den Prozessdruck, einstellen [Jat10]. Insgesamt verläuft die eingebaute Druckspannung graduell, damit sich die Membran nach der Freistellung in eine gewünschte Richtung ausdehnt (konkave Krümmung).

4.2 Oberflächen-Mikromechanik

Durch Anwendung der Oberflächen-Mikromechanik werden MEMS- Spiegel direkt auf der Oberfläche des Halb-VCSEL-Wafers prozessiert. Dabei entfällt die im Fall eines in Volumen-Mikromechanik hergestellten Spiegels aufwendige manuelle Justage und instabile Verklebung des MEMS auf der VCSEL-Oberfläche (siehe Abschnitt 4.4).

Ein weiterer Vorteil gegenüber der Volumen-Mikromechanik ist, dass in einem Herstellungsprozess jeder einzelne Laser auf dem Wafer mit einer eigenen Spiegel-Membran versehen wird. Dies ermöglicht eine kostengünstige Massenproduktion in der die Spiegel mit fotolithografischer Präzision auf dem VCSEL ausgerichtet werden.

Da die Spiegel nicht monolithisch gewachsen, sondern auf der Oberfläche der schon fertig prozessierten Halb-VCSEL hergestellt werden, können hochbrechende amorphe Materialien verwendet werden, die bei niedrigen Temperaturen unter 100 °C

⁶Der Einfluss der Dotierung auf den Brechungsindex ist vernachlässigbar [BS+90].

Tabelle 4.4: Schichtenfolge der mikromechanisch steuerbaren SiN/SiO Spiegelmembran. Die Zentralwellenlänge der Reflexionsbandbreite liegt bei $\lambda = 1950$ nm.

Zahl der Paare	Material	Brechungsindex	Geometrische Dicke in nm	Spannung in MPa
0,5	SiN	2,01	242	-271
5	SiO	1,46	332	-119
	SiN	2,01	242	-271
6	SiO	1,46	332	-119
	SiN	1,91	256	-55
Luftspalt				
VCSEL - Substrat				

mittels PECVD abgeschieden werden. Durch die niedrige Abscheidetemperatur wird eine Beschädigung des VCSEL, z.B. die Diffusion der Dotierung in die benachbarten Schichten, die Wölbung des unteren Spiegels, ausgeschlossen. Da die Herstellung der MEMS-Spiegel substratunabhängig ist, können ebenfalls, wie in der Volumen- Mikromechanik, zahlreiche Testabscheidungen und Erprobungen der für die Spiegelgeometrie relevanten Parameter (u. A. Krümmung, Auslenkung) durchgeführt werden. Hierfür werden vorerst wellenlängenabstimmbare Filter angefertigt [Gie13].

4.2.1 Ausgangsmaterial

Der Bragg-Spiegel besteht aus 11,5 $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Paaren mit einem Brechungsindexkontrast von $\Delta n = 0,51$. Ein hoher Brechungsindexkontrast führt zu einer hohen spektralen Reflexionsbandbreite von 282 nm; des Weiteren ist eine hohe Reflektivität mit nur wenigen Paaren erzielbar (siehe Abschnitt 2.1.2). In Tabelle 4.4 ist eine Übersicht der Schichtenfolge und Parameter eines beispielhaften SiN/SiO-DBR gegeben.

Tabelle 4.5: Prozessschritte zur Herstellung eines MEMS-Spiegels in Oberflächen-Mikromechanik.

	<p>Sputtern der 400 nm dicken Ni-Opferschicht, fotolithografische Definition und nasschemische Strukturierung mit $\text{HNO}_3:\text{H}_2\text{O}$ (1:30) bei 50°C.</p>
	<p>Abscheidung des SiO/SiN DBR mittels PECVD bei 100°C.</p>
	<p>Aufdampfen der Cr/Au Elektrode. Definition der Laserstrahl-Austrittsöffnung via Fotolithografie und nasschemischer Übertrag in die Cr/Au-Schicht. Zum Ätzen des Goldes wird eine Kaliumjodid-Jod-Lösung ($\text{KI}:\text{I}_2:\text{H}_2\text{O}$), zum Ätzen des Chroms eine Ammoniumcernitrat-Perchlorsäure ($(\text{NH}_4)_2[\text{Ce}(\text{NO}_3)_6]:\text{HClO}_4:\text{H}_2\text{O}$) eingesetzt. Beide Ätzungen werden mit Sprühverfahren durchgeführt.</p>
	<p>Sputtern der 600 nm dicken Ni- Ätzstoppmaske. Fotolithografische Definition der Spiegelmembran und nasschemischer Übertrag in die Ni-Ätzstoppmaske mit $\text{HNO}_3:\text{H}_2\text{O}$ (1:30) bei 50°C. Selektives Ätzen des DBR mit Schwefelhexafluorid (SF_6) im Trockenätzverfahren (RIE). Selektives, nasschemisches Ätzen der Cr/Au-Elektrode im Sprühverfahren.</p>
	<p>Nasschemisches, gleichzeitiges Ätzen der Ni-Ätzstoppmaske und der Ni-Opferschicht. Anschließend überkritische Trocknung der Spiegelmembran zur Vorbeugung der Adhäsion durch Kapillarkräfte.</p>

4.2.2 Aufbau und Herstellungsverfahren

Zur Prozessierung der MEMS-Spiegel in der Oberflächen-Mikromechanik werden ebenfalls, wie in der Volumen-Mikromechanik, Lithographie, Metallisierungsprozesse, trockene und nasschemische Ätzverfahren eingesetzt. Bevor mit der Prozessierung begonnen wird, wird der VCSEL-Wafer in kleine Stücke der Größe $5,7 \times 5,5 \text{ mm}^2$, jeweils mit einer Matrix von 10×11 Halb-VCSEL, zersägt. Dies ist aufgrund der kleinen Belichtungsfläche in der vorhandenen Lithographie-Anlage erforderlich. Demnach werden die jeweiligen Halb-VCSEL-Chips separat prozessiert.

Die Spiegel-Schichten werden mittels PECVD bei einer niedrigen Temperatur $T < 100 \text{ °C}$ direkt auf dem Halb-VCSEL-Substrat abgeschieden und schließlich mittels Oberflächen-Mikromechanik zu einer steuerbaren Membran strukturiert. Die wesentlichen Prozessschritte sind in Tabelle 4.5 jeweils mit einer dazugehörigen Querschnittzeichnung zusammengefasst. Detaillierte Informationen bezüglich der verwendeten Masken finden sich in Anhang C.

Zur Implementierung der elektro-thermischen Aktorik wird die äußerste Spiegel-Schicht, welche den Resonator abschließt, mit einer Cr/Au-Elektrode ausgestattet. Um die gewünschte konkave Krümmung und Auslenkung (Luftspalt) der Spiegel-Membran nach der Fertigstellung des MEMS zu erzielen, wird eine graduelle mechanische Spannung (engl. stress) in die DBR-Schichten implementiert. Diese wird mit Abscheideparametern, wie z. B. dem Prozessdruck eingestellt [Jat10].

4.3 Mikromechanische Spiegel mit optischem Gitter

Der mikromechanisch auslenkbare Spiegel mit optischem Gitter (engl. subwavelength grating, SWG) zur Stabilisierung der Polarisation (siehe Abschnitt 2.4.2) wird mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsen. Nach dem Wachstumsprozess wird zuerst in der obersten Schicht des kristallinen DBR ein Subwellenlängengitter strukturiert. Anschließend werden aus einem solch präparierten Wafer via Volumen-Mikromechanik, die bereits in Abschnitt 4.1 ausführlich beschrieben worden ist, MEMS prozessiert.

In den nächsten Abschnitten werden die Zusammensetzung des Spiegels und die Prozessierung der Subwellenlängengitter näher beschrieben.

Tabelle 4.6: Schichtenfolge der mikromechanisch steuerbaren GaAs/AlGaAs Spiegelmembran mit optischem Gitter. Die Zentralwellenlänge der Reflexionsbandbreite liegt bei $\lambda = 1555$ nm.

Zahl der Paare	Material	Brechungsindex	Indium-Gehalt	Silizium-Dotierung	Dehnung in %
0,5	GaAs (SWG)	3,37	0	/	/
7	Al _{0,85} Ga _{0,15} As	2,96	/	/	/
	GaAs	3,37	0	/	/
1	Al _{0,85} Ga _{0,15} As	2,96	/	/	/
	GaAs	3,37	2 %	/	0,15
2	Al _{0,85} Ga _{0,15} As	2,96	/	/	/
	GaAs	3,37	3 %	/	0,22
3	Al _{0,85} Ga _{0,15} As	2,96	/	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	/
	GaAs	3,37	4 %	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	0,29
3	Al _{0,85} Ga _{0,15} As	2,96	/	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	/
	GaAs	3,37	5 %	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	0,36
Al _{0,85} Ga _{0,15} As - Ätzstoppschicht					
GaAs - Substrat					

4.3.1 Ausgangsmaterial

Der SWG Bragg-Spiegel besteht aus 16,5 GaAs/Al_{0,85}Ga_{0,15}As-Paaren mit einem Brechungsindexkontrast von $\Delta n = 0,41$. Der Spiegel wird mittels MBE unter den in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Bedingungen gewachsen. Die ersten 6 Schichtpaare werden zur Implementierung der Aktorik mit Silizium in der Konzentration von $N = 10^{18} \text{cm}^{-3}$ dotiert, die letzten 10,5 Schichtpaare bleiben zur Isolierung undotiert; diese befinden sich nach der Flip-Chip-ähnlichen Montage in unmittelbarem Kontakt zur Halb-VCSEL-Oberfläche. In den GaAs/AlGaAs-Schichten wird durch die Variation des In-Gehalts (Dotierstoff) in den GaAs-Schichten eine graduelle Druckspannung verursacht und damit eine konkave Krümmung der Spiegelmembran erzeugt. Die Zusammenstellung eines beispielhaften SWG-Spiegels ist Tabelle 4.6 zu entnehmen.

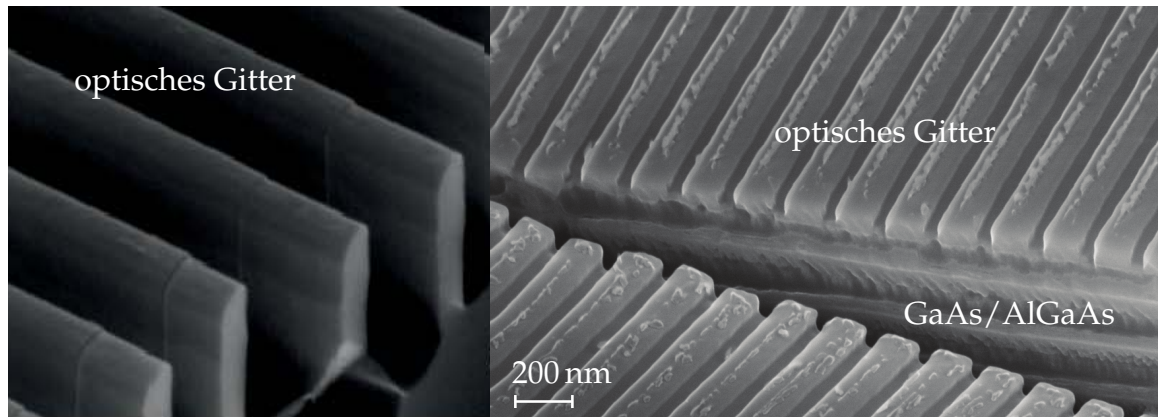


Abbildung 4.1: Subwellenlängengitter und GaAs/AlGaAs-DBR-Schichten aufgenommen mittels Transmissionselektronenmikroskopie.

4.3.2 Aufbau und Herstellungsverfahren

In Tabelle 4.7 sind die wesentlichen Prozessschritte zur Strukturierung des Subwellenlängengitters aus der obersten GaAs-DBR-Schicht zusammengefasst⁷.

Schließlich werden aus dem DBR-Wafer mit optischem Gitter mittels Volumen-Mikromechanik MEMS-Spiegel hergestellt. Die Prozessschritte sind in Abschnitt 4.1.2 bereits beschrieben. Da jedoch der SWG-Spiegel ausschließlich aus kristallinen GaAs/AlGaAs-Schichten besteht, entfallen hiermit die Prozessschritte zur Strukturierung der amorphen SiN/SiO-Schichten. Infolgedessen wird auf das Sputtern und selektive Ätzen der Aluminium-Maske verzichtet (siehe Tabelle 4.2 und 4.3).

Eine genaue Untersuchung des Subwellenlängengitters erfordert Verwendung eines Transmissionselektronenmikroskops (TEM), das Strukturen im sub- μm Bereich hoch aufgelöst identifizieren lässt. Abbildung 4.1 zeigt die mit Transmissionselektronenmikroskopie aufgenommene Struktur eines Subwellenlängengitters; die einzelnen GaAs/AlGaAs-DBR-Schichten sind ebenfalls deutlich zu erkennen. Eine detaillierte Beschreibung der Messmethode kann in [Moe11; DRK68] nachgeschlagen werden.

⁷Der GaAs/AlGaAs-DBR wurde von Dipl.-Ing. (FH) Gerhard Böhm gewachsen; die Subwellenlängengitter wurden von Dipl. Phys. Tobias Gründl [GZ+12; GZ+13] am Walter Schottky Institut der Technischen Universität München, Am Coulombwall 4, Garching, Deutschland, strukturiert.

Tabelle 4.7: Prozessschritte zur Herstellung eines MEMS-Spiegels mit SWG in Volumen-Mikromechanik.

	<p>Rotationsbeschichtung des Haftvermittlers und des 300 nm dünnen Photoresists. Strukturieren des Photoresists via Lithographie.</p>
	<p>Selektives Ätzen des Haftvermittlers mit Sauerstoff-Plasma (O_2) im Trockenätzverfahren (RIE). Schrumpfen der Photoresist-Maske während des Ätzprozesses.</p>
	<p>Selektives Ätzen der GaAs-DBR-Schicht mit Chlor-Plasma (Cl_2) im Trockenätzverfahren (RIE). Wiederausweitung der Photoresist-Maske aufgrund der hohen Temperatur.</p>
	<p>Entfernen der Photoresist-Maske in einem Reinigungsprozess.</p>

4.4 Zwei-Chip-Aufbau

Die in der Volumen-Mikromechanik hergestellten Spiegelmembranen werden in einem zusätzlichen Arbeitsschritt mit dem Halb-VCSEL fest verbunden. Der Zwei-Chip-Aufbau [Rie08; Koe09] ermöglicht dadurch eine unabhängige Entwicklung der Technologie des MEMS-Spiegels und des Halb-VCSELS. Somit können Einflussparameter der Einzelprozesse auf die MEMS-Eigenschaften rasch optimiert werden. So lassen sich z.B. die maximale Spiegel-Reflexion und die Zentralwellenlänge des Stoppbands gezielt an die aus EL-Messung gewonnenen spektralen Eigenschaften des Halb-VCSELS anpassen.

Der Nachteil des Zwei-Chip-Aufbaus liegt in der komplizierten Aufbautechnik, wie der aufwendigen, manuellen Justage und Verklebung des MEMS-Chips mit dem Halb-VCSEL. Ein weiterer Nachteil ist die unterschiedliche Größe der Fläche der beiden Chips. Da das MEMS ca. $2 \times 2 \text{ mm}^2$ und ein einzelner Halb-VCSEL lediglich $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ groß ist, müssen aus einem 2"-großen VCSEL-Wafer $\gg 2 \times 2 \text{ mm}^2$ VCSEL-Chips ausgesägt werden, damit die Auflagefläche für das MEMS ausreichend groß ist. Der VCSEL-Chip besteht typischerweise aus einer Matrix (engl. array) von 6×6 Halb-VCSEL. Damit beträgt die Ausbeute ca. 2,7%⁸.

Zur besseren Handhabung wird der dünne Halb-VCSEL auf ein mit Chrom und Gold (Cr/Au) bedampftes Silizium-Substrat (Submount)⁹ mit flüssigem Leitsilber geklebt. Das Silizium dient zugleich als eine Wärmesenke und ermöglicht eine elektrische Kontaktierung der Unterseite (p-Kontakt) des VCSELS.

Des Weiteren wird der auf dem Silizium-Substrat aufgeklebte Halb-VCSEL-Chip auf eine Wärmesenke aus Kupfer aufgebracht, dessen Temperatur aktiv über ein Peltier-element und einen $10 \text{ k}\Omega$ -Heißleiter (NTC-Widerstand, engl. negative temperature coefficient thermistor) auf 20°C geregelt wird. Auf den Halb-VCSEL wird dann das MEMS platziert und mit Hilfe von zwei mit Mikromanipulatoren¹⁰ versehenen Nadeln präzise über dem Laserauge des ausgewählten Halb-VCSELS positioniert. Der Vorgang wird durch eine an dem Mikroskop angeschlossene Videokamera überwacht. Die Justage der Spiegelmembran erfolgt zudem unter Beobachtung der optischen Ausgangsleistung und des Laser-Abstimmverhaltens. Hierzu wird das vom MEMS-VCSEL emittierte Licht in eine darüber positionierte Multimodeglasfaser eingekoppelt. Die n-Kontaktierung der Laser-Diode erfolgt mit einer geschirmten Messspitze durch die Öffnung im MEMS-Chip, während die p-Kontaktierung

⁸Verhältnis der Stückzahl der MEMS-VCSEL zu vorhandenen Halb-VCSEL auf dem Wafer.

⁹Die in den vorherigen Arbeiten [Koe09] verwendete Aluminium-Nitrid (AlN)-Keramik hat sich aufgrund deren Porosität als ungeeignet für das Bonden erwiesen.

¹⁰Süss MicroTec Sondenhalter PH100.

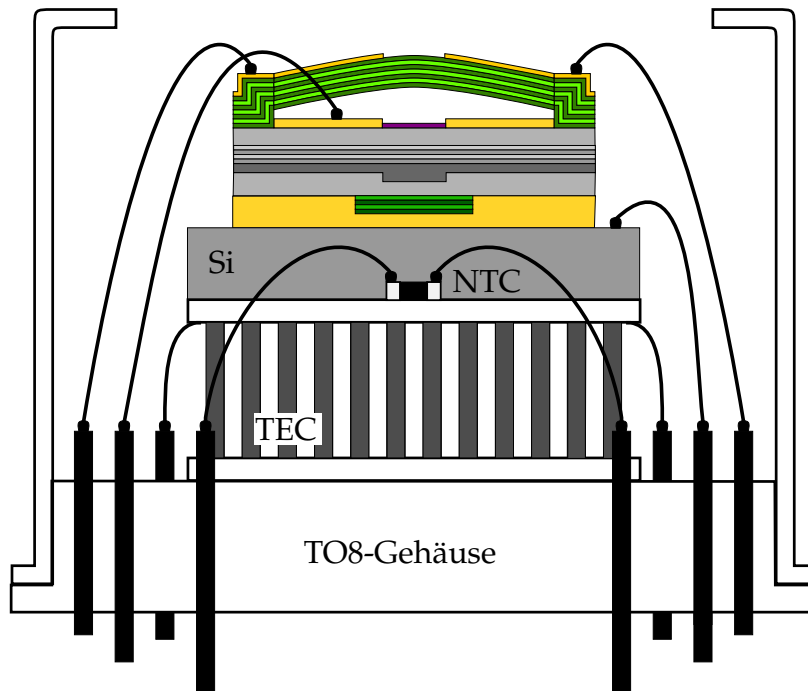


Abbildung 4.2: Querschnittszeichnung eines TO8-Gehäuses mit einer Temperaturregelung und mit eingebautem MEMS-VCSEL.

seitlich auf dem Silizium-Substrat vorgenommen wird. Der Heizstrom zur Wellenlängenabstimmung wird dem MEMS über die Mikromanipulatoren zugeführt. Unter Rotlicht werden anschließend das MEMS und der VCSEL-Chip mit einem Ultraviolett (UV)-härtendem Klebstoff¹¹ punktuell beschichtet und mit einer UV-Lampe ca. eine Minute ausgehärtet.

In der Oberflächen-Mikromechanik (siehe Kapitel 4.2) werden die Spiegelmembranen direkt auf der Oberfläche des Halb-VCSELs prozessiert. Damit entfällt die aufwendige Justage und das Verkleben des MEMS auf dem Halb-VCSEL-Chip.

4.5 Packaging

Industriell hergestellte, nicht abstimmbare VCSEL werden auf dem Wafer (engl. on-wafer) automatisiert geprüft. Anhand dieser Messungen können die grundlegenden Eigenschaften wie optische Leistung, Schwellenspannung und Abstimmbarkeit der

¹¹Ablestik Ablelux A4061T.

Wellenlänge in Abhängigkeit des Laserstroms bewertet werden. VCSEL mit zu stark abweichenden Messwerten werden zum weiteren Gebrauch nicht zugelassen, brauchbare Laser werden anschließend einzeln in ein Gehäuse (engl. package) mit Mikroanschlüssen zur elektrischen Kontaktierung (engl. bonding) montiert.

In dieser Arbeit werden mikromechanisch abstimmbare VCSEL ebenfalls erst auf dem Wafer vorab charakterisiert und anschließend in ein Gehäuse montiert und vollständig gebondet. Hauptgründe für ein Gehäuse sind u.a. Mobilität, Zuverlässigkeit und Temperaturkontrolle sowie Schutz gegen Beschädigung und Umwelteinflüsse. Bei mikromechanisch abstimmbaren VCSEL, besonders im Fall des Zwei-Chip-Aufbaus, spielt vor allem die mechanische Stabilität eine Schlüsselrolle. Die Kontaktiernadeln des MEMS können durch Bonddrähte ersetzt werden und so zu Druckentlastung und verbesserter Wellenlängenstabilität führen.

Klebstoff-Bondetechnik

Zum vollständigen Bonden des MEMS-VCSELs können kommerzielle Bondgeräte verwendet werden. Wegen des angewendeten UV-Klebers zur Befestigung der in der Volumen-Mikromechanik hergestellten Spiegelmembran ist jedoch auf hohe Temperaturen zu verzichten. Der MEMS-VCSEL wird deshalb ausschließlich im Keil-Bondverfahren¹² (engl. wedge bonding) mit Ultraschall gebondet, um eine mögliche Dejustage des verklebten MEMS zu vermeiden. Die in der Oberflächen-Mikromechanik hergestellten MEMS verfügen über eine feste Verbindung und gute Haftung auf der VCSEL-Oberfläche und können daher auch im Ball-Bondverfahren¹³ (engl. ball bonding) gebondet werden.

Ein wichtiges Kriterium bei der Wahl der Bonding-Methode ist die Qualität des Kontaktpads (Härte, Haftung). Bei zahlreichen Bonding-Versuchen hat sich herausgestellt, dass nur wenige Kontaktpads über eine ausreichende Haftung auf der VCSEL-Oberfläche verfügen. In vielen Fällen hat das Bonden zum Abriss des Kontaktpads geführt. Eine Alternative zu kommerziellen Bondverfahren ist ein manuelles Verkleben der Bonddrähte. Hierfür wird der Golddraht (Durchmesser 25 μm) durch eine Kanüle (Durchmesser ca. 450 μm) geführt, die an einem mit Mikromanipulatoren versehenen Arm mit vier Freiheitsgraden (x , y , z , θ) befestigt

¹²Die Bonding-Arbeiten wurden am Institut für Elektromechanische Konstruktionen (EMK) der Technischen Universität Darmstadt, bei der Fa. OptRicon GmbH in Berlin, sowie bei der Fa. Vertilas in München durchgeführt.

¹³Das Kugel-Bonden (engl. ball bonding) bedingt, außer Ultraschall, auch Wärmezufuhr von mehr als 100 °C.

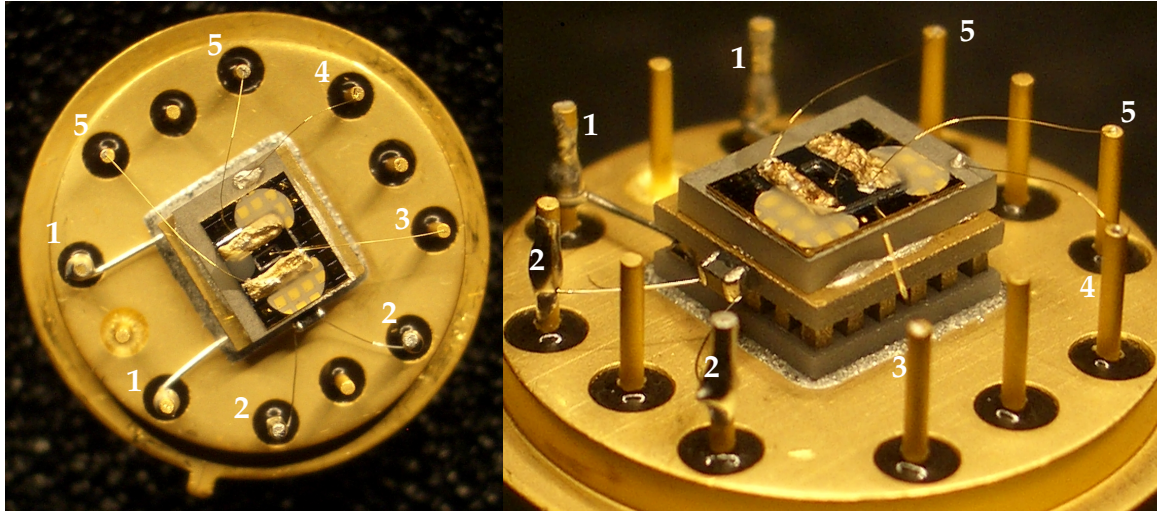


Abbildung 4.3: Lichtbild eines TO-8 Gehäuses mit Temperaturregelung und mit einem an die Kontaktpins gebondeten MEMS-VCSEL.

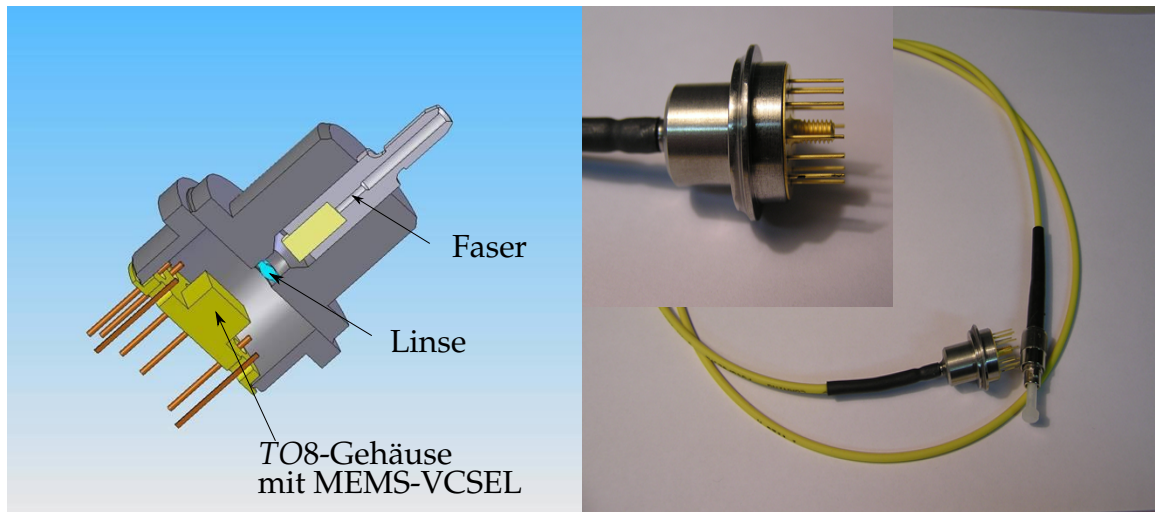
wird. Der Golddraht wird in einen leitenden Kleber¹⁴ getaucht und anschließend auf das Kontaktpad aufgesetzt. Nach etwa vierundzwanzig Stunden ist der Kleber trocken und der Golddraht kann zu der nächsten Kontaktfläche geführt und dort verklebt werden.

4.5.1 Geschlossenes TO-Gehäuse mit Anschlussfaser

Der Aufbau des MEMS-VCSELS in ein TO-8 Gehäuse inklusive Temperaturregelung mit Thermistor (10k Ω -NTC) und Peltierelement¹⁵ ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Das Peltierelement ist an die Kontaktpins Nr.: 1 und der Thermistor an die Kontaktpins Nr.: 2 gebondet. Die elektrische Kontaktierung des MEMS-Spiegels erfolgt über die Kontaktpins Nr.: 5, die n-, p-Kontaktierung des VCSELS erfolgt über die Kontaktpins Nr.: 3 und 4 entsprechend. Das Silizium-Substrat dient als Wärmesenke und elektrische Isolierung. Der elektrische Anschluss des MEMS-VCSELS und der Temperaturregelung erfolgt über acht Beinchen (engl. pins). Zur besseren Wärmeableitung kann das Gehäuse über einen Gewindebolzen auf einen Kühlkörper

¹⁴T-E-Klebeteknik, TEK ELKO 96-057 A/B, bei Raumtemperatur härtender, silbergefüllter Zweikomponentenkleber auf Epoxid-Basis, verflüssigbar durch die Zugabe eines Lösungsmittels, z.B. Toluol

¹⁵Telemeter Electronic GmbH, Supercool TEC (engl. thermo-electric cooler).



(a)

(b)

Abbildung 4.4: Querschnitt (a) und Lichtbild (b) eines verkapselten TO-Gehäuses mit Anschlussfaser (engl. pigtail). Der MEMS-VCSEL wird in das TO-8 Gehäuse eingebaut.

montiert werden. Zur Vermeidung von optischem Feedback durch Rückreflexionen in den Laser wird in die Gehäusekappe kein Fenster eingesetzt.

Ein Aufbau in ein vollständig verkapseltes, hermetisch geschlossenes TO-Gehäuse kombiniert mit einer optischen Auskoppereinheit (engl. pigtail) ist ein wichtiger Schritt auf dem Weg zur industriellen Anwendung. Ein solcher Aufbau erfüllt erhöhte Umwelt- und Zuverlässigkeits-Anforderungen, ist robust und sofort Betriebsbereit (engl. plug-and-play). Ein Lichtbild und eine Querschnittszeichnung eines im Rahmen dieser Arbeit in einem TO-Gehäuse mit Anschlussfaser verkapselten MEMS-VCSELS ist in Abbildung 4.4a bzw. 4.4b dargestellt¹⁶. Das Einkoppeln in die Monomodefaser (engl. single-mode fiber) erfolgt über eine mit Antireflexionsbeschichtung überzogene Linse. Die Faser ist an beiden Seiten mit einem Schrägschliff und zusätzlich mit Antireflexionsbeschichtung versehen um die störende optische Rückkopplung in den Laser (Feedback) minimieren.

¹⁶Das Gehäuse ist ein Ergebnis der Zusammenarbeit mit der Firma OpTricon GmbH, Schwarzschildstrasse 1, 12 489 Berlin.

5 Charakterisierung und Ergebnisse, VCSEL mit $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$

Im folgenden Kapitel wird die Eignung des im Wellenlängenbereich um 1550 nm emittierenden, mikromechanisch abstimmbaren VCSEL für Telekommunikationsanwendungen diskutiert. Als Vorlage hierfür dient eine relevante Charakterisierung des Bauteils. Diese beinhaltet die statische Messung der optischen Ausgangsleistung und der Spektren sowie des Abstimmereichs. Des Weiteren wird auch das Polarisationsverhalten des Lasers untersucht. Eine polarisationsstabile Laser-Emission verspricht hierbei die Anwendung der dafür speziell entwickelten MEMS-Spiegel mit Subwellenlängengitter. Im Mittelpunkt steht jedoch die Charakterisierung der dynamischen Eigenschaften des MEMS-VCSELs. Hierfür werden Messungen der Modulationsbandbreite im Kleinsignal-Modulationsverfahren sowie Übertragungsexperimente durchgeführt. Die Dynamik eines MEMS-Spiegels wird im nachfolgenden Kapitel 6 in Abschnitt 6.3 vorgestellt.

Die stabile plan-konkave Geometrie des Resonators (siehe Kapitel 2.2), die auf einer guten Übereinstimmung der Spiegelgeometrie (Krümmungsradius und Luftspaltlänge) mit dem BTJ-Durchmesser und somit mit der Strahltaile und der Phasenfront der gaußschen Grundmode (siehe Gleichung (2.39)) beruht, setzt die Erreichung des maximalen, nur durch den freien Spektralbereich (FSR) beschränkten, Abstimmereichs des MEMS-VCSEL voraus. Außerdem führen die hier aufgezählten Merkmale des robusten Resonators zu einer hohen spektralen Reinheit des Lasers. In Konsequenz ist eine monomodale Emission auch bei größeren Tunnelkontaktdurchmessern, im Vergleich zu kommerziellen, nicht-abstimmbaren VCSEL, die ab Durchmessern von $5 \mu\text{m}$ – $6 \mu\text{m}$ multimodal emittieren [Koe09], möglich. Ein nicht vernachlässigbarer Vorteil eines großen BTJ ist eine hohe Ausgangsleistung und ein kleiner Divergenzwinkel des Strahls, welcher die Faserkopplung weiter vereinfacht [Koe09; PG+13]. Im folgenden Kapitel werden MEMS-VCSEL mit BTJ-Durchmessern von $13 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$ sowie $24 \mu\text{m}$ untersucht.

Die Funktionsweise und die genaue Halb-VCSEL-Struktur eines mikromechanisch abstimmbaren VCSELS mit Emissionswellenlänge im Bereich um 1550 nm wurden bereits in Abschnitt 2.1.1 sowie Kapitel 3 ausführlich behandelt. Die im Kapitel 3 vorgestellte Bauelementstruktur des im Wellenlängenbereich um 1950 nm emittierenden Lasers unterscheidet sich von dem 1550 nm MEMS-VCSEL im Allgemeinen im Aufbau der aktiven Zone; die restlichen Funktionsschichten der beiden Halb-VCSELS unterscheiden sich lediglich in der Abmessung. Das wichtigste Merkmal des für Telekommunikationsanwendungen gedachten Halb-VCSELS ist das neu entwickelte und hochfrequenztaugliche Kontaktsystem, unterstützt durch eine BCB-Passivierung; vergleiche hierfür Abbildungen 3.1 und 3.4, siehe auch [Koe09]. Die Abbildungen 3.5 a und b demonstrieren zusätzlich zwei unterschiedliche Ausführungen der Kontaktierung, die realisiert wurden. Die dort gezeigten Halb-VCSEL sind in der Bauelementstruktur sonst identisch, haben jedoch unterschiedliche Halb-VCSEL Längen: $14\lambda/4$ bzw. $22\lambda/4$. Wie es noch anhand der Kleinsignal-Modulation ersichtlich wird, hat die Länge des Resonators einen entscheidenden Einfluss auf die Modulationsbandbreite und somit auf die maximale Übertragungsrate des MEMS-VCSELS.

Die Zusammensetzung, Herstellungsprozess und Aufbau der hier verwendeten, in Volumen-Mikromechanik angefertigten, hybriden sowie halbleitenden MEMS-Spiegel wurden bereits in Abschnitt 4.1 bzw. 4.3 detailliert beschrieben. Die beiden Komponenten, der Halb-VCSEL und die Spiegelmembran, werden, wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, in einem hybriden Aufbau zusammengefügt und verklebt.

5.1 MEMS-VCSEL mit langem Resonator

Zuerst wird ein MEMS-VCSEL mit einer optischen Halb-VCSEL-Länge von $22\lambda/4 = 8,525 \mu\text{m}$ vorgestellt. Die Charakterisierung beinhaltet statische Messungen des MEMS abstimmbaren VCSELS in SCC- und EC-Konfiguration (siehe Abschnitt 3.1).

5.1.1 MEMS-VCSEL ohne Antireflexionsbeschichtung

Der in diesem Abschnitt präsentierte MEMS-VCSEL in SCC-Konfiguration hat einen BTJ-Durchmesser von $13 \mu\text{m}$. Der Krümmungsradius und die initiale Länge des Luftspalts des MEMS-Spiegels werden mit einem konfokalem Mikroskop bestimmt und betragen entsprechend $\text{RoC} = 7,5 \text{ mm}$ und ca. $L_{\text{Luft}} = 1,4 \mu\text{m}$. Mit der Be-

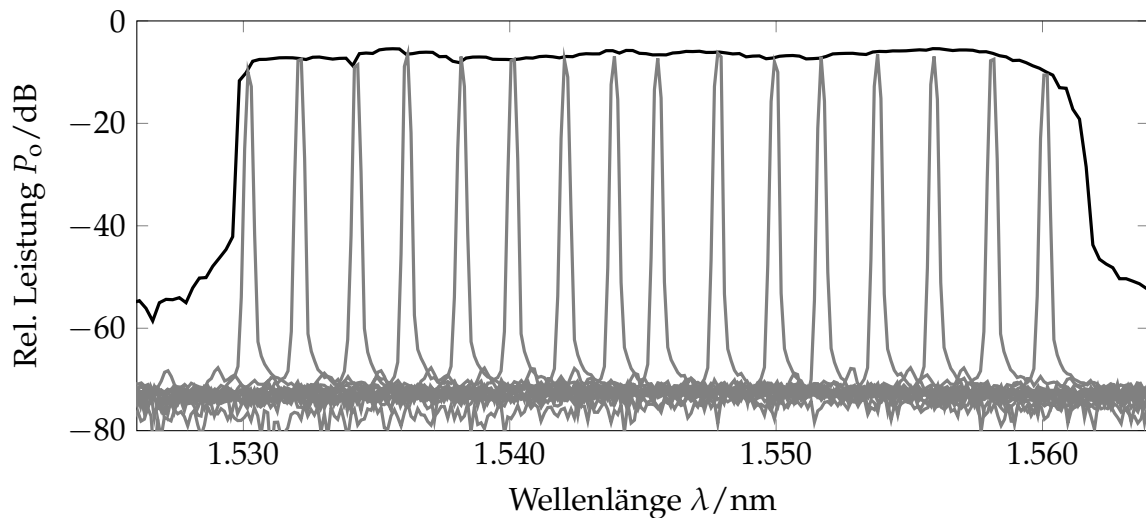


Abbildung 5.1: Einzelspektren für verschiedene Steuerströme des MEMS-Spiegels und Abstimmbereich, gemessen bei einem Laserstrom von 22 mA. Der kontinuierliche Abstimmbereich beträgt 31 nm.

rücksichtigung des Krümmungsradius der Spiegelmembran sowie der Länge des Resonators, die die Länge des Halb-VCSELs, die Luftspatlänge und die Eindringtiefe des Stehwellenfeldes in die beiden Spiegel beinhaltet, lässt sich die Strahltaile der fundamentalen Gaußmode mit Gleichung (2.39) zu $2w_0 = 24 \mu\text{m}$ abschätzen. Mit einer dreidimensionalen Vektorsimulation, wie in [DB03] vorgestellt, erhält man genauere Werte, die etwas unter dem hier mittels Gaußstrahltheorie vereinfacht abgeschätzten Wert zu erwarten sind [Gie13].

Abbildung 5.1 zeigt das mit einem optischen Spektrumanalysator (engl. optical spectrum analyser, OSA) gemessene Abstimmverhalten des MEMS-VCSELs. Das Licht wird dabei in eine Multimodefaser eingekoppelt. Das Abstimmen der Wellenlänge erfolgt elektrothermisch und ist proportional zum Quadrat des Steuerstroms I_{MEMS}^2 der Spiegelmembran. Der Laserstrom wird dabei auf einem konstanten Wert von $I_L = 22$ mA gehalten. Da das Abstimmen der Wellenlänge kontinuierlich erfolgt, kann der Abstimmbereich als Einhüllende der Emissionsspitzen aufgezeichnet werden. Die Laseremission setzt bei einer Wellenlänge $\lambda = 1530$ nm ein, was einem Steuerstrom von $I_{\text{MEMS}} = 3,5$ mA entspricht. Die Grundmode wird durch das Erhöhen des MEMS-Stroms in Richtung der höheren Wellenlängen rot verschoben. Erhöht man den Heizstrom auf $I_{\text{MEMS}} = 11,2$ mA, lässt sich die Wellenlänge bis auf $\lambda = 1561$ nm kontinuierlich abstimmen. Der Abstimmbereich beträgt demnach $\Delta\lambda = 31$ nm, der freie Spektralbereich ist $\text{FSR} = 52$ nm. Der Krümmungsradius und

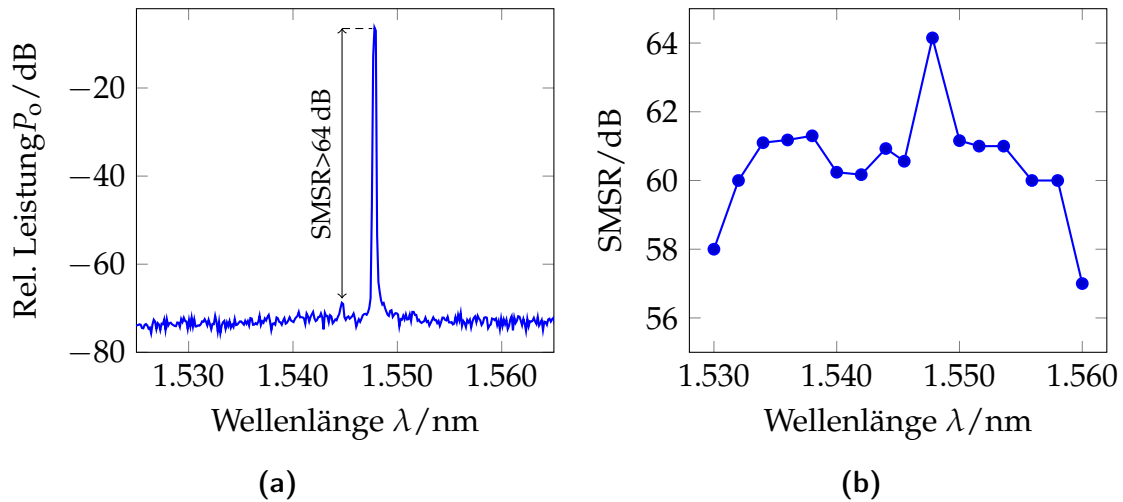


Abbildung 5.2: Das bei einer Wellenlänge von 1548 nm gemessene Spektrum veranschaulicht eine große Nebenmodenunterdrückung von $SMSR > 64$ dB (a). Die über die Wellenlänge aufgetragenen Messpunkte demonstrieren eine durchgehend hohe Nebenmodenunterdrückung von $SMSR > 57$ dB in dem gesamten Abstimmbereich (b).

die Luftspaltlänge des MEMS-Spiegels beeinflussen die Strahltaile der fundamentalen Gaußmode (siehe Gleichung (2.39)). Hierbei beträgt sie $2w_0 = 24 \mu\text{m}$. Die Strahltaile soll mit der Laserapertur, hierbei beträgt sie $BTJ = 13 \mu\text{m}$, übereinstimmen. Demnach ist der Abstimmbereich durch die Fehlanpassung der Spiegelparameter und der Laserapertur begrenzt.

Die in Abbildung 5.1 ebenfalls dargestellten Spektren präsentieren eine hohe Nebenmodenunterdrückung (engl. side mode suppression ratio, SMSR). Die Nebenmodenunterdrückung:

$$SMSR = 10 \cdot \log \left(\frac{P_o^{00}}{P_o^{01}} \right) , \quad (5.1)$$

beschreibt das Verhältnis der Leistung in der Grundmode P_o^{00} zur nächst höheren Leistung in einer der transversalen Nebenmoden P_o^{01} . Eine monomodale Laseremission ist bei einer Nebenmodenunterdrückung von mindestens $SMSR \geq 30$ dB gegeben.

Die in dem gesamten Abstimmbereich durchgehend hohe Nebenmodenunterdrückung von mehr als $SMSR > 57$ dB ist in Abbildung 5.2b, in Abhängigkeit der Wellenlänge, dargestellt. Der Laser emittiert ausschließlich in die gaußsche

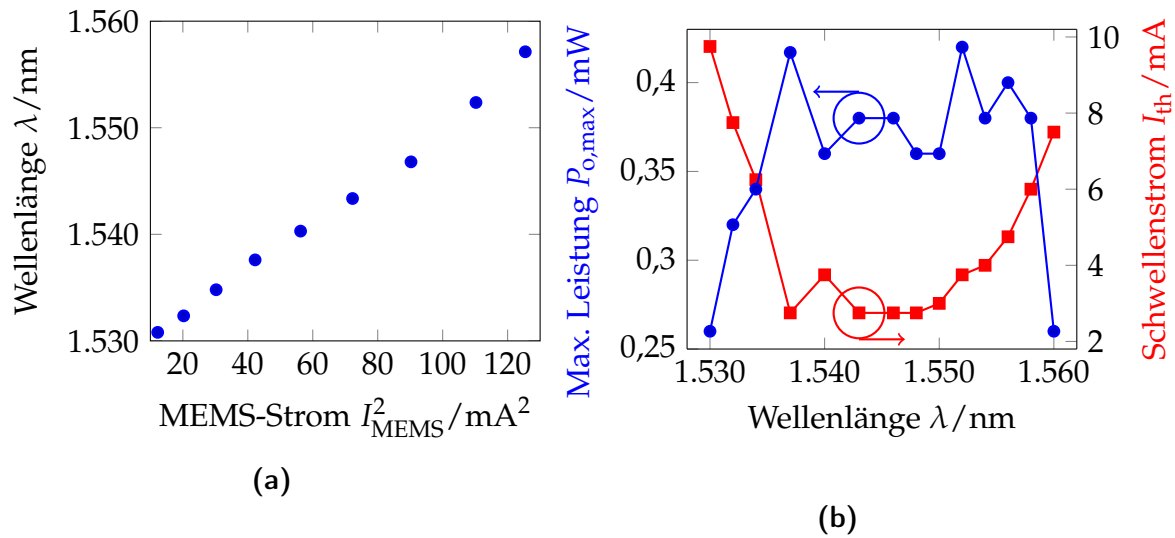


Abbildung 5.3: Emissionswellenlänge in Abhängigkeit des quadrierten MEMS-Stroms für einen VCSEL in SCC-Konfiguration (a). Ausgangsleistung am thermischen Rollover und Schwellenstrom sind über den Abstimmbereich aufgetragen (b).

Grundmode und übertrifft deutlich die Nebenmodenunterdrückung vergleichbarer MEMS-VCSEL [Gie13] [Koe09]. Die höchste SMSR > 64 dB wird bei einer Wellenlänge $\lambda = 1548$ nm gemessen, das dazugehörige Spektrum ist in Abbildung 5.2a dargestellt.

Abbildung 5.3b zeigt die für verschiedene Wellenlängen gemessene maximale optische Ausgangsleistung am thermischen Rollover und den Schwellenstrom des MEMS-VCSELs. Hierfür werden die PI-Kennlinien (optische Leistung-, Strom-Kennlinien) für verschiedene Steuerströme der Spiegelmembran und somit für verschiedene Wellenlängen gemessen. Die Messung erfolgt mit einem optischen Leistungsmessgerät, die optische Ausgangsleistung wird in eine Multimodefaser eingekoppelt. Die maximale gemessene Ausgangsleistung beträgt $P_{\text{max}} = 0,42$ mW und kann auf den kleinen BTJ-Durchmesser von $\text{BTJ} = 13 \mu\text{m}$ zurückgeführt werden. Der minimale Schwellenstrom liegt bei $I_{\text{th}} = 2,75$ mA. In weiteren Abschnitten dieses Kapitels wird noch gezeigt, dass mit Verwendung größerer Aperturen deutlich höhere Ausgangsleistungen im Bereich von 2 mW–4 mW erreichbar sind.

Abbildung 5.3a zeigt die mit einem OSA gemessene Emissionswellenlänge in Abhängigkeit des Membranstroms. Die Kennlinie zeigt einen für SCC-Konfiguration typischen S-förmigen Verlauf. Dieser Plot demonstriert das kontinuierliche Abstim-

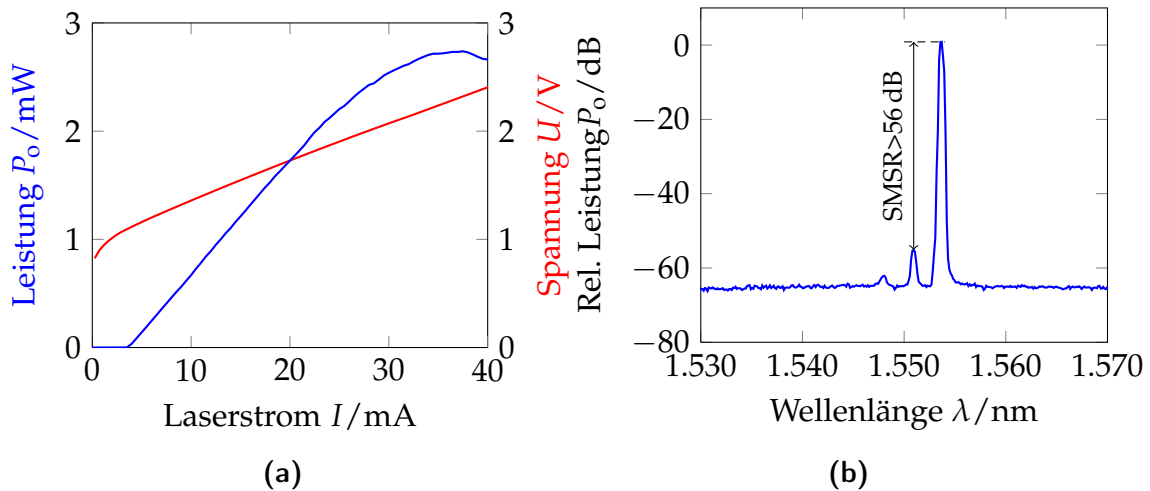


Abbildung 5.4: Eine bei einer Wellenlänge von 1555 nm und bei Raumtemperatur $T = 20^\circ\text{C}$ gemessene PIV-Kennlinie (a) und dazugehöriges Emissionsspektrum (b). Das gezeigte Spektrum veranschaulicht eine hohe Nebenmodenunterdrückung von $\text{SMSR} > 56$ dB.

men der Wellenlänge von 1530 nm bis 1561 nm ohne Modensprünge.

5.1.2 MEMS-VCSEL mit Antireflexionsbeschichtung

Die auf der VCSEL-Oberfläche angebrachte Antireflexionsbeschichtung bewirkt eine Entspiegelung des Halbleiter/Luft-Übergangs. Somit kann der Abstimmbereich des Lasers in EC-Konfiguration, im Vergleich zu einem gekoppelten Resonator, vergrößert werden (siehe Abschnitt 3.1). Vergleicht man zwei identische MEMS-VCSEL, die sich lediglich in der ARC-Beschichtung unterscheiden, so ist die vom Laserstrahl her gesehene Reflektivität des MEMS-Spiegels in der EC-Konfiguration kleiner als jene in der SCC-Konfiguration. Die kleinere Reflektivität kann mit zusätzlichen Schichtpaaren des DBRs kompensiert werden. Für die hier präsentierten Untersuchungen wird die DBR-Paarzahl nicht verändert.

Der in diesem Abschnitt vorgestellte MEMS-VCSEL in EC-Konfiguration hat einen Tunnelkontaktdurchmesser von $24\ \mu\text{m}$. Die hierfür verwendete MEMS-Membran hat einen Krümmungsradius und eine initiale Länge des Luftspalts von ca. $\text{RoC} = 5,5\ \text{mm}$ bzw. $L_{\text{Luft}} = 3,5\ \mu\text{m}$. Die Strahltaile der fundamentalen Gaußmode kann mit Gleichung (2.39) zu $2w_0 = 23,14\ \mu\text{m}$ abgeätzt werden.

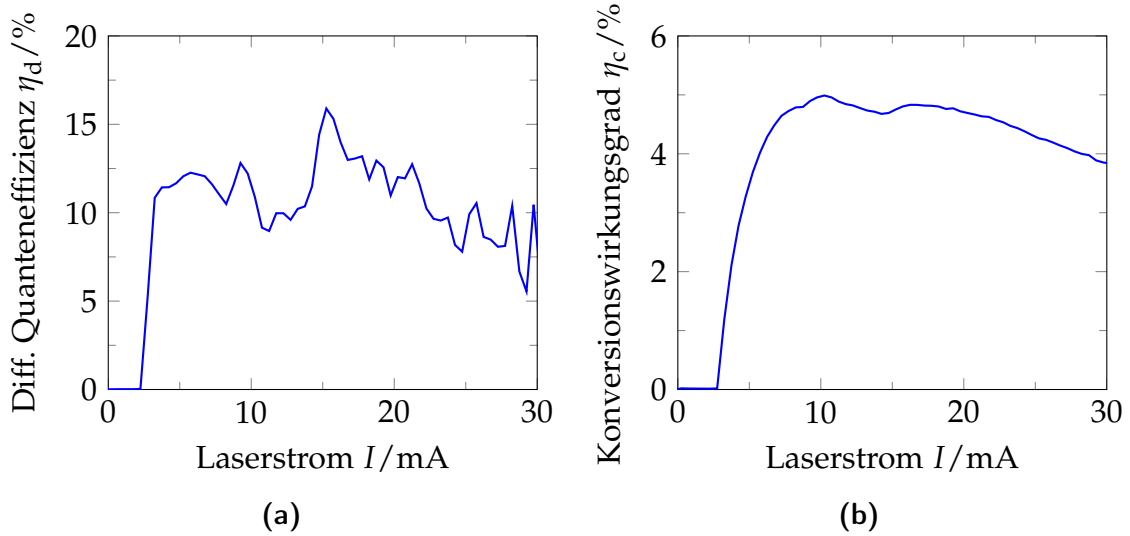


Abbildung 5.5: Differenzielle Quanteneffizienz η_d (a) und Konversionswirkungsgrad η_c (b) in Abhängigkeit des Laserstroms bei einer Emissionswellenlänge von 1555 nm.

Ausgangsleistung und Wirkungsgrade

Abbildung 5.4a zeigt die im Dauerstrichbetrieb (engl. continuous wave, cw) und bei Raumtemperatur gemessene PIV-Kennlinie (optische Leistung-, Strom-, Spannungs-Kennlinie) des MEMS-VCSEL. Diese wird in eine Multimodefaser eingekoppelt und mit einem optischen Leistungsmessgerät gemessen. Die hier gezeigte maximale optische Ausgangsleistung, gemessen am thermischen Rollover, beträgt $P_{\max} = 2,74$ mW und wird bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1545$ nm gemessen (siehe Abbildung 5.4b). Bei derselben Wellenlänge wird ebenfalls der kleinste Schwellenstrom von $I_{\text{th}} = 2,7$ mA gemessen.

Aus der gemessenen PIV-Kennlinie können zwei Parameter, der (externe) differenzielle Quantenwirkungsgrad bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1555$ nm (Steilheit, engl. slope efficiency, vergleiche Gleichung (2.82)):

$$\eta_d(I > I_{\text{th}}) = \frac{q}{h\nu} \frac{dP_o}{dI} \approx \frac{dP_o}{dI} \cdot \frac{1,25}{V} , \quad (5.2)$$

und der Konversionswirkungsgrad (engl. wall-plug efficiency):

$$\eta_c(I > I_{\text{th}}) = \frac{P_o}{P_{el}} , \quad (5.3)$$

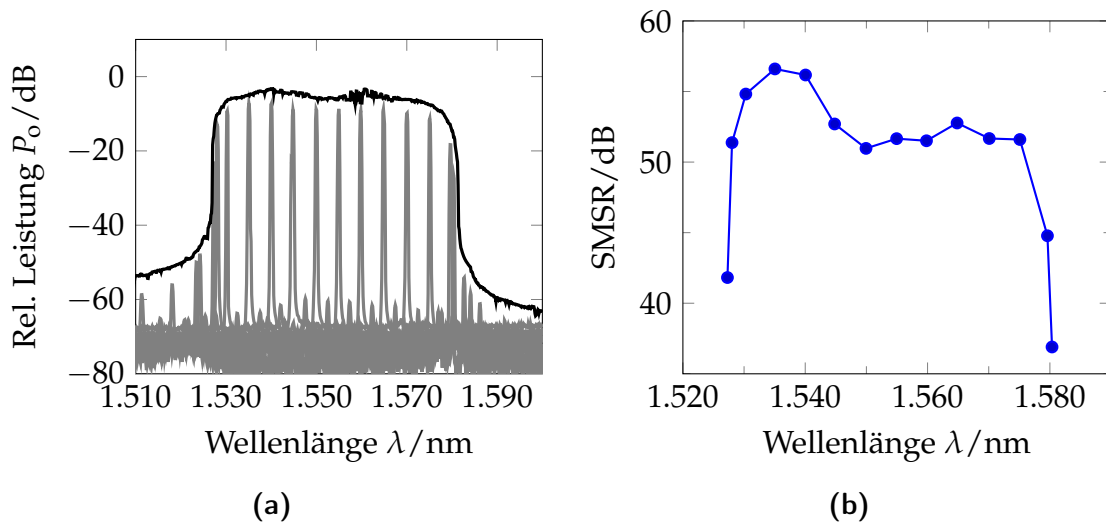


Abbildung 5.6: Bei einem konstanten Laserstrom von 24 mA gemessene Einzel-spektrn für verschiedene Steuerströme und Abstimmbereich von 54 nm (a). Nebenmodenunterdrückung über den Abstimmbereich (b).

direkt abgeleitet werden [CC95]. Wie Abbildung 5.5a zu entnehmen ist, wird der maximale externe differentielle Quantenwirkungsgrad von $\eta_{d,max} = 15,25\%$ oberhalb der Schwelle bei einem Laserstrom von $I_L = 16$ mA erreicht. Die effektivste Umsetzung der elektrischen Pumpleistung in optische Leistung mit $\eta_{c,max} = 5\%$ erfolgt bei einem Laserstrom von $I_L = 10,25$ mA, wie in Abbildung 5.5b gezeigt.

Steuerbarkeit

Abbildung 5.6a zeigt die in eine Multimodefaser eingekoppelten und mit einem OSA gemessenen Spektren des hier präsentierten MEMS-VCSELs in EC-Konfiguration. Bei einem elektrothermischen Abstimmen der MEMS-Membran und bei einem konstanten Laserstrom von $I_L = 24$ mA verschiebt sich die Wellenlänge kontinuierlich von $\lambda = 1527$ nm bis $\lambda = 1581$ nm und wird dabei als Einhüllende aufgezeichnet. Der Abstimmbereich beträgt 54 nm bei einem FSR = 57 nm. Der Abstimmbereich erreicht nahezu die maximale Größe, die durch den freien Spektralbereich gegeben ist. Abbildung 5.6b zeigt die Nebenmodenunterdrückung des MEMS-VCSEL aufgetragen über die Emissionswellenlänge. Der MEMS-VCSEL emittiert monomodal in dem gesamten Abstimmbereich. In einem Abstimmbereich von 50 nm zeigt der Laser eine durchgehend hohe Nebenmodenunterdrückung von $SMSR > 50$ dB. φ

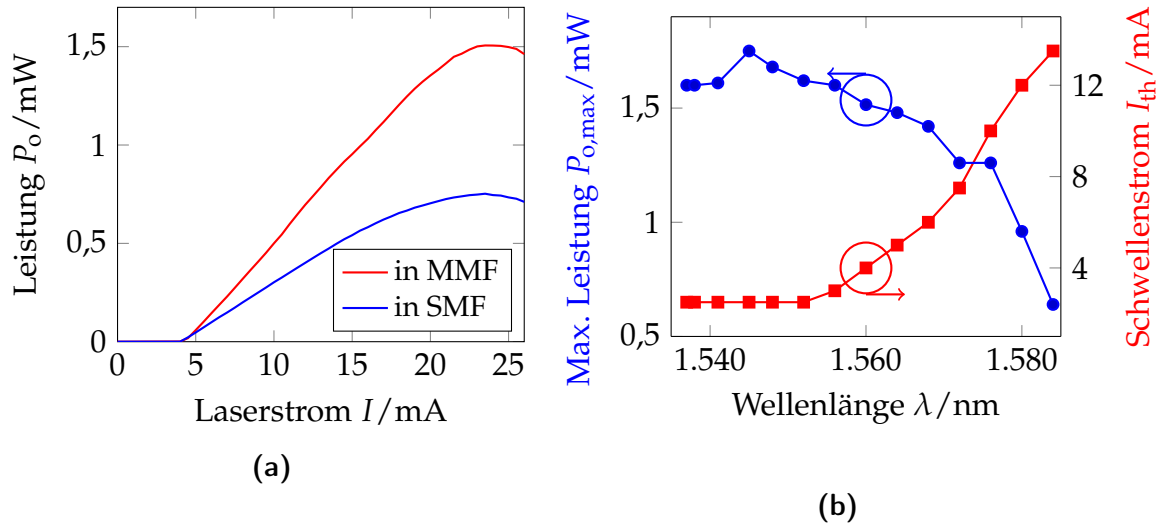


Abbildung 5.7: Bei einer Wellenlänge von 1560 nm und bei $T = 20^\circ\text{C}$ gemessene PIV-Kennlinie, eingekoppelt in eine Monomod- (SMF) und eine Multimodglasfaser (MMF) (a). Ausgangsleistung am thermischen Rollover und Schwellenstrom über den Abstimmbereich. Der Abstimmbereich wird hierfür über einen Bereich mit einem Leistungsabfall < 3 dB definiert (b).

5.2 MEMS-VCSEL mit kurzem Resonator

Der hier präsentierte MEMS-VCSEL in EC-Konfiguration verfügt, im Gegensatz zu dem im Abschnitt 5.1 vorgestellten VCSEL, über einen Halb-VCSEL der optischen Länge $14\lambda/4 = 5,425\ \mu\text{m}$. Wie in der Einleitung dieses Kapitels erwähnt wurde, hat die Länge des Resonators einen signifikanten Einfluss auf die dynamischen Eigenschaften des Lasers, was im nachfolgenden Abschnitt 5.3 ersichtlich wird.

Der untersuchte Laser hat einen Tunnelkontaktdurchmesser von $BTJ = 24\ \mu\text{m}$ und ist mit einer hybriden MEMS-Spiegelmembran ausgestattet, die den Krümmungsradius und die initiale Länge des Luftspalts von ca. $RoC = 3,5\ \text{mm}$ bzw. ca. $L_{Luft} = 2,7\ \mu\text{m}$ hat. Die Strahltaile des fundamentalen Gaußmode kann mit Gleichung (2.39) zu $2w_0 = 20,3\ \mu\text{m}$ abgeschätzt werden. Die Draufsicht auf den fertig prozessierten Halb-VCSEL zeigt Abbildung 3.5a.

Ausgangsleistung

Abbildung 5.7a zeigt exemplarisch zwei bei einer Wellenlänge von 1560 nm, im Dauerstrichbetrieb (cw) und bei Raumtemperatur gemessenen PI-Kennlinien des MEMS-VCSEL. Die optische Ausgangsleistung wird sowohl in eine Multimodefaser (MMF, engl. multimode fibre) als auch in eine Modomodefaser (SMF, singlemode fibre) eingekoppelt und beträgt am thermischen Rollover entsprechend $P_{o,max,MMF} = 1,5$ mW und $P_{o,max,SMF} = 0,75$ mW. Die Laserschwelle liegt für diese Wellenlänge bei $I_{th} = 4$ mA. Die Einkoppelverluste in die SMF betragen im Vergleich zur MMF demnach 3 dB.

Abbildung 5.7b stellt die MMF-eingekoppelte Ausgangsleistung am thermischen Rollover sowie den Schwellenstrom für verschiedene Wellenlängen dar. Die Charakterisierung erfolgt für einen Wellenlängenbereich von 1537 nm–1583 nm. Die maximale optische Ausgangsleistung sowie die minimale Schwelle wird bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1545$ nm gemessen und beträgt $P_{o,max} = 1,75$ mW bzw. $I_L = 2,5$ mA.

Steuerbarkeit

Abbildung 5.8 zeigt das mit einem optischen Spektrumanalysator gemessene Abstimmverhalten des MEMS-VCSELs. Der Laser emittiert ausschließlich in die gaußsche Grundmode. Die Nebenmodenunterdrückung ist in dem gesamten Abstimmbereich hoch und beträgt $SMSR > 45$ dB. Das Abstimmen der Wellenlänge erfolgt elektrothermisch und ist proportional zum Quadrat des Steuerstroms I_{MEMS}^2 der Spiegelmembran. Der Laserstrom wird dabei auf einem konstanten Wert von $I_L = 22$ mA gehalten. Die Grundmode wird kontinuierlich durch das Erhöhen des MEMS-Stroms verschoben. Die Emissionswellenlänge erstreckt sich von $\lambda = 1526$ nm bis $\lambda = 1592$ nm. Der Abstimmbereich beträgt demnach $\Delta\lambda = 66$ nm, der freie Spektralbereich ist $FSR = 88$ nm groß. Die Verkleinerung des Abstimmbereichs gegenüber dem freien Spektralbereich ist einer starken Verkippung der MEMS-Spiegelmembran von ca. $0,2^\circ$ geschuldet¹. Die Verkippung der Membran wird

¹Die in dieser Arbeit angewendeten Spiegel, für welche die Verkippung explizit nicht angegeben wurde, haben eine deutlich kleinere, vernachlässigbare Verkippung von ca. $\leq 0,03^\circ$. Für die Messung der direkten Modulation, welche im Abschnitt 5.3 gezeigt wird, muss die Öffnung im Substrat des MEMS so angepasst bzw. vergrößert werden, dass eine Kontaktierung der drei Laser-Kontaktpads mit einer Hochfrequenz-Kontaktieradel durch die Öffnung ermöglicht wird. Damit wird eine Asymmetrie im MEMS-Substrat verursacht und somit eine stärkere Verkippung erzeugt. Wie Abbildung 3.5a zu entnehmen ist, hat der hier präsentierte $14\lambda/4$ -lange Halb-VCSEL drei anstatt zwei Kontaktpads.

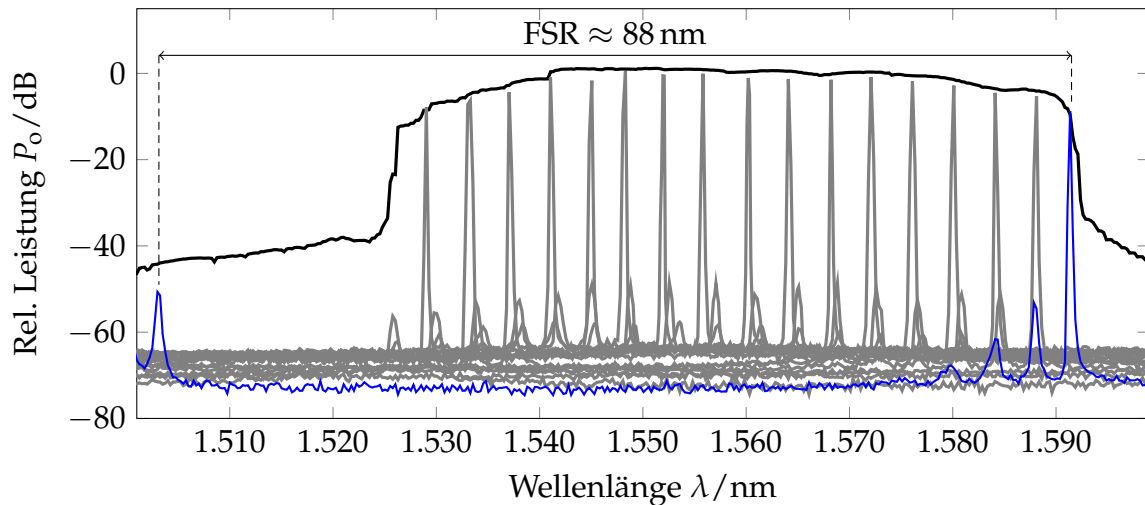


Abbildung 5.8: Bei einem konstanten Laserstrom von 22 mA gemessene Einzel-spektren für verschiedene Steuerströme und Abstimmbereich von $\Delta\lambda = 66$ nm. Der freie Spektralbereich beträgt $\text{FSR} = 88$ nm.

hierfür mit einem konfokalen Mikroskop bestimmt.

5.2.1 Temperaturverhalten

Die Funktionalität des VCSELs wird von der Umgebungstemperatur erheblich beeinflusst. Mit zunehmender Betriebstemperatur des Lasers, durch die Verbreiterung der Fermi-Verteilung sowie die Erhöhung der nichtstrahlenden Auger-Rekombination, verringert sich der modale Gewinn [CC95]. Außerdem nimmt auch der Leckstrom aus der aktiven Zone zu. In Konsequenz erhöht sich der Pumpstrom, der zur Erreichung der Laserschwelle notwendig ist, mit steigender Betriebstemperatur. Die optische Ausgangsleistung sinkt mit steigender Temperatur.

Dieses Verhalten wird anhand der Messung der PI-Kennlinien bei verschiedenen Temperaturen zwischen 30°C und 70°C in Abbildung 5.9a exemplarisch für eine Wellenlänge von $\lambda = 1545$ nm gezeigt. Damit die Messkurven tatsächlich bei derselben Wellenlänge aufgenommen werden, wird diese nach jedem Erhöhen der Temperatur über den Membranstrom nachgeregelt (Das thermische Abstimmen der Wellenlänge wird noch in Abschnitt 6.1.2 diskutiert, siehe auch Abbildung 6.11). Die Kontrolle der Wellenlänge erfolgt mittels OSA.

Die optische Ausgangsleistung wird in eine MMF eingekoppelt. Wie zu erwarten,

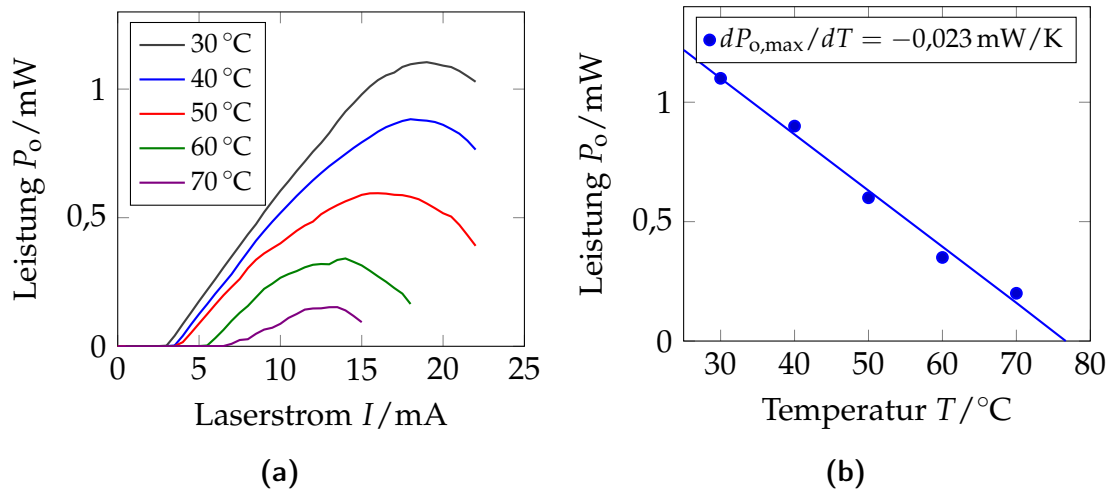


Abbildung 5.9: PIV-Kennlinien (a) und optische Ausgangsleistung am thermischen Rollover für verschiedene Temperaturen zwischen 30 °C–70 °C (b).

erreicht der MEMS-VCSEL seine maximale, am thermischen Rollover gemessene optische Ausgangsleistung von $P_{o,max} = 1,1$ mW und seine niedrigste Laserschwelle von $I_{th} = 3$ mA bei einer Temperatur von $T = 30$ °C. Bei einer Temperatur von $T = 70$ °C sinkt die optische Ausgangsleistung bis auf $P_{o,max} = 0,16$ mW und die Laserschwelle erhöht sich bis auf $I_{th} = 6,5$ mA.

Abbildung 5.9b zeigt die aus den PI-Kennlinien gewonnene maximale optische Ausgangsleistung $P_{o,max}$ aufgetragen über die Betriebstemperatur T des Lasers. Durch den linearen Fit und die entsprechende Extrapolation der Messdaten ergibt sich eine maximale Betriebstemperatur dieses MEMS-VCSELS von ca. $T_{max} = 77$ °C. Dies ist die höchste bisher publizierte Betriebstemperatur eines MEMS-VCSEL mit einem in Volumen-Mikromechanik angefertigten MEMS-Spiegel. In einem vergleichbaren Konzept, das in [Koe09] publiziert wurde, kann der MEMS-VCSEL bis zu einer Temperatur von ca. $T_{max} = 56$ °C betrieben werden.

5.3 Kleinsignal-Modulation (AM)

Die Amplitudenmodulationsbandbreite (AM) ist ein Kernparameter eines direkt modulierbaren MEMS-VCSEL im Hinblick auf die Anwendung in einem optischen Datenübertragungssystem. Um die Amplitudenmodulationsbandbreite zu bestimmen, wird der Betriebsstrom des Lasers oberhalb der Schwelle sinusförmig mit einer variablen Frequenz und einer definierten Amplitude moduliert. Der gewon-

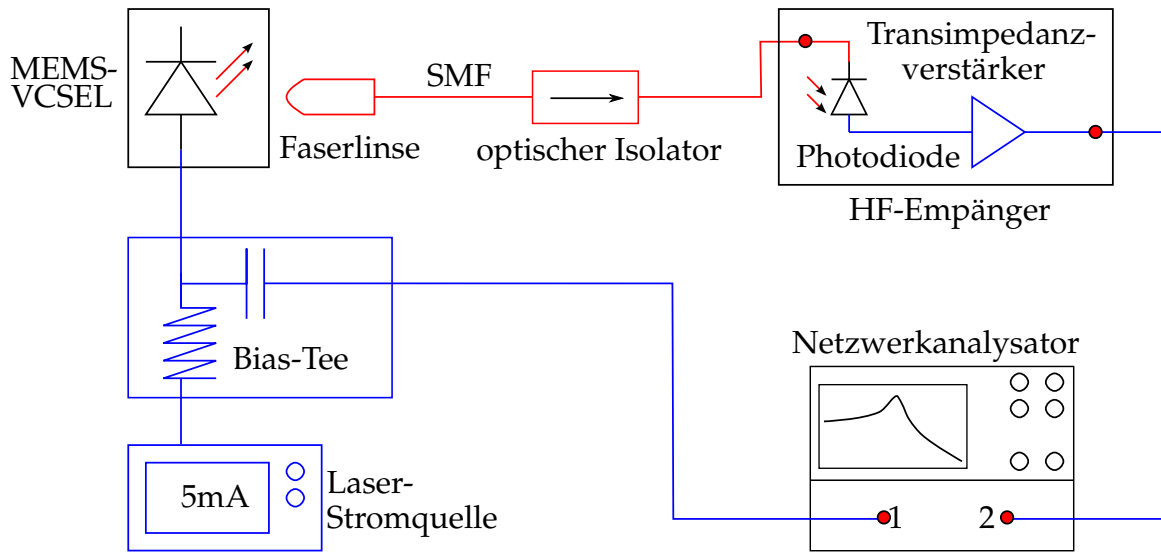


Abbildung 5.10: Eine schematische Darstellung des Messaufbaus zur Ermittlung der Kleinsignal-Übertragungsfunktion $H(f)$.

nene (intrinsische) Frequenzgang bestimmt die maximale Frequenz, bis zu welcher der Laser betrieben werden kann und determiniert somit die maximale Übertragungsrage, die in einem optischen Datenübertragungssystem angewendet werden kann.

5.3.1 Messaufbau

Abbildung 5.10 zeigt den Messaufbau zur Ermittlung der Amplitudenmodulationsbandbreite. Die Messung beginnt mit einer Kalibrierung, um die parasitären Einflüsse des Messsystems und der Zuleitung, die insbesondere zu höheren Frequenzen stark auftreten, zu kompensieren. Somit kann die Messgenauigkeit stark erhöht werden und Einflüsse des Messaufbaus auf den Frequenzgang minimiert werden. Der MEMS-VCSEL wird direkt mit einer Hochfrequenz (HF)-Kontaktnadel (Picoprobe) kontaktiert. Über ein Bias-T wird der Laser mit der Gleichstromquelle und mit dem Port 1 des Netzwerk-Analysators (engl. network analyzer, NVA) verbunden. Somit wird der DC-Betriebsstrom mit der sinusförmigen Kleinsignal-Amplitudenmodulation variabler Frequenz überlagert. Die modulierte optische Ausgangsleistung des MEMS-VCSELS wird in eine mit einem optischen Isolator versehene Monomodefaser (engl. single mode fibre, SMF) eingekoppelt. Der op-

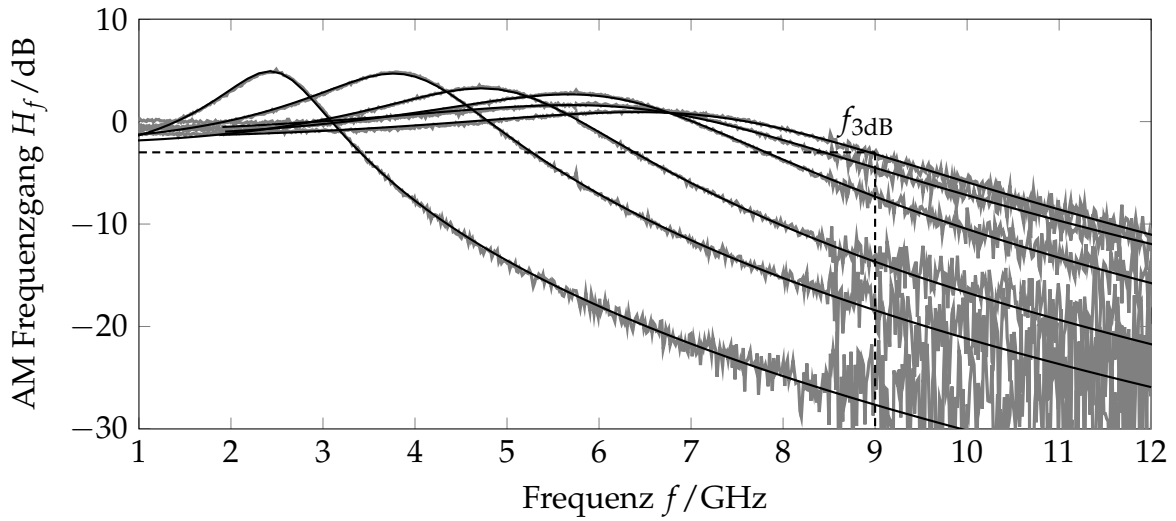


Abbildung 5.11: Frequenzgänge bei Kleinsignalmodulation (AM) eines MEMS-VCSELS für verschiedene Betriebsströme und bei einer Wellenlänge von 1550 nm. Die gemessenen Kennlinien sind in grau und die gefitteten Kurven $H(f)$ in schwarz dargestellt.

tische Isolator verhindert störende Rückreflexionen (Feedback) in den Laser. Das Licht wird durch einen breitbandigen HF-Empfänger² in ein elektrisches Signal konvertiert und dem Port 2 des Netzwerk-Analysators zugeführt. Aus dem Verhältnis der Amplituden von übertragenem zu gesendetem (eingehendem) Signal wird die Transmission des MEMS-VCSEL als Funktion der Frequenz ermittelt. Die Transmission wird auch als S_{21} -Parameter (Streuparameter) bezeichnet [CC95].

5.3.2 Ergebnisse

Die Amplitudenmodulationsbandbreite eines Lasers ist durch die intrinsischen Eigenschaften $H_{int}(f)$ und die extrinsischen parasitären Störeffekte (engl. parasitics) $H_{par}(f)$ des Lasers begrenzt. Die Übertragungsfunktion des MEMS-VCSEL kann mit [Tuc85]:

$$H(f) = | H_{int}(f) \cdot H_{par}(f) |^2 , \quad (5.4)$$

²Der Frequenzgang des Empfängers ist im Messbereich konstant.

beschrieben werden. Der intrinsische Modulations-Frequenzgang $H_{\text{int}}(f)$ ist über Gleichung

$$H_{\text{int}}(f) = C \cdot \frac{f_{\text{R}}^2}{f_{\text{R}}^2 - f^2 + j(f/(2\pi))\gamma} , \quad (5.5)$$

gegeben (siehe auch (2.84)). Die parasitären Effekte $H_{\text{par}}(f)$ können über die Transferfunktion eines Tiefpasses erster Ordnung beschrieben werden:

$$H_{\text{par}}(f) = C \cdot \frac{1}{1 + j \left[\frac{f}{f_{\text{par}}} \right]} , \quad (5.6)$$

mit f_{par} als parasitäre Grenzfrequenz (engl. cutoff frequency).

Der gemessene Frequenzgang des MEMS-VCSEL wird mit Hilfe der Gleichung (5.4) modelliert [Tuc85]. Damit können die Kernparameter, wie die Relaxations-Resonanzfrequenz f_{R} und der intrinsische Dämpfungsfaktor γ , extrahiert werden. Um eine hohe Modulationsbandbreite im Laser zu erreichen, muss nach Gleichung (5.5) f_{R} hoch sein. Wie in Kapitel 2.4.1 diskutiert, ist nach Gleichung (2.83) für eine hohe Resonanzfrequenz eine hohe differentielle Verstärkung dg/dN , ein kleines Modenvolumen V_{p} und eine kurze Photonenlebensdauer τ_{p} erforderlich. Die praktische Maßnahme hierfür ist die Realisierung eines kurzen Resonators und die Implementierung einer mechanischen Spannung in die Quantenfilme der aktiven Zone, wie in [CC95] bzw. in Kapitel 3.2.1 vorgestellt.

In einem MEMS-abstimmbaren VCSEL lässt sich die Steigerung der maximalen Modulationsbandbreite sowohl durch den Einsatz eines kurzen Halb-VCSELs als auch durch die Verkürzung des MEMS-Luftspalts erreichen. Der hier untersuchte MEMS-VCSEL in EC-Konfiguration besteht aus einem Halb-VCSEL der optischen Länge $L = 14\lambda/4 = 5,425 \mu\text{m}$ und einem MEMS-Spiegel, der eine Luftspaltlänge von ca. $L_{\text{Luft}} = 2,7 \mu\text{m}$ hat. Die Spiegelmembran hat einen Krümmungsradius von ca. $\text{RoC} = 3,5 \text{ mm}$ und der BTJ-Durchmesser beträgt $24 \mu\text{m}$. Die statischen Eigenschaften des Bauteils sind im Abschnitt 5.2 bereits vorgestellt worden.

Abbildung 5.11 zeigt exemplarisch die bei der Kleinsignal-Amplitudenmodulation gemessenen Frequenzgänge des MEMS-VCSELs, aufgenommen bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1540 \text{ nm}$ und bei verschiedenen DC-Arbeitspunkten, die über der Laserschwelle liegen (graue Kennlinien). Die schwarzen Kennlinien stellen die Modellierung nach Gleichung (5.4) dar. Durch die Anpassung der theoretischen an die gemessenen Werte können die Resonanzfrequenz f_{R} und der intrinsische Dämpfungsfaktor γ extrahiert werden. Wie den Graphen zu entnehmen ist, lässt

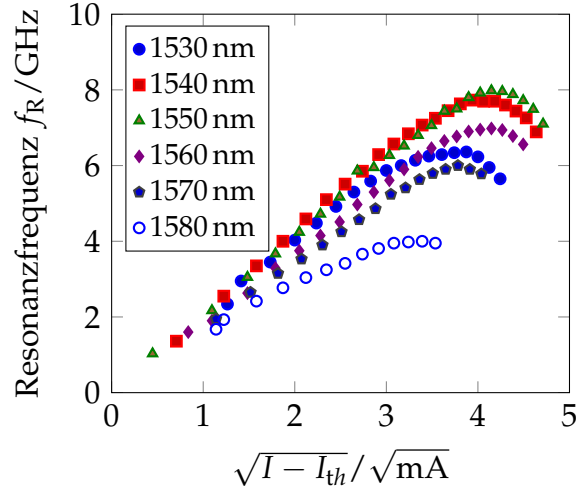


Abbildung 5.12: D-Faktor.

sich der Kurvenverlauf sehr gut durch die theoretische Gleichung beschreiben. Die in Abbildung 5.11 gekennzeichnete 3 dB-Grenzfrequenz (engl. cutoff frequency) bestimmt die tatsächliche Modulationsbandbreite des MEMS-VCSELs. Für die exemplarisch untersuchten Wellenlängen $\lambda = 1540$ nm sowie $\lambda = 1550$ nm und den Pumpstrom von $I_L = 18$ mA beträgt sie 9 GHz. Dies ist die höchste bisher publizierte Modulationsbandbreite eines direkt modulierten wellenlängenabstimmbaren VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm.

Die Modulationseffizienz, die die Rate, mit welcher die Resonanzfrequenz mit Laserstrom steigt, quantifiziert, wird über den Parameter D definiert (siehe auch Gleichung (2.83)):

$$D \equiv \frac{f_R}{\sqrt{I - I_{th}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{dg}{dN} \frac{\eta_i \Gamma_r \Gamma_{xy} v_g}{q V_p}} . \quad (5.7)$$

Da die Sättigung der Resonanzfrequenz auf Grund der thermischen Effekte auftritt, wird der D-Faktor für niedrige Laserströme ausgerechnet.

Abbildung 5.12 zeigt die durch das Fitting extrahierten Resonanzfrequenzen f_R in Abhängigkeit des über der Schwelle liegenden Laserstroms $\sqrt{I - I_{th}}$ für sechs verschiedene Wellenlängen im Bereich von 1530 nm–1580 nm. Gemäß der Gleichung (2.83):

$$f_R \equiv D \sqrt{I - I_{th}} , \quad (5.8)$$

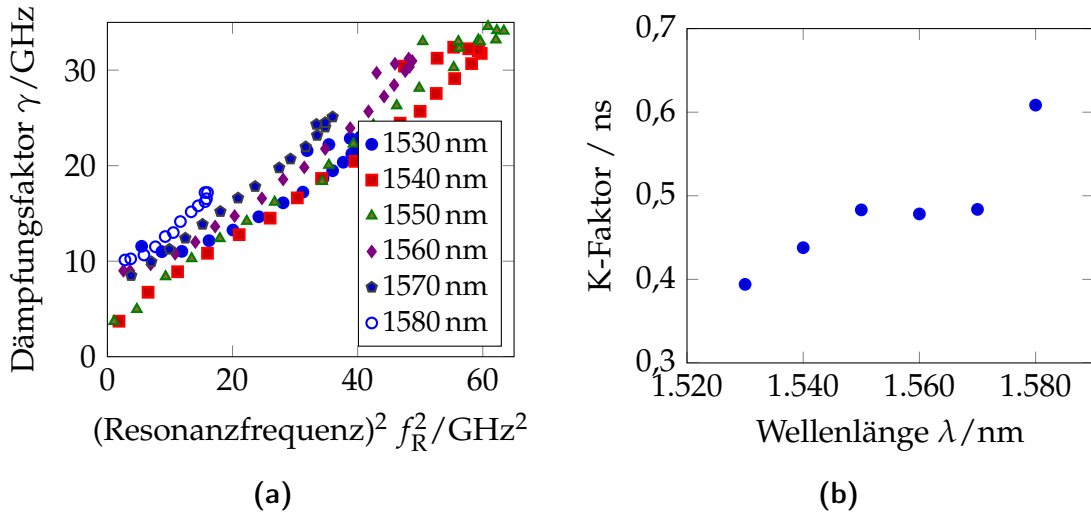


Abbildung 5.13: Dämpfungsfaktor γ als Funktion des Quadrates der Resonanzfrequenz f_R^2 für verschiedene Wellenlängen (a). Aus der jeweiligen linearen Steigung extrahierter K-Faktor (b).

kann der Parameter D berechnet werden oder praktisch durch einen linearen Fit an die Messwerte aus der Steigung bestimmt werden. Mit dem Betriebsstrom des Lasers I steigt die Resonanzfrequenz f_R mit dem Faktor $D = 2,1\text{GHz}/\sqrt{\text{mA}}$ linear bis zur Sättigung des Gewinns (gain compression) und erreicht ihr Maximum bei ca. $f_R = 8$ GHz (für $\lambda = 1550$ nm). Mit der Kenntnis der Resonanzfrequenzen f_R lässt sich nach Gleichung (2.85) für kleine Dämpfungen die theoretische maximale (Amplituden-) Modulationsbandbreite $f_{3\text{dB}} = 1,55f_R$ des MEMS-abstimmbaren VCSEL bestimmen. Die größte Modulationsbandbreite $f_{3\text{dB}} = 12,4$ GHz wird bei der Wellenlänge 1550 nm erreicht.

Abbildung 5.13a zeigt den durch das Fitting extrahierten intrinsischen Dämpfungsfaktor γ als Funktion des Quadrates der Resonanzfrequenz f_R^2 für verschiedene Wellenlängen. Aus dem linearen Fit an die Messwerte und mit der Berücksichtigung der Gleichung (2.86) lässt sich der K-Faktor und der Dämpfungsfaktor-Offset γ_0 bestimmen. Abbildung 5.13b zeigt den K-Faktor für die charakterisierten Wellenlängen. Für die Wellenlänge $\lambda = 1530$ nm erreicht der K-Faktor den besten Wert von $K = 0,39$ ns. Der Dämpfungsfaktor-Offset liegt im Bereich von $\gamma_0 = 3,2$ GHz– $6,9$ GHz. Mit der Vernachlässigung der Ladungsträgertransporteffekte χ lässt sich für die Wellenlänge $\lambda = 1580$ nm nach Gleichung (2.86) die kürzeste Rekombinationslebensdauer zu $\tau_p = 144$ ps abschätzen [Tuc85; Pet88].

Mit Kenntnis des K-Faktors lässt sich nach Gleichung (2.89) für die Wellenlänge $\lambda =$

Tabelle 5.1: Vergleich der VCSEL- und MEMS-VCSEL-Parameter und -Ergebnisse aus AM-Messungen. Die beiden $14\lambda/4$ -langen Laser stammen vom selben VCSEL-Wafer und unterscheiden sich im oberen DBR-Spiegel.

	22 $\lambda/4$ - MEMS-VCSEL			14 $\lambda/4$ - VCSEL	14 $\lambda/4$ - MEMS-VCSEL		
Referenz	[ZG+12]			[MH+11]	Abschnitt 5.3		
BTJ/ μm	24			5	24		
λ/nm	1545	1555	1565	1527	1530	1550	1570
I_{th}/mA	4	4	8,3	0,8	4,5	3,8	8,5
$D/(\text{GHz}/\sqrt{\text{mA}})$	1,29	1,23	1,12	6,8	2,0	2,1	1,7
K/ns	0,66	0,68	0,74	0,22	0,39	0,48	0,48
τ_p/ps	265	208	200	5,6	149	312	153
f_R/GHz	6,3	6,3	5,9	19	6,4	8	6
$f_{3\text{dB}} = 1,55f_R/\text{GHz}$	9,8	9,8	9,15	29,45	9,9	12,4	9,3
$f_{3\text{dB,max}}/\text{GHz}$	13,5	13,1	12	40	22,8	18,5	18,5
$f_{3\text{dB}}/\text{GHz}$	6,4	6,4	6,2	17	9	9	7,2

1530 nm die maximale intrinsische Modulationsfrequenz des MEMS-VCSEL, die nur durch die Dämpfung und die Photonenlebensdauer limitiert ist, zu $f_{3\text{dB,max}} = 22,8$ GHz errechnen.

Tabelle 5.1 stellt die Parameter und Ergebnisse aus AM-Messungen für MEMS-abstimm-bare und nicht abstimmbare VCSEL zusammen. Die hier vorgestellten Laser unterscheiden sich in der Resonatorlänge ($14\lambda/4$ und $22\lambda/4$), wobei die beiden $14\lambda/4$ -langen Laser vom selben VCSEL-Wafer stammen.

5.4 Großsignal-Modulation

Die in dieser Arbeit präsentierten MEMS-abstimm-baren VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm sind für die Anwendung in Telekommunikationsnetzwerken als Sendeeinheit prädestiniert. Auf Grund der hohen Amplitudenmodulationsbandbreite der MEMS-VCSEL von $f_{3\text{dB}} > 7$ GHz in dem gesamten C-Band (1530 nm–

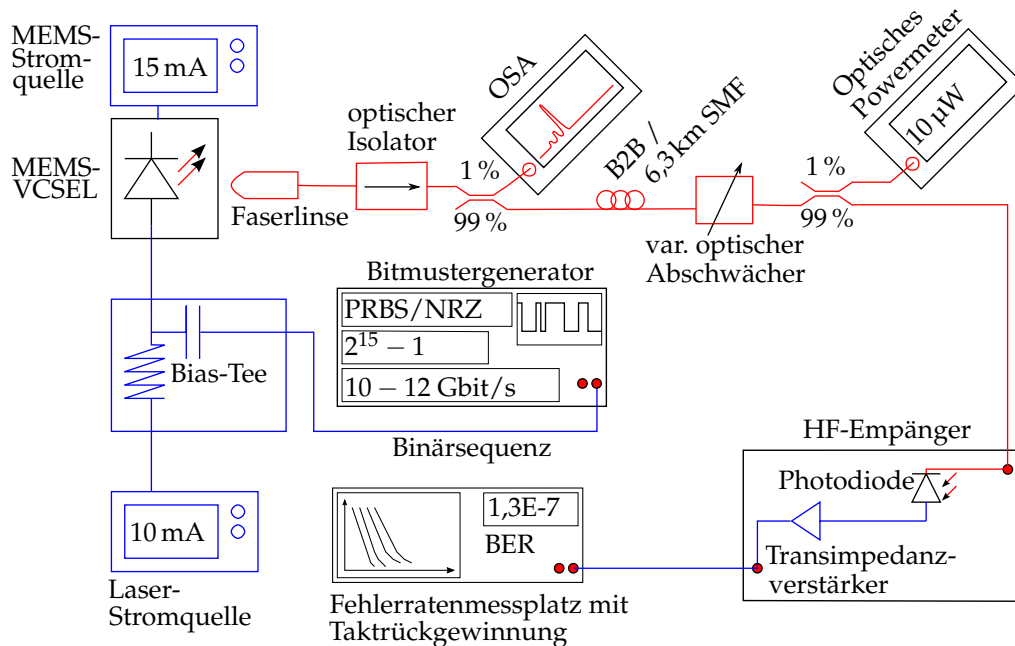


Abbildung 5.14: Messaufbau zur Ermittlung der Großsignalmodulation.

1565 nm) (siehe Abschnitt 5.3) sind hohe Übertragungsraten von ≥ 10 Gbit/s in dem gegebenen Wellenlängenbereich zu erwarten.

Zur Erprobung der Übertragungsrate wird der in Abschnitt 5.2 und 5.3 vorgestellte MEMS-VCSEL mit einer optischen Resonatorlänge von $L_o = 14\lambda/4$ in ein passives optisches Netzwerk (engl. passive optical network, PON) eingebaut und in einem Großsignal-Modulationsverfahren als Sendeeinheit getestet. Hierfür wird der in Abbildung 5.14 skizzierte Messaufbau zur Bestimmung der Fehlerrate verwendet. Der Bitmuster-generator D3186 von Advantest (12,5 Gbit/s Bandbreite) erzeugt Binärsequenz der Länge $2^{15} - 1$ in einem PRBS/NRZ- (engl. pseudorandom binary sequence/non-return-to-zero) Format. Der DC-Betriebsstrom des Lasers wird mit einem Modulationssignal mit einer Peak-to-Peak-Spannung von $V_{pp} = 0,65$ V überlagert. Das Signal wird mit der Amplitudenumtastungs-Methode (engl. on-off-keying, OOK) moduliert³ [Mei01b]. Der MEMS-Strom wird variiert, um die Wellenlänge im Bereich von 1530 nm bis 1580 nm abzustimmen. Die optische Ausgangsleistung des Lasers wird in eine Monomodefaser eingekoppelt. Die Faser ist

³OOK ist die einfachste Variante der Amplitudenumtastungs-Methoden. Eine logische 1 entspricht maximaler Lichtleistung (dem An-Zustand) und 0 entspricht der minimalen Lichtleistung (dem Aus-Zustand).

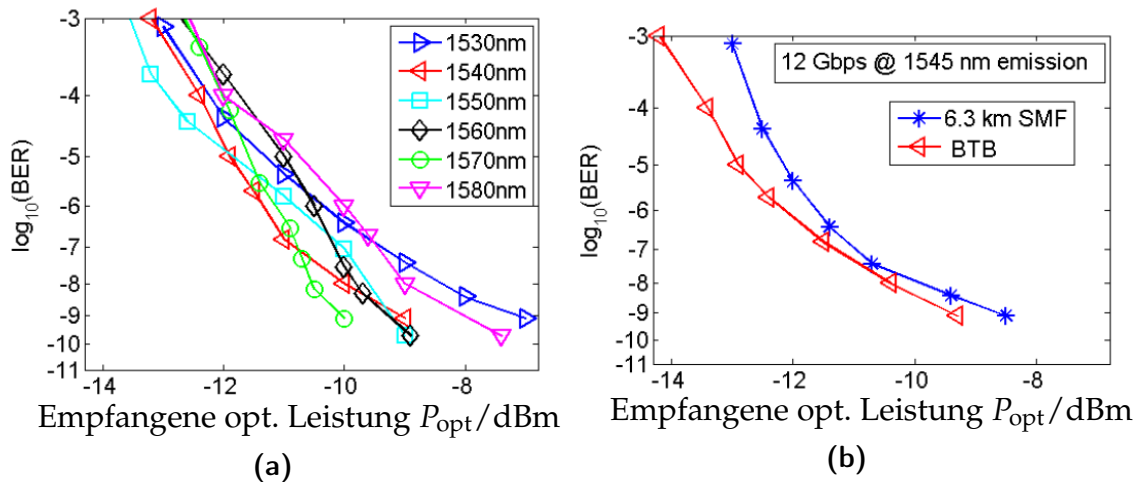


Abbildung 5.15: Fehlerrate (BER) des empfangenen Signals bei verschiedenen Wellenlängen in back-to-back (B2B) Konfiguration bei einer Übertragungsrate von 10 Gbit/s (a). Fehlerrate für eine Übertragungsstrecke von 6,3 km bei einer Übertragungsrate von 12 Gbit/s bei der Wellenlänge von 1545 nm im direkten Vergleich zu B2B (b).

mit einer Linse und einem optischen Isolator versehen, um eine störende optische Rückkopplung (engl. optical feedback) in den Laser zu verhindern. Durch den Einsatz eines optischen Kopplers wird 1 % der in die Faser gekoppelten optischen Leistung in einen optischen Spektrumanalysator abgeleitet, mit dessen Hilfe die Wellenlänge des MEMS-VCSELs innerhalb des Wellenlängenbereichs von 1530 nm bis 1580 nm auf den gewünschten Kanal eingestellt wird. 99 % der optischen Leistung wird entweder direkt an eine p-i-n Photodiode (engl. back-to-back Verfahren, BTB) oder über eine Faserstrecke, hier über eine Monomodefaser der Länge von 6,3 km, und durch ein variables Dämpfungsglied (eng. attenuator) an eine p-i-n Photodiode geleitet. Hier wird das optische in ein elektrisches Signal umgewandelt und an den Fehlerratenmessplatz zurückgeführt. Der Advantest Fehlerratenmessplatz vergleicht das gesendete mit dem empfangenen Signal und bestimmt durch Zählen der auftretenden Bitfehler die Fehlerrate.

Die gemessenen Fehlerraten des direkt modulierten MEMS-VCSELs sind in Abbildung 5.15a für verschiedene Wellenlängen im Bereich von 1530 nm bis 1580 nm über die empfangene optische Leistung aufgetragen. Die Messung erfolgt im back-to-back-Verfahren (B2B). Die quasi-fehlerfreie Übertragungsrate ($\text{BER} < 10^{-9}$) von 10 Gbit/s ist für den gesamten Abstimmbereich von $\Delta\lambda = 50 \text{ nm}$ gegeben. Abbildung 5.15b vergleicht die gemessenen Fehlerraten des MEMS-VCSELs, welche in

einem back-to-back-Verfahren als auch mit einer Übertragungsstrecke der Länge von SMF = 6,3 km bestimmt werden. Die Messung wird für eine Wellenlänge von $\lambda = 1545$ nm durchgeführt. Wie aus Tabelle 5.1 ersichtlich ist, verfügt der abstimmbare Laser bei dieser Wellenlänge über eine hohe Modulationsbandbreite von $f_{3\text{dB}} = 9$ GHz. Demzufolge ist eine noch höhere Übertragungsrate als 12 Gbit/s zu erwarten. Höhere Bitraten konnten mit den im Institut vorhandenen Fehlerratenmeßplätzen nicht erreicht werden. Nach meinem Wissen ist dies die höchste bisher publizierte quasi-fehlerfreie Übertragungsrate eines direkt modulierten, wellenlängenabstimmbaren VCSELs.

5.5 MEMS-VCSEL mit Subwellenlängengitter (SWG)

Aufgrund der Wellenlängen- und Ausgangsleistungsänderung bei der Umschaltung der Polarisation im VCSEL ist eine stabile Polarisation für viele Anwendungen wie Telekommunikation, optische Sensorik oder Spektroskopie erforderlich. Die bekannten Maßnahmen zur Stabilisierung der Polarisation im VCSEL sind u.a. die Implementierung einer polarisationsabhängigen modalen Verstärkung, eines asymmetrischen Resonators, einer externen optischen Rückkopplung oder die Anwendung eines Spiegels mit einer polarisationsabhängigen Reflektivität. Eine Zusammenfassung der möglichen Methoden und damit erzielten Ergebnisse findet sich in [Mic12].

In einem nicht abstimmbaren VCSEL werden Subwellenlängengitter (engl. sub wavelength grating, SWG) zur Erzeugung einer polarisationsabhängigen Reflektivität üblicherweise in den oberen DBR-Spiegel implementiert [Mic12]. In einem wellenlängenabstimmbaren MEMS-VCSEL müssen diverse Positionen, an welchen das SWG angebracht werden kann, erst genau untersucht werden. Die Modellierung des MEMS-VCSELs mit SWG wird durch das dreidimensionale und vektorielle Simulationsprogramm VELM⁴ (VcSEL ELectroMagnetic) unterstützt [DO+05] und in [Deb09] zusammengefasst. Die diskutierten Positionen sind: die Außen- und Innenseite des unteren und des oberen Spiegels sowie die Oberfläche des Halb-VCSELs (wo alternativ die Antireflexionsbeschichtung abgeschieden wird). Die Position auf der Innenseite der MEMS-Spiegelmembran ist für die Stabilisierung der Polarisation des abstimmbaren VCSELs gut geeignet. Eine einfache technologische Realisierung des SWGs sowie die erfolgversprechenden Simulationsergebnisse sind hierbei der

⁴VELM wurde von Pierluigi Debernardi am IEIIT-CNR, Politecnico di Torino, Italien, entwickelt.

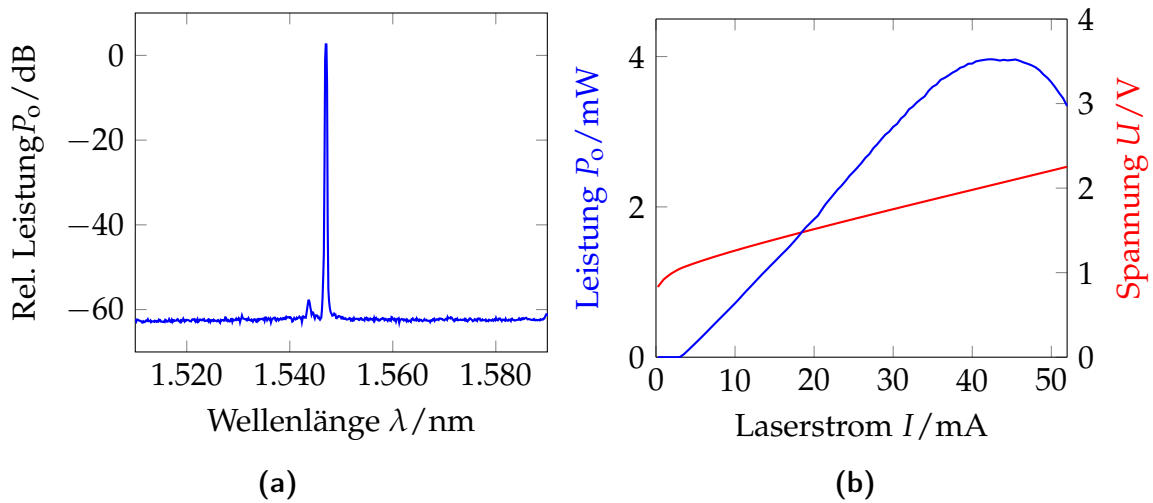


Abbildung 5.16: Spektrum (a) und eine bei einer Wellenlänge von 1547 nm und bei Raumtemperatur $T = 20^\circ\text{C}$ gemessene PIV-Kennlinie eines MEMS-VCSEL mit SWG (b).

ausschlaggebende Grund für die Auswahl dieser Position. Der Herstellungsprozess der MEMS-Spiegel mit SWG kann in Abschnitt 4.3 nachgeschlagen werden.

Der in den folgenden Abschnitten (5.5.1 und 5.5.2) untersuchte MEMS-VCSEL in SCC-Konfiguration (ohne Antireflexionsbeschichtung) hat einen Tunnelkontaktdurchmesser von $BTJ = 20\ \mu\text{m}$. Der Halb-VCSEL ist baugleich mit den im Abschnitt 5.1 vorgestellten Lasern und hat eine Halb-VCSEL-Länge von $22\lambda/4$. Der MEMS-Spiegel ist mit einem SWG versehen. Die Charakterisierung beinhaltet die bei Raumtemperatur $T = 20^\circ\text{C}$ und im Dauerstrichbetrieb aufgenommenen Messungen der Ausgangsleistung, der Steuerbarkeit sowie der Polarisation.

5.5.1 Ausgangsleistung und Steuerbarkeit

Abbildung 5.16b stellt die bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1547$ nm exemplarisch aufgenommene optische Ausgangsleistungs- und Spannungskennlinie dar. Die optische Ausgangsleistung wird in eine Multimodefaser eingekoppelt. Abbildung 5.16a zeigt das dazugehörige Spektrum mit einer hohen Nebenmodenunterdrückung von mehr als $\text{SMSR} > 60$ dB.

Abbildung 5.17a zeigt das Abstimmverhalten des hier untersuchten MEMS-VCSEL. Die bei dem kontinuierlichen elektrothermischen Abstimmen der MEMS-Membran

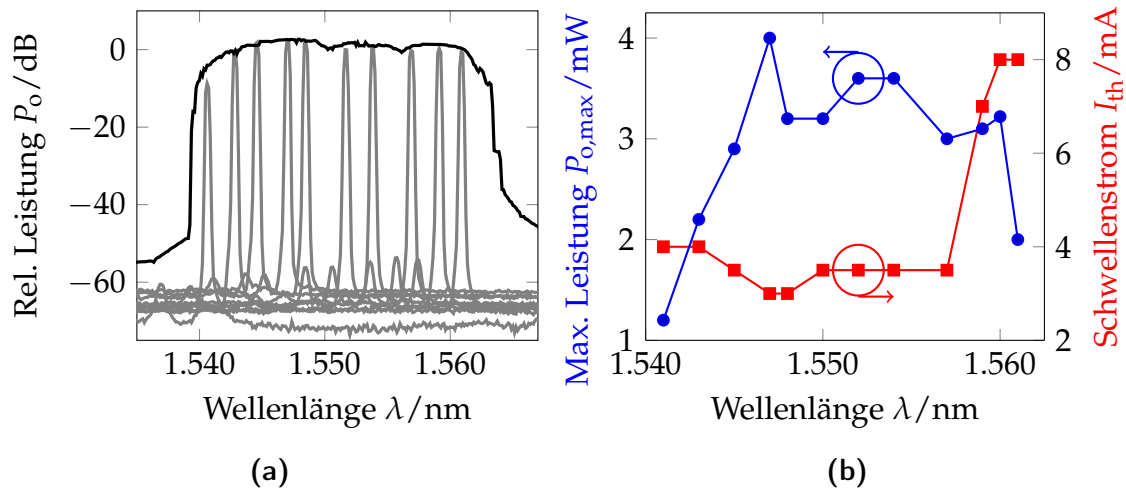


Abbildung 5.17: Einzelspektren für verschiedene Steuerströme und Abstimmbereich (a) sowie am thermischen Rollover gemessene Ausgangsleistung und Schwellenstrom aufgetragen über den Abstimmbereich (b) eines MEMS-VCSEL mit SWG.

aufgezeichnete Einhüllende präsentiert einen Abstimmbereich von ca. $\Delta\lambda = 24$ nm, welcher sich in dem Wellenlängenbereich von 1539 nm–1563 nm befindet. Der freie Spektralbereich beträgt $FSR = 33$ nm. Durch eine optimale Anpassung des Krümmungsradius der Spiegelmembran an den BTJ könnte der Abstimmbereich bis auf $\Delta\lambda = 33$ nm vergrößert werden. Die in Abbildung 5.17a ebenfalls gezeigten und bei verschiedenen MEMS-Steuerströmen aufgezeichneten Einzelspektren verfügen über eine hohe Nebenmodenunterdrückung von mehr als $SMSR > 50$ dB in dem gesamten Abstimmbereich.

Abbildung 5.17b zeigt die für verschiedene Wellenlängen innerhalb des Abstimmbereichs gemessene optische Ausgangsleistung des MEMS-VCSELs am thermischen Rollover. Es wird ersichtlich, dass der MEMS-VCSEL in dem gesamten Abstimmbereich über eine hohe optische Ausgangsleistung von mehr als $P_{o,max} > 1$ mW verfügt. Die höchste optische Ausgangsleistung wird für die Wellenlänge von 1547 nm gemessen und beträgt $P_{o,max} = 4$ mW. Dies ist die höchste bisher publizierte optische Ausgangsleistung eines wellenlängenabstimmbaren und elektrisch gepumpten VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm. Bei dieser Wellenlänge weist der Laser ebenfalls eine niedrige Schwelle von $I_{th} = 3$ mA auf.

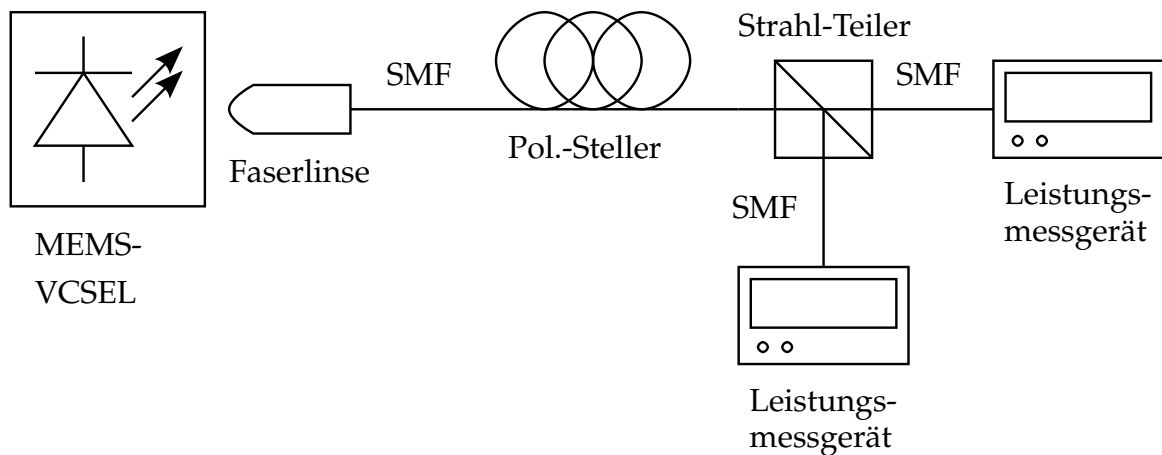


Abbildung 5.18: Messaufbau zur Ermittlung der Polarisation.

5.5.2 Polarisation

Um die Stabilität der Polarisation des MEMS-VCSEL zu charakterisieren, wird der in Abbildung 5.18 gezeigte Messaufbau verwendet. Die optische Ausgangsleistung des Lasers wird in eine Monomodefaser eingekoppelt. Die transversale Mode mit zwei zueinander orthogonalen Polarisationszuständen wird über den Polarisationssteller eingestellt und zu dem Strahlteiler geleitet, der einen Eingang und zwei Ausgänge hat. Der Strahlteiler trennt das einfallende Licht in seine zwei orthogonalen Polarisationszustände und leitet sie simultan an zwei separate optische Leistungsmessgeräte. Damit der Polarisationsstrahlteiler die linearen Polarisationszustände des VCSEL trennt, müssen die beiden Polarisationsachsen des einfallenden Laserlichts mit den optischen Achsen des Polarisationsstrahlteilers übereinstimmen. Andernfalls würde zum Beispiel linear polarisiertes Licht, welches um 45° zu den beiden orthogonalen optischen Achsen des Polarisationsstrahlteilers verdreht ist, in zwei Teilstrahlen mit gleicher Intensität aufgeteilt. Die Messung der Intensitäten würde so keinen Rückschluss auf die lineare Polarisation des einfallenden Lichts zulassen.

Die Messung der polarisationsaufgelösten PI-Kennlinie beginnt deshalb erst nach einer sorgfältigen Justage des Eingangssignals, welches am Eingang des Polarisationsstrahlteilers ankommt. Wenn das vom VCSEL emittierte Laserlicht linear oder elliptisch polarisiert ist, lässt sich mit Hilfe des Polarisationsstellers die Polarisation vor dem Polarisationsstrahlteiler derart einstellen, dass die gesamte Leistung nur an einem der beiden Detektoren ankommt. Im realen Fall wird am zweiten Detektor die

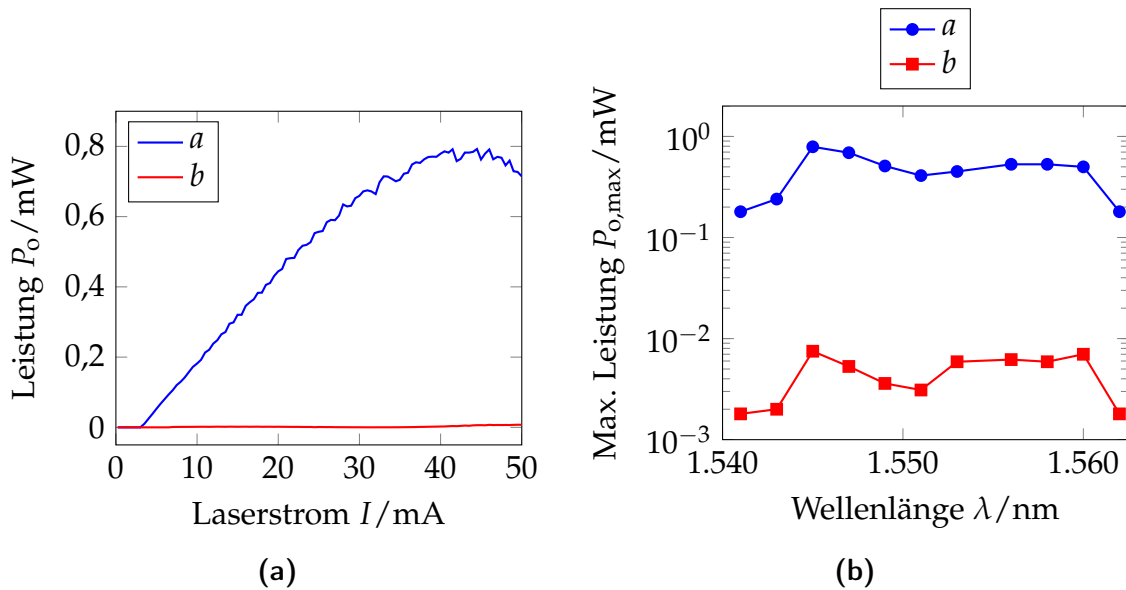


Abbildung 5.19: Polarisationsaufgelöste PI-Kennlinien, gemessen bei einer Wellenlänge von 1545 nm. Kennlinie *a* stellt die lasende Polarisationsmode und Kennlinie *b* die unterdrückte Polarisationsmode dar (a). Maximale optische Ausgangsleistung am thermischen Rollover für beide Polarisationszustände, aufgetragen über die Abstimmwellenlänge des MEMS-VCSELs (b).

deutlich geringere Lichtleistung des stets vorhandenen orthogonalen Polarisationszustands gemessen. Über das Verhältnis der an den beiden Detektoren gemessenen Intensitäten lässt sich die Polarisationsmodenunterdrückung bestimmen.

Abbildung 5.19a zeigt exemplarisch die für die Wellenlänge $\lambda = 1545$ nm gemessene, polarisationsaufgelöste PI-Kennlinie des MEMS-VCSELs. Es wird ersichtlich, dass beim Erhöhen des Laserstroms kein Umschalten der Polarisation auftritt. Der dominierende Mode ist durchgehend ein lasender Mode und stellt eine Lasertypische PI-Kennlinie dar, mit der Schwelle von $I_{th} = 3$ mA und der maximalen optischen Ausgangsleistung am thermischen Rollover von $P_{o,max} = 0,8$ mW. Aufgrund der optischen Verluste des Messaufbaus sowie einer geringeren Koppelleffizienz in die Monomodefaser ist die in Abbildung 5.19 gezeigte optische Ausgangsleistung geringer als die in Abbildung 5.17 dargestellt.

Abbildung 5.19b zeigt die maximale, am thermischen Rollover und für den gesamten Abstimmbereich gemessene optische Ausgangsleistung der beiden Polarisationsmoden. Es wird ersichtlich, dass auch in dem gesamten Abstimmbereich kein Umschalten der Polarisation auftritt. Die zweite Polarisationsmode bleibt in

dem gemessenen Strom- und Wellenlängenbereich mit einer Polarisationsmodenunterdrückung (PMSR, engl. polarisation mode suppression ratio) von mehr als $\text{PMSR} \geq 20$ dB unterdrückt. Demnach erweist sich der MEMS-VCSEL als polarisationsstabil in dem gesamten Strom- und Abstimmbereich.

5.6 Zusammenfassung des Kapitels und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmalig die dynamischen Eigenschaften direkt modulierbarer wellenlängenabstimmbarer VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm untersucht. Tabelle 5.2 stellt die im Abschnitt 1.2 für die Telekommunikationsanwendungen definierten Anforderungen und die erzielten Ergebnisse gegenüber. Es ist ersichtlich, dass die Ziele mit den gezeigten Ergebnissen erfüllt und teilweise weit übertroffen werden.

Die in dieser Arbeit entwickelten MEMS-Spiegel in Volumen-Mikromechanik bestehen aus einer neuen Materialkomposition, SiO/SiN/GaAs/AlGaAs, welche die Vorteile der halbleitenden und dielektrischen Materialien vereint. Mit einer deutlich geringeren Zahl der Spiegelpaare wird eine größere, im Gegensatz zu den aus GaAs/AlGaAs bestehenden Spiegeln, spektrale Bandbreite erzielt. Ein weiterer Erfolg ist die Reduzierung der Luftspaltlänge von $8\ \mu\text{m}$ – $12\ \mu\text{m}$ auf $1\ \mu\text{m}$ – $3\ \mu\text{m}$. Damit wird die optische Resonatorlänge des MEMS-VCSELs, ausgehend von einem $14\lambda/4$ optisch kurzen Halb-VCSEL, von $16,3\ \mu\text{m}$ auf $8\ \mu\text{m}$, und ausgehend von einem $22\lambda/4$ optisch langen Halb-VCSEL, von $19,3\ \mu\text{m}$ auf $11\ \mu\text{m}$ verkürzt. Die Anwendung breitbandiger MEMS-Spiegel mit einem verkürzten Luftspalt ermöglicht die Erreichung weiter, kontinuierlicher Abstimmbereiche von bis zu 73 nm. Die elektro-thermische Abstimmung erfolgt mit Wiederholraten von 130 Hz (hier nicht gezeigt, siehe hierfür [ZG+11] und vergleiche mit 6.3).

Ein kurzer Laserresonator ist ebenfalls für die Erreichung hoher Modulationsbandbreiten, welche für die Telekommunikationsanwendungen gefordert werden, essenziell. Eine hohe Amplitudenmodulationsbandbreite von $f_{3\text{dB}} = 9$ GHz wird für einen direkt modulierten wellenlängenabstimmbaren VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm demonstriert und verbleibt bis dato ein Weltrekord, ebenfalls wie die quasi-fehlerfreie Übertragung mit der höchsten bisher publizierten Übertragungsrate von $= 12$ Gbit/s für abstimbare VCSEL, welche sowohl in einem back-to-back Verfahren als auch über eine Faserstrecke der Länge von 6,3 km erzielt wird. Die ebenfalls demonstrierte quasi-fehlerfreie Übertragung bei einer Datenrate von ≥ 10 Gbit/s über einen weiten Abstimmbereich von 1530 nm–1580 nm, welcher das komplette C-Band (1530 nm–1565 nm) abdeckt, unterstreicht die Eignung der

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der Anforderungen und erzielten Ergebnisse.

Spezifikation	Anforderung		Resultat (Bestwert)
	Minimal	Ziel	
Ausgangsleistung CW bei RT / mW	0,5	3	4 (0,5 bei 56 °C)
Abstimmbereich / nm	30	60	73 [ZG+11]
Nebenmodenunterdrückung / dB	30	50	64
Spektrale Linienbreite / MHz	50	10	27 [ZG+12]
Modulationsfrequenz (Bitrate) / Gbit/s	0,56	10	12 (über 6,3 km SMF)
Abstimmgeschwindigkeit / Hz	100	1000	130 [ZG+11]

hier entwickelten MEMS-VCSEL in optischen Netzwerken.

Weitere wichtige und bisher unübertroffene Merkmale der hier gezeigten elektrisch gepumpten und abstimmbaren VCSEL sind die hohe monomodale optischen Ausgangsleistung von bis zu 4 mW sowie eine exzellente spektrale Reinheit, welche durch eine hohe Nebenmodenunterdrückung mit einem Spitzenwert von $\text{SMSR} = 64$ dB sowie mit $\text{SMSR} > 57$ dB innerhalb des gesamten Abstimmbereichs belegt wird. Eine schmale spektrale Linienbreite von $\Delta\nu = 27$ MHz wird ebenfalls für einen MEMS-VCSEL nachgewiesen [ZG+12].

VCSEL mit zylindrischer Resonatorgeometrie weisen oft keine stabile Polarisation auf, was in vielen Anwendungen störend ist. Durch die Implementierung eines Subwellenlängengitters auf der Oberfläche der Spiegelmembran wird die Reflektivität des DBRs polarisationsabhängig. Eine polarisationsstabile Lichtemission über den gesamten Abstimmbereich des MEMS-VCSELs sowie in seinem gesamten Pumpstrombereich wird erstmals demonstriert.

Die hier erzielten Ergebnisse zeigen, dass die im Rahmen dieser Arbeit und des europäischen Projektes Subtune entwickelten elektrisch gepumpten MEMS-VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm ein großes Potenzial haben und künftig in den modernen Telekommunikationsnetzen angewendet werden können. Im Rahmen des Nachfolgeprojektes, des BMBF Förderprogrammes „VCSEL-TRX“, sollen die MEMS-VCSEL weiter perfektioniert werden. So werden die bereits in dieser Arbeit für VCSEL im Wellenlängenbereich um 1950 nm sowie in [Gie13] für VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm in Oberflächen-Mikromechanik entwickelten MEMS-Spiegel an die schnell modulierbaren Telekom MEMS-VCSEL adaptiert. Wie

bereits gezeigt, ist die Technologie universell und unabhängig von der Wellenlänge und Art des VCSELs anwendbar. Ein präzises und zuverlässiges Prozessieren der MEMS-Spiegel direkt auf der VCSEL Oberfläche ist ein gewaltiger Fortschritt gegenüber den im Zwei-Chip-Konzept manuell verklebten MEMS und ermöglicht eine kommerzielle Produktion in großem Volumen und mit hoher Zuverlässigkeit. Die in dieser Arbeit gezeigten ersten Übertragungsexperimente wurden an einem nicht gehäusten MEMS-VCSEL und ohne Wellenlängenstabilisierung durchgeführt, weshalb die Messkurven noch von den Emissionswellenlängen- und Ausgangsleistungsfluktuationen leicht beeinträchtigt werden. In einem realen optischen Netzwerk sind eine Wellenlängenstabilisierung sowie ein Gehäuse für eine stabile Funktion eines sowohl nichtabstimmbaren als auch wellenlängen-abstimmbaren VCSELs unentbehrlich. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte, hermetisch geschlossene Gehäuse mit einer Temperaturregelung und einem optischen Anschluss (siehe Abschnitt 4.5.1) muss für die Telekommunikationsanwendungen um einen Hochfrequenzanschluss erweitert werden. Die Entwicklung eines hochfrequenztauglichen Gehäuses mit einer optischen Kopplung, Hochfrequenzanschluss und elektrischen Schirmung ist ebenfalls ein Bestandteil des Nachfolgeprojektes.

6 Charakterisierung und Ergebnisse, VCSEL mit $\lambda_0 = 1950 \text{ nm}$

Die hier zu untersuchenden $\lambda_0 = 1950 \text{ nm}$ MEMS-VCSELS unterscheiden sich von den im Wellenlängenbereich um 1550 nm emittierenden MEMS-VCSELn wesentlich in der Struktur der Quantenfilme. Der Aufbau der beiden Halb-VCSEL-Varianten wurde bereits in Kapitel 3 ausführlich besprochen. Dort findet sich auch eine detaillierte Beschreibung der zwei Bauarten der Quantentöpfe, die in einem 1950 nm VCSEL eingesetzt werden: REC und TRI, wobei REC für ein rechteckiges (engl. rectangular) und TRI für ein dreieckiges (engl. triangular) Verspannungsprofil steht.

Im Unterschied zu 1550 nm MEMS-VCSELS werden die im folgenden Kapitel präsentierten $\lambda_0 = 1950 \text{ nm}$ Laser mit in Oberflächen-Mikromechanik prozessierten MEMS-Spiegeln ausgestattet. Die neue Technologie bietet markante Vorteile gegenüber der Volumenmikromechanik (siehe Abschnitt 4.2). Eine lithographisch präzise Ausrichtung der Membran auf dem Laserauge (Licht-Austrittsöffnung) ermöglicht erstmalig eine Herstellung von MEMS-Spiegeln mit reproduzierbaren Eigenschaften. Dies ermöglicht, zum ersten Mal, einen konstruktiven Vergleich diverser Laser sowie eine unverfälschte Untersuchung bei höheren Temperaturen¹. Die Implementierung eines DBR-Spiegels aus SiO/SiN-Schichten verspricht zudem auf Grund des großen Stoppbands einen noch größeren Abstimmbereich, ebenfalls wie die kleinen Luftspaltlängen im Bereich von $3 \mu\text{m}$ – $5 \mu\text{m}$.

Weit abstimmbare MEMS-VCSEL im Wellenlängenbereich um 1950 nm sind besonders für die Absorptionsspektroskopie auf Basis abstimmbarer Laserdioden (engl. tunable diode laser absorption spectroscopy, TDLAS) geeignet. Die wichtigsten Vorteile der Messmethode wurden bereits in der Einleitung dieser Arbeit beschrieben.

¹Die in Volumen-Mikromechanik hergestellten MEMS werden manuell (nicht reproduzierbar) mit einem UV-Kleber auf der VCSEL-Oberfläche verklebt. Bei Messungen bei höheren Temperaturen kann es zum Zerfließen des Klebers und somit zur Dejustage der Membran kommen.

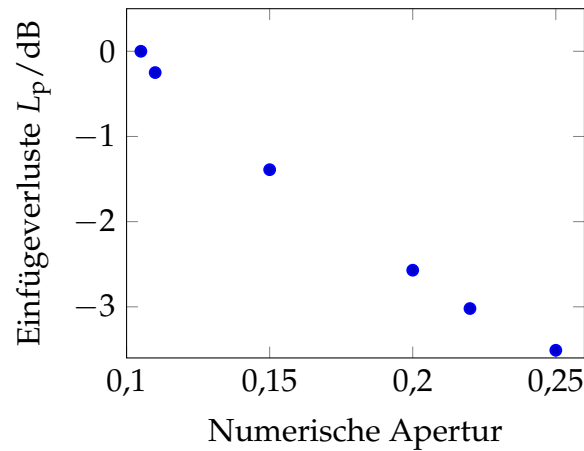


Abbildung 6.1: Numerische Apertur, Quelle Yokogawa.

Im Folgenden werden die Laser insbesondere in Bezug auf die Anforderungen in TDLAS untersucht. Diese sind in Abschnitt 1.1 zusammengefasst.

Die Charakterisierung beinhaltet statische Messungen der optischen Ausgangsleistung und der Schwelle sowie der Einzelspektren und des Abstimmverhaltens, sowohl bei einer konstanten Temperatur $T = 20^\circ\text{C}$ als auch bei verschiedenen, zwischen 20°C und 70°C variierenden Temperaturen. Außerdem werden die statischen Charakteristika von MEMS-VCSEL in zwei unterschiedlichen Konfigurationen, mit und ohne Antireflexionsbeschichtung (ARC), untersucht und miteinander verglichen. Vergleicht man zwei Laser unter Beachtung der gleichen BTJ-Größe, QW-Struktur und MEMS-Geometrie, so ist bei einem MEMS-VCSEL mit ARC ein größerer Abstimmbereich zu erwarten. Die Unterschiede der beiden Konfigurationen und der Grund des unterschiedlichen Abstimmverhaltens wurde in Abschnitt 3.1 erläutert. Für die Messung einer PIV-Kennlinie (optische Leistung-, Strom-, Spannungskennlinie) wird die optische Leistung in eine Multimodefaser (MMF, engl. multimode fiber) eingekoppelt und mit einem optischen Spektrumanalysator (engl. optical spectrum analyser, OSA) gemessen; der Laser-Strom wird dabei schrittweise erhöht. Bei der Bestimmung der optischen Leistung mit einem optischen Spektrumanalysator treten hohe Einfügeverluste auf; laut Hersteller liegen diese bei etwa 3,5 dB, wenn eine Faser mit einer numerischen Apertur (NA) von 0,25 verwendet wird, siehe hierfür Abbildung 6.1. Für die in dieser Arbeit präsentierten Messungen wird eine MMF mit einer NA von 0,27 eingesetzt; somit kann angenommen werden, dass die Einfügeverluste höher als 3,5 dB sind.

Neben der spektralen Reinheit und hoher Ausgangsleistung ist auch die Abstimmgeschwindigkeit der Emissionswellenlänge für praktische Sensoranwendungen von

Bedeutung. Diesbezüglich wird die Abstimmodynamik des MEMS-Spiegels untersucht. Eine Untersuchung der Langzeitstabilität des Lasers rundet dieses Kapitel ab.

Die Funktionsweise eines mikromechanisch abstimmbaren VCSELS sowie die Zusammensetzung, der Herstellungsprozess und Aufbau der hier verwendeten, in Oberflächen-Mikromechanik gefertigten, MEMS-Spiegel wurden bereits in Abschnitt 2.1.1 bzw. 4.2 besprochen.

6.1 MEMS-VCSEL mit rechteckigem Verspannungsprofil der QWs

Im folgenden Abschnitt werden abstimmbare MEMS-VCSEL untersucht, die eine aktive Zone mit rechteckig verspannten Quantenfilmen beinhalten (siehe auch 3.2.1).

6.1.1 MEMS-VCSEL in SCC-Konfiguration

Der hier präsentierte REC MEMS-VCSEL hat einen Tunnelkontaktdurchmesser von $14 \mu\text{m}$ und ist durch eine hohe monomodale Ausgangsleistung im mW-Bereich gekennzeichnet. Die mittels Konfokalmikroskopie gemessene Länge des Luftspalts der verwendeten Spiegelmembran beträgt $L_{\text{Luft}} = 5 \mu\text{m}$.

Ausgangsleistung und Wirkungsgrade

Abbildung 6.2a zeigt die mit einem OSA im Dauerstrichbetrieb (cw) und bei Raumtemperatur gemessene PIV-Kennlinie eines MEMS-VCSEL mit rechteckigem Verspannungsprofil der Quantentöpfe in SCC-Konfiguration. Die exemplarisch dargestellte PIV-Kennlinie wurde bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1960 \text{ nm}$ aufgenommen. Die Laserschwelle beträgt $I_{\text{th}} = 6 \text{ mA}$ und die maximale optische Ausgangsleistung am thermischen Rollover ca $P_o = 0,8 \text{ mW}$. Die tatsächliche maximale optische Ausgangsleistung lässt sich unter Berücksichtigung der Einfügeverluste von ca. $3,5 \text{ dB}$ zu $P_o \approx 1,8 \text{ mW}$ abschätzen. Aufgrund der lateralen Ladungsträgerdiffusion ist der Bereich, in dem die aktive Zone gepumpt wird, effektiv um etwa $2 \mu\text{m}$ breiter als der tatsächliche Tunnelkontaktdurchmesser [Koe09]. Somit entspricht der minimale gemessene Schwellenstrom von $I_{\text{th}} = 2,5 \text{ mA}$, welcher bei einer Wellenlänge

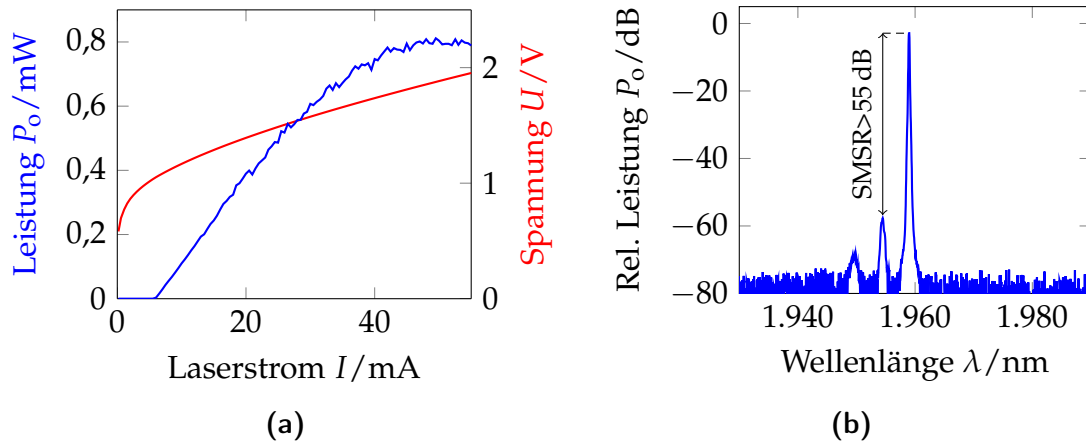


Abbildung 6.2: Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1960$ nm gemessene PIV-Kennlinie (a) und das dazugehörige Spektrum (b). Das Spektrum veranschaulicht eine hohe Nebenmodenunterdrückung von $\text{SMSR} > 55$ dB.

von $\lambda = 1940$ nm gemessen wurde (siehe Abbildung 6.5b), einer Stromdichte von $j_{\text{th}} = 1,24 \text{ kA/cm}^2$.

Abbildung 6.2b zeigt das bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1960$ nm und am thermischen Rollover bei $I = 50$ mA gemessene Spektrum des MEMS-VCSELs. Die Nebenmodenunterdrückung (SMSR, engl. side mode suppression ratio):

$$\text{SMSR} = 10 \cdot \log \left(\frac{P_o^{00}}{P_o^{01}} \right) , \quad (6.1)$$

beschreibt das Verhältnis der Leistung in der Grundmode zur nächst höheren Leistung in einer der transversalen Nebenmoden. Man spricht von einer monomodalen Laseremission bei einer Nebenmodenunterdrückung von $\text{SMSR} \geq 30$ dB. Die in dem Spektrum gezeigte Nebenmode wird mit 55 dB unterdrückt. Der Laser erfüllt somit das Kriterium und liegt in der gleichen Größenordnung wie bei den VCSELn im Wellenlängenbereich um 1550 nm.

Aus der gemessenen PIV-Kennlinie können zwei weitere Parameter, der (externe) differentielle Quantenwirkungsgrad η_d (siehe Gleichung (2.82)) und der Konversionswirkungsgrad η_c (siehe Gleichung (5.3)) direkt abgeleitet werden. Für die Wellenlänge von $\lambda = 1960$ nm kann η_d mit:

$$\eta_d(I > I_{\text{th}}) = \left[\frac{q}{h\nu} \right] \frac{dP_o}{dI} \approx \frac{dP_o}{dI} \cdot \frac{1,58}{V} \quad (6.2)$$

berechnet werden (vergleiche mit (5.2)). Wie Abbildung 6.3 zu entnehmen ist,

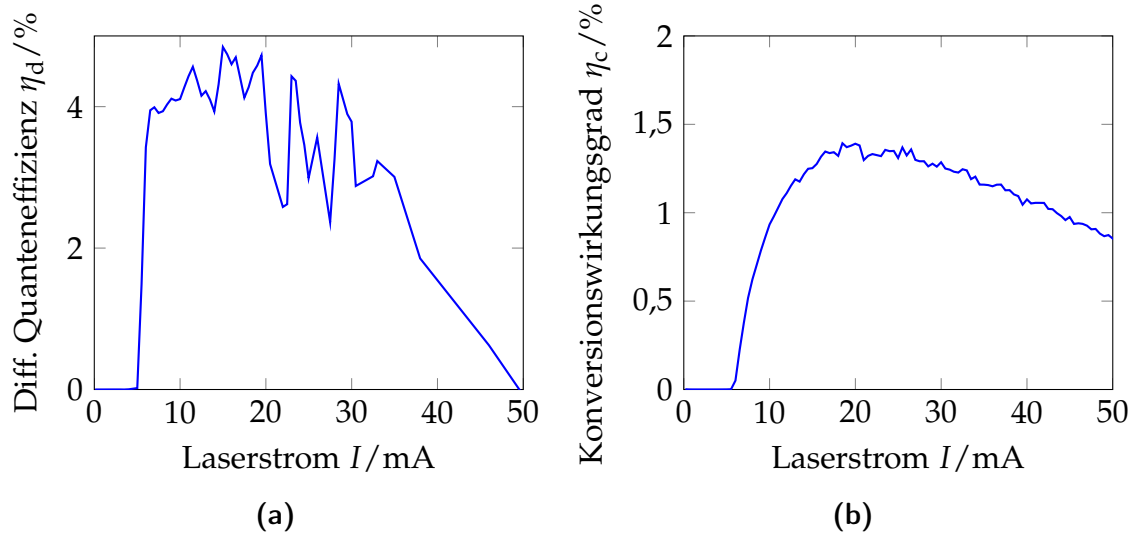


Abbildung 6.3: Differenzielle Quanteneffizienz η_d (siehe Gleichung (6.2)) (a) und Konversionswirkungsgrad (siehe Gleichung (5.3)) in Abhängigkeit des Laserstroms bei einer Emissionswellenlänge von 1960 nm.

wird der maximale externe differenzielle Quantenwirkungsgrad von $\eta_{d,max} = 5\%$ oberhalb der Schwelle bei einem Laserstrom von $I_L = 15$ mA erreicht. Die effektivste Umsetzung der elektrischen Pumpleistung in optische Leistung mit $\eta_{c,max} = 1,4\%$ erfolgt bei einem Laserstrom von $I_L = 18,5$ mA. Die beiden Parameter sind auf Grund der verlustbehafteten PIV-Messung mittels OSA um ca. einen Faktor 2 unterschätzt (ca. 3,5 dB Einfügeverluste).

Steuerbarkeit

Abbildung 6.4a zeigt das Abstimmverhalten des REC-MEMS-VCSEL in SCC-Konfiguration. Um die Abstimmcharakteristik aufzunehmen wird der Steuerstrom des MEMS-Spiegels kontinuierlich erhöht. Der Laser-Pumpstrom wird währenddessen konstant auf einem Wert von $I_L = 35$ mA gehalten. Das monomodale Emissionsspektrum des Lasers, gemessen mit einem MMF-gekoppelten OSA, verschiebt sich mit dem MEMS-Strom kontinuierlich und ohne Modensprünge von $\lambda = 1919$ nm bis $\lambda = 1970$ nm. Die dabei aufgezeichnete Einhüllende demonstriert den Abstimmbereich von $\Delta\lambda = 51$ nm. Die exemplarisch dargestellten und bei unterschiedlichen Abstimmströmen gemessenen Spektren verdeutlichen die spektrale Reinheit des MEMS-VCSELs über den gesamten Abstimmbereich. Der freie Spektralbereich beträgt $FSR = 61$ nm.

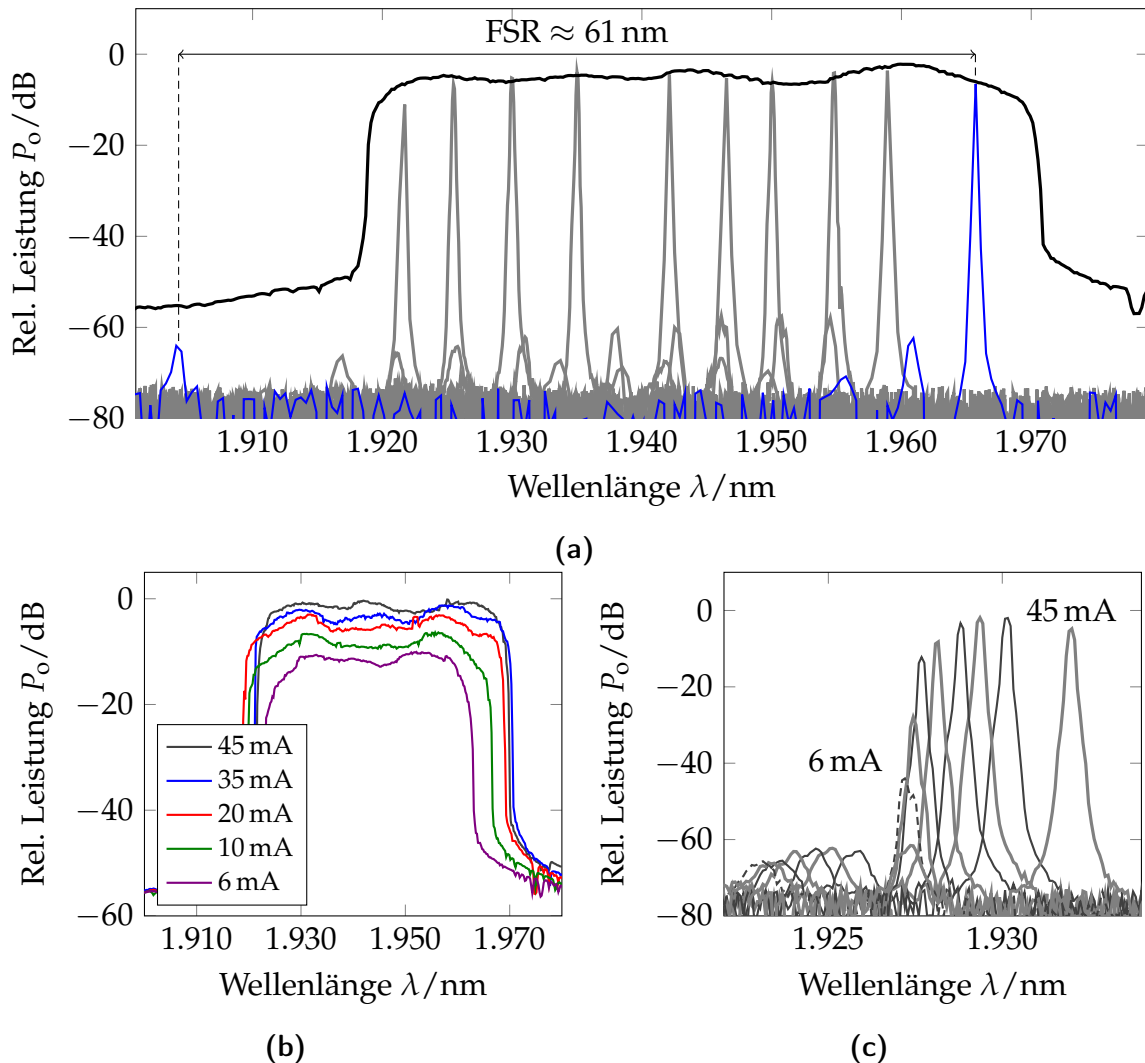


Abbildung 6.4: Einzelspektren für verschiedene Steuerströme und Abstimmbereich (a), Einhüllende des Abstimmbereichs aufgenommen für verschiedene Pumpströme von 6 mA bis 45 mA (b) und Rotverschiebung der Wellenlänge um bis zu 4,5 nm mit zunehmendem Pumpstrom von 6 mA bis 45 mA (c).

Abbildung 6.4b zeigt das Abstimmverhalten für Pumpströme von 6 mA bis 45 mA. Der maximale Abstimmbereich von ca. $\Delta\lambda = 51$ nm wird bei einem Laserstrom von $I_L = 35$ mA gemessen. Hierbei wird der Abstimmbereich durch eine zur Laserapertur (BTJ) suboptimale Anpassung der Spiegelmembran verringert und erreicht nicht die durch den $\text{FSR} = 61$ nm vorgegebene spektrale Breite. Am thermischen Rollover bei $I_L = 45$ mA nimmt die spektrale Bandbreite um etwa 2 nm ab. Abbildung 6.4c

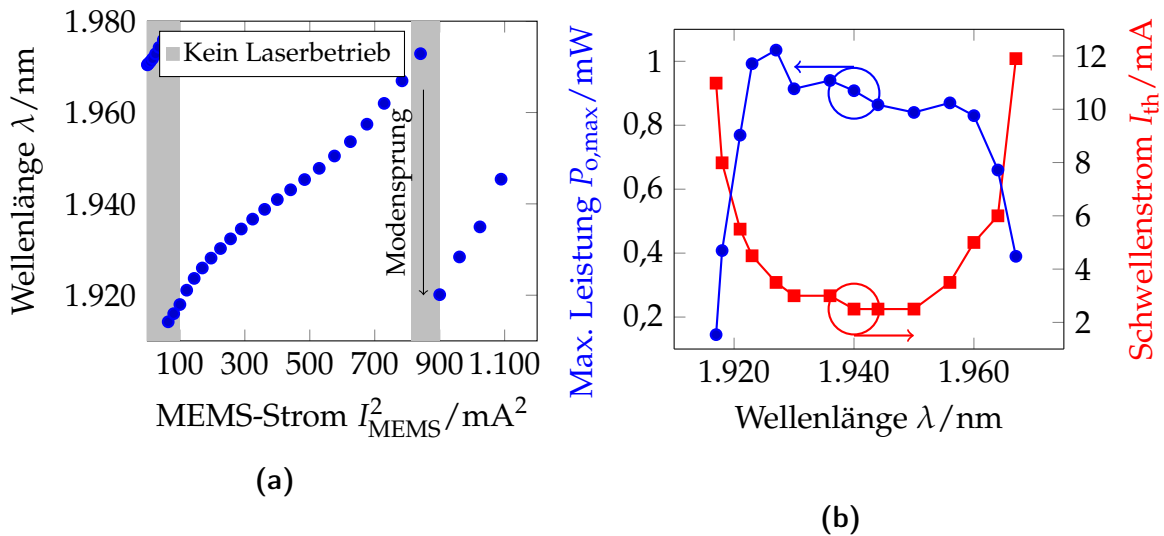


Abbildung 6.5: Emissionswellenlänge in Abhängigkeit des quadrierten MEMS-Stroms für einen VCSEL in SCC-Konfiguration (a) und maximale optische Ausgangsleistung am thermischen Rollover und Schwellenstrom aufgetragen über den Abstimmbereich (b).

zeigt die charakteristische Rotverschiebung der Emissionswellenlänge um bis zu 4,5 nm mit zunehmendem Betriebsstrom des Lasers, gemessen im Bereich von 6 mA bis 45 mA.

Abbildung 6.5a zeigt die aus den Spektren gewonnene Wellenlänge in Abhängigkeit des MEMS-Stroms. Das für die SCC-Konfiguration typische S-förmige Verhalten kann mit der nicht-linearen Phasenkopplung, die beim Abstimmen der Wellenlänge des gekoppelten Resonators entsteht, erklärt werden [Koe09; CB+05].

Wenn bei jeder gemessenen Wellenlänge zusätzlich eine PIV-Kennlinie aufgenommen wird, kann daraus eine Information über das Verhalten der maximalen Ausgangsleistung und des Schwellenstroms innerhalb des ganzen Abstimmbereichs des Lasers gewonnen werden. Abbildung 6.5b zeigt die mit der Emissionswellenlänge variierende Schwelle und die maximale Ausgangsleistung am thermischen Rollover. Die maximale optische Ausgangsleistung am thermischen Rollover wird bei einer Wellenlänge von 1927 nm gemessen und beträgt $P_o > 1$ mW. Unter Berücksichtigung der Einfügungsverluste durch Messung mittels OSA lässt sich die maximale Ausgangsleistung zu $P_o > 2,2$ mW abschätzen. Der minimale Schwellenstrom wurde im Wellenlängenbereich 1940 nm–1950 nm gemessen und beträgt $I_{th} = 2,5$ mA. Der U-förmige Verlauf der Schwelle entspricht der spektralen Gewinnverteilung

aus Abbildung 3.10a, wird jedoch auch durch den Verlauf der Reflektivität des MEMS-Spiegels, siehe Abbildung 2.5, beeinflusst.

Die Lithographiemaske, die zur Prozessierung der MEMS-Spiegel in Oberflächen-Mikromechanik verwendet wird, verfügt über eine Kombination unterschiedlicher Membrangrößen (siehe Anhang B). Durch die Variation des Membrandurchmessers, der Steglänge und der Stegbreite können verschiedene Luftspaltlängen und Krümmungsradien (unabhängig von der mechanischen Materialspannung) eingestellt werden, was bei der Optimierung der Spiegelparameter und somit des MEMS-VCSEL hilfreich ist. Tabelle 6.1 zeigt ein Kompendium verschiedener Lasereigenschaften wie maximale Ausgangsleistung, minimaler Schwellenstrom, Abstimmbereich, Wellenlängenbereich, in dem der Laser abstimmbar ist, freier Spektralbereich sowie Nebenmodenunterdrückung. Diese Parameter werden aus Vermessung eines beispielhaften Laser-Chips, der eine Matrix von 10×11 MEMS-VCSELs bildet, gewonnen. Für einen besseren Vergleich der Kenngrößen werden nur MEMS-VCSEL mit einem Tunnelkontaktdurchmesser von $14 \mu\text{m}$ charakterisiert. Auf jeden hierfür vermessenen MEMS-VCSEL entfällt eine andere Spiegelgeometrie. Die in diesem Abschnitt detailliert präsentierten Messergebnisse sind ebenfalls zum Vergleich in Tabelle 6.1 aufgeführt und fett markiert dargestellt.

6.1.2 Weit abstimmbare MEMS-VCSEL in EC-Konfiguration

Im vorangegangenen Abschnitt wurde ein MEMS-VCSEL in SCC-Konfiguration mit einem Abstimmbereich von 51 nm präsentiert. Durch das Aufbringen einer Antireflexionsbeschichtung auf die VCSEL-Oberfläche können die Resonatoren entkoppelt werden (EC-Konfiguration, siehe Abschnitt 3.1) und somit der Abstimmbereich vergrößert werden. Die Entspiegelung des Halbleiter/Luft-Überganges verursacht eine Verminderung der Reflektivität und führt hiermit zu höheren Schwellenströmen. Dies kann z.B. mit zusätzlichen Schichtpaaren in dem MEMS-Spiegel kompensiert werden [Koe09]. Auf Grund der in dem SCC MEMS-VCSEL gemessenen niedrigen Schwelle wird auf zusätzliche Spiegelpaare verzichtet.

Um den Einfluss der Antireflexionsbeschichtung auf die spektralen Eigenschaften des MEMS-VCSEL zu untersuchen, ist es vorteilhaft, zwei Laser, mit und ohne ARC, miteinander zu vergleichen, die über einen im selben Abscheidungsprozess hergestellten MEMS-Spiegel mit derselben Geometrie verfügen.

Auf Grund der Oberflächenmikromechanik, die für die Herstellung der MEMS-Spiegel für VCSEL im Wellenlängenbereich um $1,95 \mu\text{m}$ angewendet wird, ist eine hohe Reproduzierbarkeit der MEMS-Geometrie gewährleistet und somit ein guter

Tabelle 6.1: VCSEL Eigenschaften für verschiedene MEMS-Parameter.

MEMS-VCSEL	A	B	C	D	E
BTJ / μm	14	14	14	14	14
Tellerdurchmesser M_d / μm	120	120	160	160	180
Steglänge B_l / μm	134	139	115	117	104
Stegbreite B_w / μm	40	60	50	60	50
Luftspatllänge L_l / μm	4,9	5,2	4,5	4,7	4,3
Wellenlängenbereich λ_1 - λ_n / nm	1912-1970	1919-1970	1928-1957	1923-1972	1924-1969
Abstimmbereich $\Delta\lambda$ / nm	58	51	29	49	45
freier Spektralbereich FSR / nm	64	61	65	64	64
Nebenmoden- unterdrückung SMSR / dB	multi- modal	> 50	multi- modal	> 50	> 50
Schwellenstrom $I_{th,min}$ / mA	3	2,5	15	3	2,5
Ausgangsleistung $P_{o,max}$ / mW	1,6	1	1,2	1,5	1,2
Monomodale Emission	nein	ja	nein	ja	ja

Vergleich verschiedener Laser möglich. Ein derartiger Vergleich zwischen SCC- und EC-Konfigurationen ist bei MEMS-VCSELS, die auf Volumenmikromechanik basieren, unmöglich. Wie in Kapitel 4 beschrieben, ist es nicht möglich, zwei hinsichtlich der Geometrie identische Membranen herzustellen. Auch auf Grund der manuellen

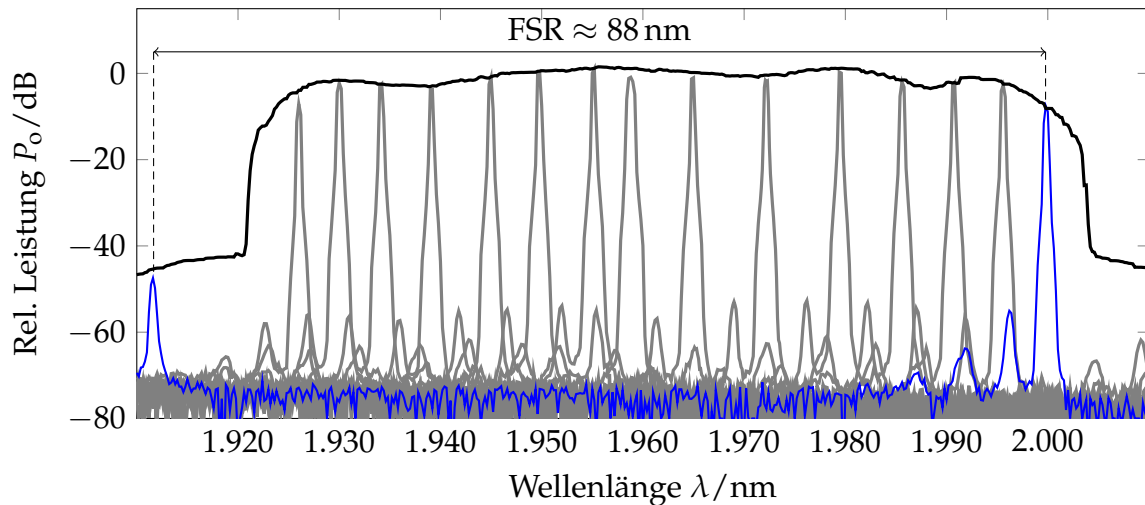


Abbildung 6.6: Einzelspektren für verschiedene Steuerströme und Abstimmbereich. Der freie Spektralbereich beträgt $\text{FSR} \approx 88 \text{ nm}$ und der Abstimmbereich $\Delta\lambda = 82 \text{ nm}$.

Justage und Verklebung der Membran ist jeder mit Hilfe der Volumenmikromechanik hergestellte MEMS-VCSEL ein Unikat.

Im Folgenden werden die Charakteristika eines MEMS-VCSEL mit ARC präsentiert. Der für die Vergleichsmessung ausgewählte Laser hat einen MEMS-Spiegel mit einem Tellerdurchmesser von $120 \mu\text{m}$, einer Steglänge von $139 \mu\text{m}$ und einer Stegbreite von $60 \mu\text{m}$. Der MEMS-DBR von diesem Laser ist während desselben Abscheidungsprozesses wie der MEMS-DBR des Lasers ohne ARC hergestellt worden. Abbildung 6.6 zeigt das mit einem MMF-gekoppelten OSA aufgenommene Abstimmverhalten des MEMS-VCSELs mit einem BTJ-Durchmesser von $17 \mu\text{m}$. Die beim Abstimmen der Wellenlänge mittels MEMS-Strom aufgezeichnete Einhüllende präsentiert einen großen Abstimmbereich von mehr als 82 nm . Der Laser-Pumpstrom wird dabei konstant auf 40 mA gehalten. Der Laser ist im Bereich von 1921 nm – 2003 nm kontinuierlich monomodal und ohne Modensprünge abstimmbar. Der freie Spektralbereich beträgt 88 nm . Die in Abbildung 6.6 exemplarisch dargestellten Spektren mit einer hohen Nebenmodenunterdrückung von mehr als 50 dB verdeutlichen die spektrale Reinheit des MEMS-VCSELs.

Die Kennlinie in Abbildung 6.7 a zeigt das für die EC-Konfiguration typische, lineare Abstimmverhalten. Wie der Abbildung ebenso zu entnehmen ist, findet das im Bild 6.6 bereits präsentierte modensprungfreie Abstimmen für MEMS-Steuerströme, die im Bereich von 19 mA – 38 mA liegen, statt.

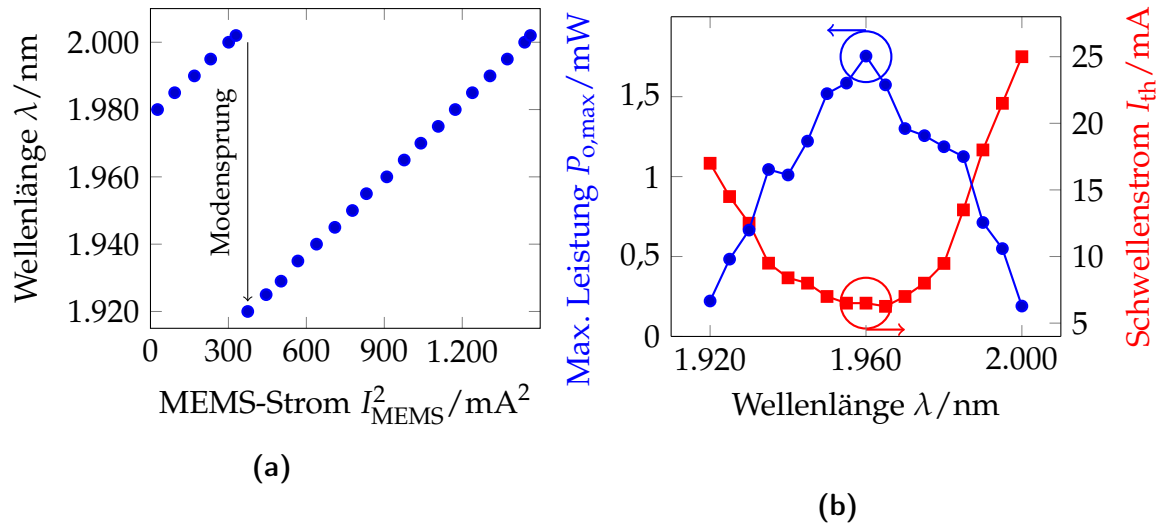


Abbildung 6.7: Emissionswellenlänge in Abhängigkeit des quadrierten MEMS-Stroms für einen VCSEL in SCC-Konfiguration (a) und optische Ausgangsleistung am thermischen Rollover und Schwellenstrom aufgetragen über den Abstimmbereich (b).

Abbildung 6.7 b zeigt die bei verschiedenen Wellenlängen gemessene maximale optische Ausgangsleistung und den Schwellenstrom. Die maximale, innerhalb des Abstimmbereichs von $\Delta\lambda = 82$ nm gemessene Ausgangsleistung von 1,75 mW und der minimale Schwellenstrom von $I_{th} = 6,25$ mA wurden bei der Zentralwellenlänge von $\lambda = 1960$ nm gemessen. Auch hierfür wird die optische Ausgangsleistung des Lasers mit einem optischen Spektrumanalysator aufgenommen. Unter Berücksichtigung der Einfügeverluste durch Messung mittels OSA lässt sich die maximale Ausgangsleistung zu $P_o \approx 3,92$ mW abschätzen. Die Schwellenstromdichte beträgt $j_{th} = 2,2$ kA/cm². Unter Anwendung eines MEMS-Spiegels mit einer höheren Reflektivität kann die Laserschwelle und hiernach die Schwellenstromdichte weiter gesenkt werden.

Laser mit weitem Abstimmbereich und hoher Ausgangsleistung

Im folgenden Abschnitt wird ein MEMS-VCSEL in der EC-Konfiguration mit einem noch größeren Abstimmbereich präsentiert. Auf dem Weg der weiteren Optimierung der DBR-Abscheidungsparameter und Reduzierung der mechanischen Spannung in den DBR-Spiegelpaaren ist es gelungen, den Luftspalt der Membran weiter zu verkleinern. Dies resultiert in einem größeren freien Spektralbereich nach

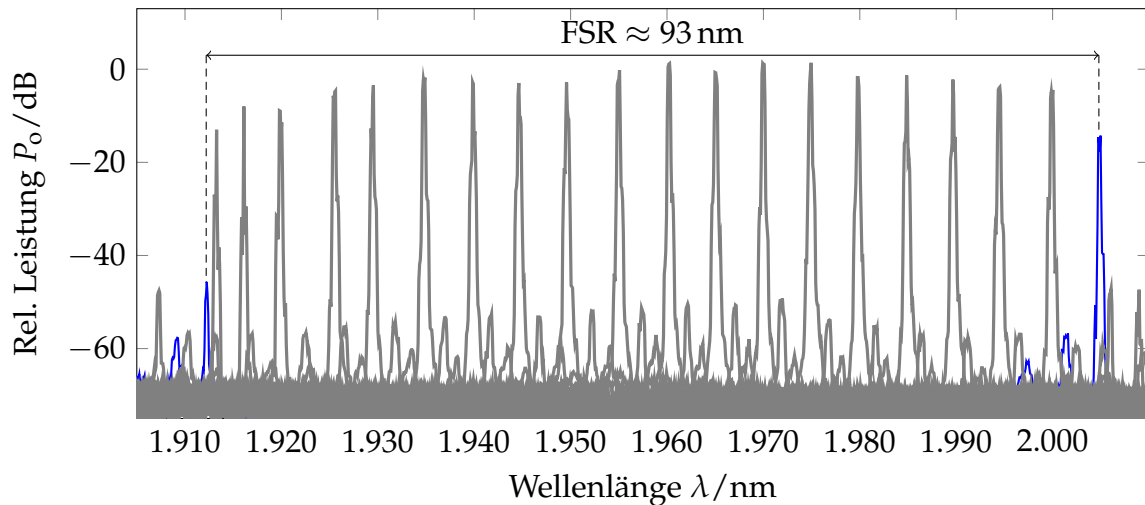


Abbildung 6.8: Einzelspektren für verschiedene Steuerströme und freier Spektralbereich von $\text{FSR} = 93$ nm. Der Abstimmbereich beträgt $\Delta\lambda = 93$ nm.

Gleichung (2.15) und somit in einer Vergrößerung des Abstimmbereiches.

Abbildung 6.8 zeigt die mit einem MMF-gekoppelten OSA aufgenommenen Spektren dieses abstimmbaren MEMS-VCSELs mit einem Tunnelkontaktdurchmesser von $17\ \mu\text{m}$. Die sichtbaren Schwankungen der optischen Ausgangsleistung der Einzelspektren wurden durch Reflexionen von der Faser-Facette (Feedback-Effekt) hervorgerufen. Der Laserstrom wird konstant auf $35\ \text{mA}$ gehalten. Der MEMS-VCSEL lässt sich über $93\ \text{nm}$ im Bereich von $1912\ \text{nm}$ – $2005\ \text{nm}$ kontinuierlich und ohne Modensprünge abstimmen und emittiert währenddessen ausschließlich monomodal mit einer hohen Nebenmodenunterdrückung von mehr als $50\ \text{dB}$. Der freie Spektralbereich beträgt ebenfalls $93\ \text{nm}$. Hiernach ist der Abstimmbereich nur durch den FSR begrenzt. Dies bedeutet, dass die Mittenwellenlänge der Spiegelreflexion gut mit dem Maximum der Laserverstärkung übereinstimmt und die Verstärkung ausreichend breitbandig ist.

Abbildung 6.9a zeigt eine exemplarische, bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1950\ \text{nm}$, im Dauerstrichbetrieb (cw) und bei Raumtemperatur gemessene PIV-Kennlinie². Ein dazugehöriges Spektrum mit einer hohen Nebenmodenunterdrückung von $\text{FSR} > 50\ \text{dB}$ ist in Abbildung 6.9b dargestellt.

Bei dieser Wellenlänge wird die maximale Ausgangsleistung des MEMS-VCSELs

²Die optische Ausgangsleistung wird bei diesem Laser nicht mit einem OSA, sondern mit einem MMF-gekoppelten Leistungsmessgerät gemessen. Dieses wurde im Laufe der messtechnischen Charakterisierung der $1950\ \text{nm}$ MEMS-VCSEL neu beschafft.

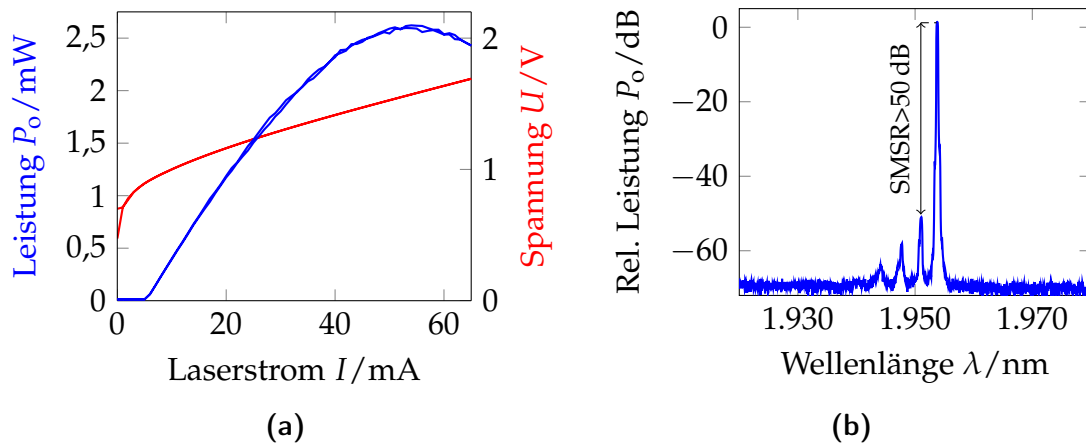


Abbildung 6.9: Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1953$ nm aufgenommene PIV-Kennlinie (a) und dazugehöriges Spektrum (b). Die Nebenmodenunterdrückung ist $\text{SMSR} > 50$ dB.

von $P_o = 2,6$ mW und die minimale Schwelle von $I_{th} = 5$ mA gemessen. Für den Schwellenstrom von $I_{th} = 5$ mA und unter Berücksichtigung der lateralen Ladungsträgerdiffusion³, beträgt die Stromdichte $j_{th} = 1,76$ kA/cm².

Abbildung 6.10a zeigt die über die Wellenlänge aufgetragene maximale und am thermischen Rollover gemessene optische Ausgangsleistung sowie den Schwellenstrom des MEMS-VCSELs. Der Laser weist eine hohe Ausgangsleistung in dem gesamten Abstimmbereich auf, hiervon $\geq 0,5$ mW im Wellenlängenbereich von 1916 nm–2006 nm. Der minimale Schwellenstrom wird im Wellenlängenbereich von 1950 nm–1967 nm gemessen und beträgt $I_{th} = 5$ mA.

Die Kennlinie in Abbildung 6.10b zeigt das für die EC-Konfiguration typische, lineare Abstimmverhalten. Mit dem nächsten longitudinalen Mode und mit MEMS-Steuerströmen im Bereich von 33 mA–51 mA lässt sich der MEMS-VCSEL ohne Modensprung über den ganzen FSR von 93 nm durchstimmen.

Temperaturverhalten

Um die thermische Belastbarkeit und das Temperaturverhalten eines MEMS-VCSELs zu untersuchen, werden sowohl das Abstimmverhalten als auch PI-Kennlinien bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Die Temperaturregelung erfolgt über eine

³Aufgrund der lateralen Ladungsträgerdiffusion ist der Bereich, in dem die aktive Zone gepumpt wird, effektiv um etwa 2 μm breiter als der tatsächliche Tunnelkontaktdurchmesser [Koe09].

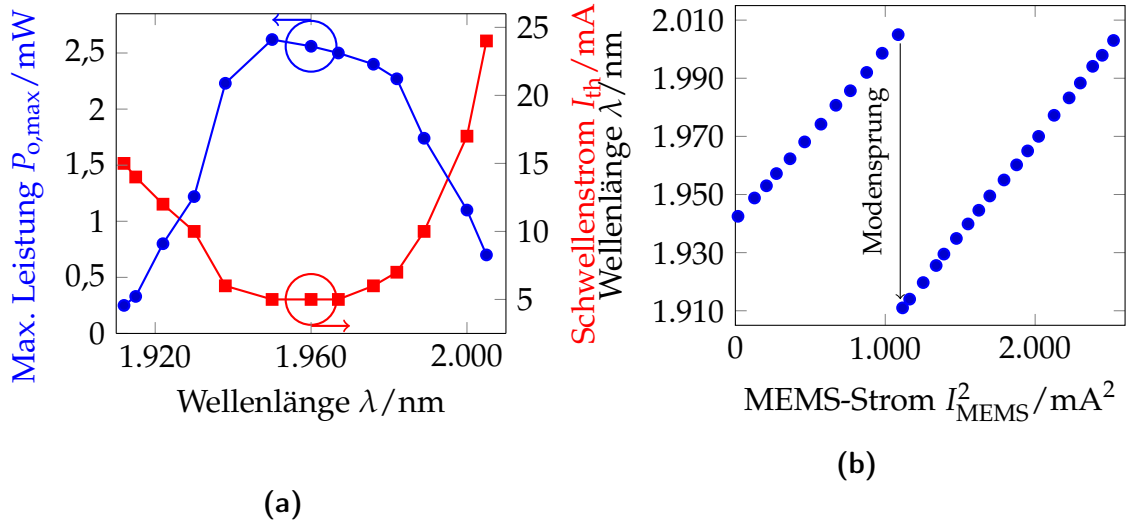


Abbildung 6.10: Maximale optische Ausgangsleistung am thermischen Rollover und minimaler Schwellenstrom aufgetragen über den Abstimmbereich (a) sowie Emissionswellenlänge in Abhängigkeit des quadrierten MEMS-Stroms für einen VCSEL in EC-Konfiguration (b).

Heizplatte mit einem Peltier-Element und Thermistor, auf der sich der Laser direkt befindet. Diese Heizplatte dient bei den Messungen auch zur üblichen Temperaturstabilisierung.

Abbildung 6.11 zeigt vier Abstimmkennlinien des über 82 nm abstimmbaren und in Abbildung 6.6 bereits vorgestellten MEMS-VCSELs für verschiedene Betriebstemperaturen. Die Messungen werden bei Temperaturen von 20 °C, 30 °C, 50 °C und 70 °C aufgenommen. Mit steigender Temperatur verringert sich die Bandbreite überwiegend auf der Seite der kürzeren Wellenlängen, die Abstimmgrenze wandert von 1921 nm ($T=20$ °C) auf 1955 nm ($T=70$ °C) mit $d\lambda/dT = -0,68$ nm/K. Dies ist mit einer spektralen Verschiebung des Materialgewinns und der Zentralwellenlänge (siehe Abschnitt 3.2.6) zu erklären. Die Abstimmgrenze auf der Seite der längeren Wellenlängen weitet sich von 2003 nm ($T=20$ °C) auf 2005 nm ($T=30$ °C) auf (vergleiche [Gie13]) und verschiebt sich wieder zur kürzeren Wellenlänge auf 2000 nm ($T=70$ °C). Aufgrund der temperaturbedingten Verringerung des Materialgewinns schrumpft der Abstimmbereich bis auf 45 nm bei einer Temperatur von 70 °C.

Abbildung 6.12a und 6.12b zeigen die PI-Kennlinie und die maximale optische Ausgangsleistung am thermischen Rollover in Abhängigkeit der Temperatur im Bereich von 20 °C–60 °C. Messungen bei Temperaturen unter 15 °C können aufgrund der möglichen Kondenswasserbildung auf der VCSEL-Oberfläche zu einer Beschädigung

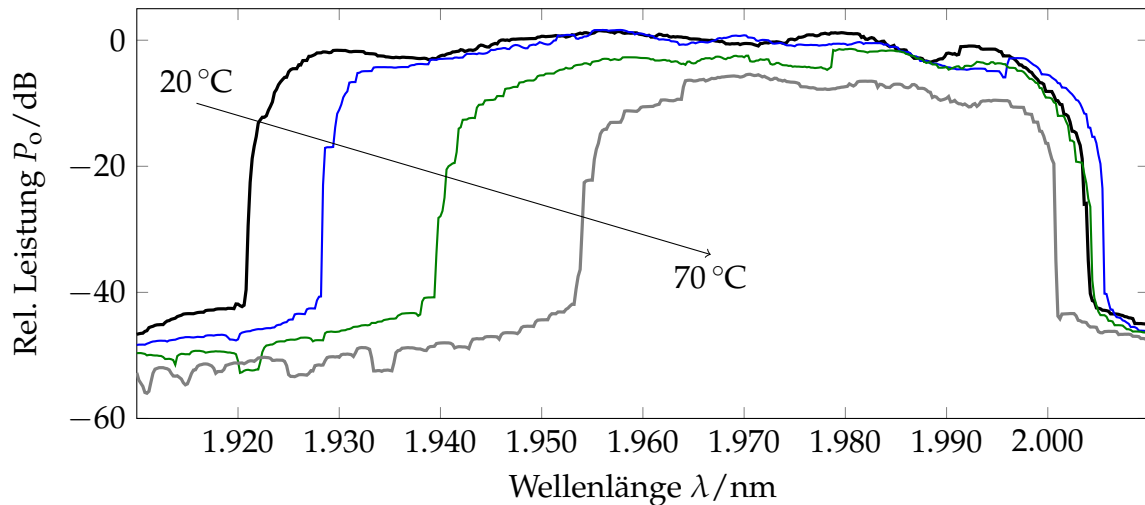


Abbildung 6.11: Abstimmbereich für verschiedene Temperaturen zwischen 20 °C–70 °C.

des MEMS-VCSEL führen. Deshalb sollte bei Messungen bei tiefen Temperaturen ein in Stickstoffatmosphäre hermetisch gekapseltes Gehäuse verwendet werden. Die Messungen der optischen Ausgangsleistung bei Raumtemperatur wurden in dem vorangegangenen Abschnitt bereits vorgestellt (siehe Abbildung 6.7 b). Die optische Ausgangsleistung wird bei Dauerstrichbetrieb (cw) mit einem MMF-gekoppelten Leistungsmessgerät gemessen. Die temperaturbedingte Verschiebung von Gewinn und Resonanzwellenlänge (siehe Abschnitt 3.2.6) resultiert in einer Verringerung des Abstimmereichs (siehe Abbildung 6.11). Aus diesem Grund werden die PI-Kennlinien bei einer Wellenlänge von 1980 nm und nicht bei der Zentralwellenlänge gemessen. Die maximale Ausgangsleistung von 2,3 mW wird bei $T = 20$ °C gemessen, wobei eine Steigerung der Ausgangsleistung durch eine weitere Senkung der Temperatur zu erwarten ist (siehe [Koe09]). Bei $T = 60$ °C weist der MEMS-VCSEL eine weiterhin hohe optische Ausgangsleistung von mehr als 1 mW auf. Durch die an die Messwerte angepasste Ausgleichsgrade wird eine maximale Betriebstemperatur von ca. $T_{\max} = 90$ °C extrapoliert (in [Koe09] und [Gie13] wurde eine maximale extrapolierte Betriebstemperatur von $T_{\max} = 57$ °C bzw. $T_{\max} = 80$ °C berichtet).

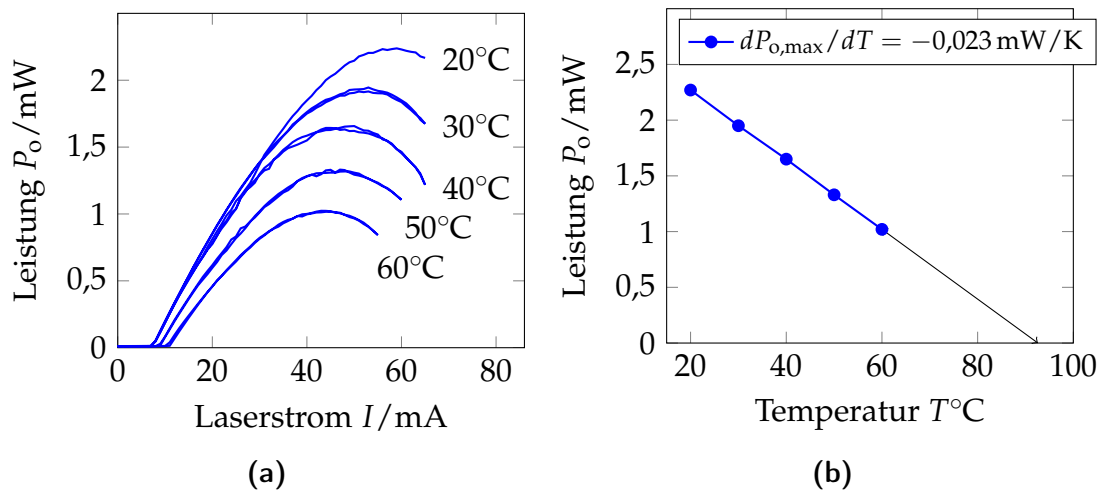


Abbildung 6.12: PI-Kennlinien (a) und optische Ausgangsleistung am thermischen Rollover (b) aufgetragen für verschiedene Temperaturen zwischen 20 °C–60 °C.

6.2 MEMS-VCSEL mit dreieckigem Verspannungsprofil der QWs

Abbildung 6.13a zeigt das Abstimmverhalten eines TRI-MEMS-VCSELs in SCC-Konfiguration. Das monomodale Emissionsspektrum des Lasers, gemessen mit einem MMF-gekoppelten OSA, wird mit dem MEMS-Strom kontinuierlich und ohne Modensprünge von $\lambda = 1916$ nm bis $\lambda = 1960$ nm durchgestimmt. Der Laserstrom wird während der Messung konstant auf 26 mA gehalten. Die gezeigten Spektren veranschaulichen eine monomodale Emission über dem gesamten Wellenlängenbereich und sind durch eine hohe Nebenmodenunterdrückung von mehr als 50 dB gekennzeichnet. Die beim Abstimmen aufgezeichnete Einhüllende illustriert einen Abstimmbereich von 44 nm.

Der vorgestellte TRI-MEMS-VCSEL zeigt ein ähnliches Abstimmverhalten wie der REC-MEMS-VCSEL. Der Abstimmbereich ist vergleichbar groß und liegt in demselben Wellenlängenbereich. Beide Laser-Bauarten sind in der gleichen Zentralwellenlänge angefertigt (siehe Elektrolumineszenz in Abbildung 3.10a und 3.10c), um die Charakteristika besser vergleichen zu können.

Der hier präsentierte TRI-MEMS-VCSEL hat einen Tunnelkontaktdurchmesser von 11 μm . Für größere Aperturen ab 14 μm und für die vorhandene Auswahl an angefertigten Spiegelmembranen emittieren die Laser bereits multimodal. Wie jedoch der Tabelle 6.1 zu entnehmen ist, emittieren auch einige REC-MEMS-VCSEL mit einem

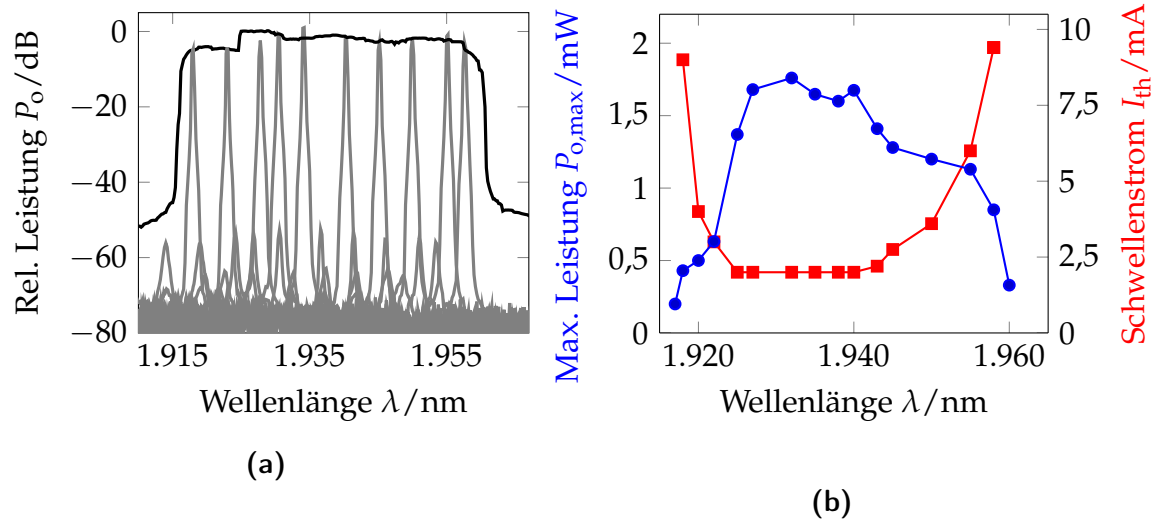


Abbildung 6.13: Einzelspektren für verschiedene Steuerströme und Abstimmbereich (a) und maximale optische Ausgangsleistung am thermischen Rollover und minimaler Schwellenstrom aufgetragen über dem Abstimmbereich (b).

Tunnelkontaktdurchmesser von $14 \mu\text{m}$ für ausgewählte Membranen multimodal. Der Grund für dieses Verhalten liegt in der unpassenden Spiegelgeometrie.

Um die maximale Ausgangsleistung und den Schwellenstrom im gesamten Abstimmbereich zu bestimmen, werden PIV-Kennlinien in Abhängigkeit der Wellenlänge gemessen. Die Messung erfolgt mit Hilfe eines MMF-gekoppelten OSA. Somit treten auch bei dieser Messung hohe optische Verluste auf (siehe Abbildung 6.1). Dennoch und trotz der kleineren Apertur werden hohe Ausgangsleistungen am thermischen Rollover von bis zu $1,76 \text{ mW}$ (bei $\lambda = 1932 \text{ nm}$) gemessen, siehe hierfür Abbildung 6.13b. Unter Berücksichtigung der Einfügungsverluste in den OSA lässt sich die maximale Ausgangsleistung zu $P_o > 3,9 \text{ mW}$ abschätzen. Mit größeren BTJ sind noch höhere Leistungen zu erwarten. Eine sehr niedrige Schwelle von etwa 2 mA erstreckt sich in einem sehr breiten Spektralbereich von 1925 nm bis 1943 nm . Somit erweist sich der MEMS-VCSEL mit dem innovativen dreieckigen Verspannungsprofil der QWs im Hinblick auf die optische Ausgangsleistung, Schwellenstrom und Abstimmbarkeit als vielversprechend. Eine mit REC-MEMS-VCSEL vergleichbar niedrige Schwellenstromdichte von $j_{th} = 1,5 \text{ kA/cm}^2$ bedingt eine geringere Wärmeerzeugung in der Laserkavität.

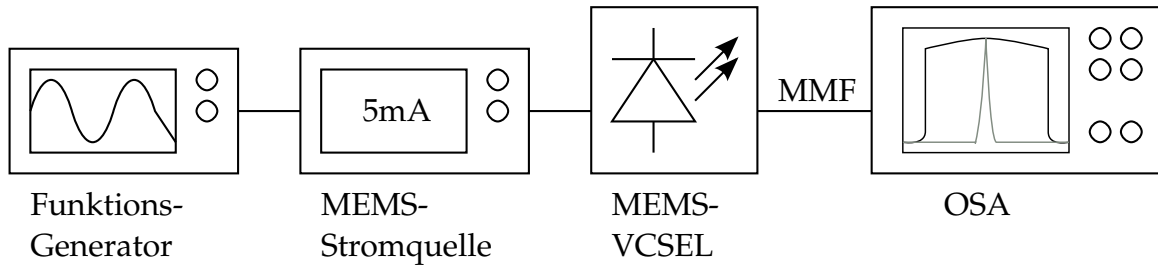


Abbildung 6.14: Messaufbau zur Ermittlung der Dynamik des MEMS.

6.3 Abstimmgeschwindigkeit

Abbildung 6.14 stellt den Messaufbau zur Ermittlung der Dynamik der MEMS-Membran dar. Um die Abstimmgeschwindigkeit der Wellenlänge zu untersuchen wird der Steuerstrom $I_{MEMS}(t)$ des MEMS mit einem Sinussignal

$$I_{MEMS}(t) = I_0 + \Delta I \sin(2\pi ft) \quad (6.3)$$

und einer Frequenz f moduliert. Der Offsetstrom I_0 des MEMS-Spiegels wird so gewählt, dass der Anfangsemissionspeak am Rand des Abstimmereiches bei kürzerer Wellenlänge liegt und somit das Abstimmen der Wellenlänge ohne Modensprünge durchgeführt werden kann. Über die Modulationsamplitude ΔI wird der Abstimmereich des Lasers festgelegt und absichtlich um einige Nanometer kleiner als der tatsächliche Abstimmereich eingestellt, um einen longitudinalen Modensprung am oberen Wellenlängenrand zu vermeiden.

Zur Bestimmung des dynamischen Verhaltens der Spiegelmembran wird der bereits in Abschnitt 6.1 vorgestellte MEMS-VCSEL in SCC-Konfiguration mit einem Tunnelkontaktdurchmesser von $14 \mu\text{m}$ und einem Ausgangsabstimmereich von 51 nm (bei einem Betriebsstrom von 35 mA) verwendet. Der MEMS-DBR besteht aus $11,5$ Schichtpaaren SiO/SiN, siehe Abschnitt 4.2.1. Der Membrandurchmesser ist $120 \mu\text{m}$, die Steglänge $139 \mu\text{m}$ und die Stegbreite $60 \mu\text{m}$ groß.

Abbildung 6.15a zeigt den Frequenzgang der Grenzwellenlängen. Der mit ΔI eingestellte Abstimmereich beträgt 42 nm (bei einem Betriebsstrom von 35 mA). Während der MEMS-Strom mit immer höheren Frequenzen f moduliert wird, wird die Einhüllende des Abstimmereichs mit einem optischen Spektrumanalysator gemessen und damit die obere $\lambda_{max}(f)$ und untere $\lambda_{min}(f)$ Grenzwellenlänge aufgenommen. Mit zunehmender Modulationsfrequenz kann die Wärme während eines Modulationszyklus aus der Membran nicht mehr vollständig abgeleitet werden;

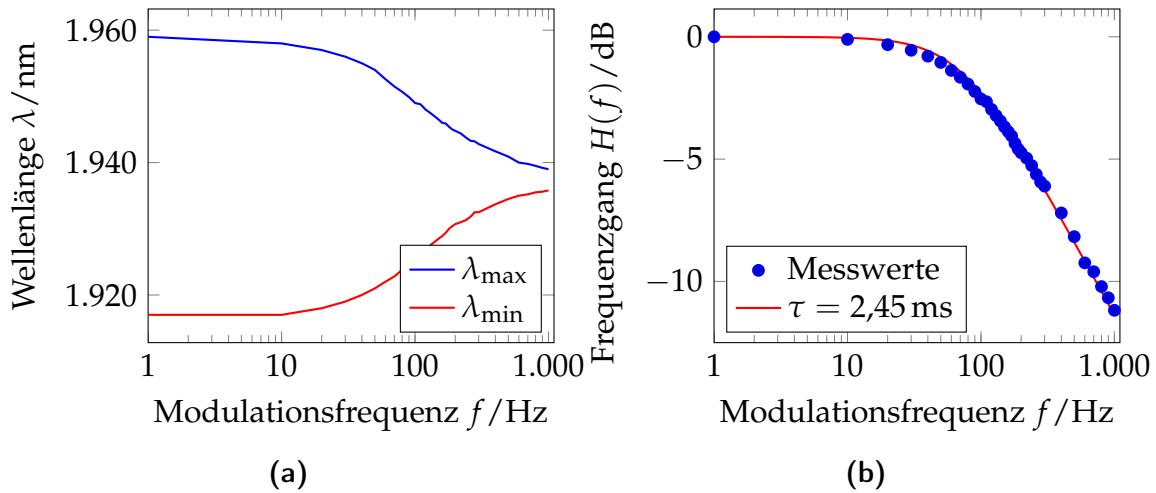


Abbildung 6.15: Aus der Modulation des Heizstroms resultierender Abstimmbereich um die Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 1940 \text{ nm}$ (a) und daraus ermittelter Frequenzgang (b). Der Frequenzgang entspricht einem thermischen Tiefpass 1. Ordnung mit einer Zeitkonstanten von $\tau = 2,45 \text{ ms}$.

der Abstimmbereich nimmt hierdurch ab und konvergiert zu seiner Mittenwellenlänge.

Abbildung 6.15b zeigt die Übertragungsfunktion der elektrothermischen Aktorik. Der Verlauf entspricht einem Tiefpass erster Ordnung und kann durch:

$$H(f) = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}} \quad (6.4)$$

beschrieben werden. Die Grenzfrequenz (engl. cutoff frequency), bei welcher der Abstimmbereich auf einen Wert von $\Delta\lambda_{\max} / \sqrt{2}$ sinkt, beträgt $f_{1,5\text{dB}} = 1 / (2\pi\tau) = 65 \text{ Hz}$. Durch die Anpassung an die Messdaten wird eine thermische Zeitkonstante von $\tau = 2,45 \text{ ms}$ bestimmt. Bei einer Frequenz von $f_{3\text{dB}} = 120 \text{ Hz}$ kann noch die Hälfte des Abstimmbereichs mit $\Delta\lambda = 21 \text{ nm}$ abgedeckt werden.

6.4 Langzeitstabilität

Lebensdauer und Zuverlässigkeit sind mit die wichtigsten Kriterien in Bezug auf kommerzielle Anwendungen eines Bauelementes. Die geforderten Lebensdauern liegen im Bereich von 10^5 bis 10^6 Stunden. Verschiedene Unternehmen und For-

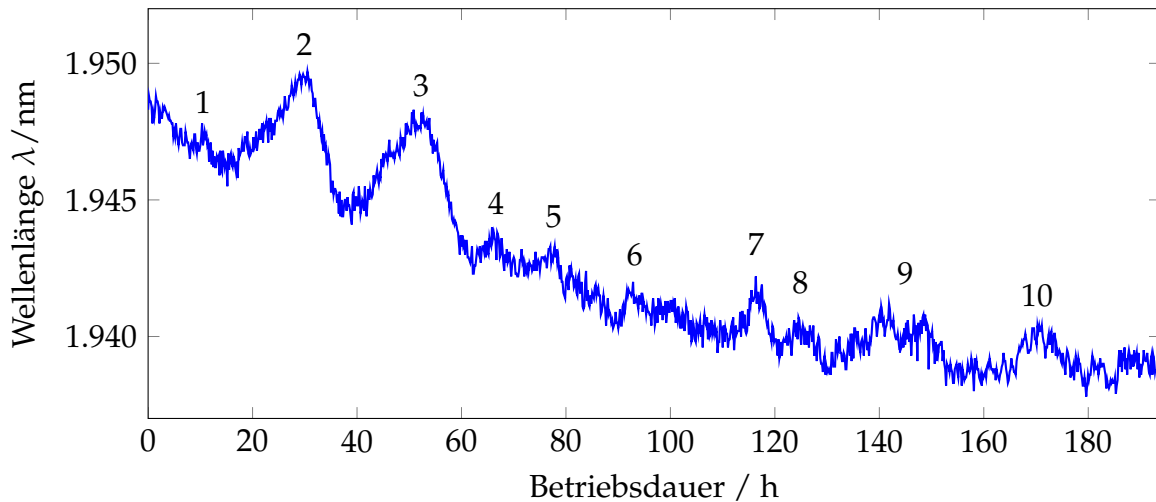


Abbildung 6.16: Änderung der Emissionswellenlänge in einem Langzeitexperiment. Nach 193 Stunden driftet die Emissionswellenlänge von 1948 nm auf 1939 nm.

schungsgruppen weltweit nähern sich den geforderten Standards oder haben sie bereits übertroffen. Die erwartete Lebensdauer von GaAs VCSEL mit Oxid-Apertur im Wellenlängenbereich von 850 nm und 1300 nm liegt beispielsweise im Bereich von 10^6 [AC+03; XL+11] bzw. 10^8 [GI+10] und 10^6 [PC+03] bzw. 10^7 [WW+99] Stunden. Die InP-basierten BTJ-VCSEL im Wellenlängenbereich von 1310 nm und 1550 nm haben eine Lebensdauererwartung, die im Bereich von 10^5 [SS+13] und 10^7 [RJ+07] Stunden liegt. Ein Kompendium der Messmethoden und Analyseverfahren von Alterungsprozessen und Lebensdauer findet sich in [Fuk91; UP13; MH+03; GT+05].

Auch wenn zahlreiche Studien die Langzeittauglichkeit oberflächen-emittierender Laser belegen, so ist es nötig, jedes neue VCSEL-Design in Hinblick auf Degradation zu prüfen. Beispielsweise eine in [Ort01] gezeigte Langzeitmessung eines nicht-abstimmbaren InP-VCSEL mit BTJ demonstriert ein stabiles Verhalten in Schwellenstrom und Ausgangsleistung über mindestens 1800 Stunden. Das in dieser Arbeit präsentierte, fortentwickelte Nachfolgermodell verspricht eine Verbesserung aufgrund der optimierten Wärmeableitung (siehe Kapitel 3); der Einfluss einer höheren QW-Verspannung in einem 2000 nm VCSEL darf jedoch, in Bezug auf Alterung, nicht unterschätzt werden [BY+89; Col00]. Im Folgenden wird eine Langzeitmessung eines MEMS-VCSELs in einem Wellenlängenbereich um 1950 nm vorgestellt und diskutiert. Da keine MEMS-VCSEL in Gehäuse zur Verfügung standen, mussten die Messungen auf der optischen Bank mit Hilfe einer provisorischen Koppeltechnik durchgeführt werden. Abbildung 6.16 zeigt ein 193-stündiges Monitoring des

Emissionsspektrums eines elektro-thermisch abstimmbaren MEMS-VCSELs. Der Laser- und MEMS-Strom werden währenddessen auf einem konstanten Wert von 10 mA bzw. 33 mA gehalten. Die Anfangswellenlänge wird ungefähr auf die zentrale Wellenlänge eines 60 nm großen Abstimmbereichs (1921 nm–1981 nm) eingestellt und beträgt 1948 nm. Die Temperatur des Lasers sowie die Raumtemperatur wird auf 20 °C stabilisiert. Bei der späteren Messung wird sich jedoch herausstellen, dass die Raumklimatisierung äußeren Temperaturschwankungen nicht schnell genug entgegenwirkt.

Die Langzeitstabilität eines mikromechanisch abstimmbaren VCSELs wird sowohl durch Degradation des Lasers als auch durch die Alterung des MEMS beeinflusst. Da die hier vorgestellte Messung 193 Stunden dauert und ohne Alterungsbelastung des Halb-VCSELs, wie beispielsweise sehr hohe Temperatur oder Strommodulation, erfolgt, kann angenommen werden, dass der Halb-VCSEL während der relativ kurzen Betriebszeit und unter angegebenen Konditionen nicht altert. Die Beständigkeit eines MEMS-Spiegels, ob im Hinblick auf die optischen oder mechanischen Eigenschaften, hängt direkt von den spezifischen Eigenschaften der verwendeten Materialien und von der Kompatibilität mit dem Halb-VCSEL ab⁴.

Dank der Oberflächen-Mikromechanik ist es zum ersten Mal möglich, Stabilität und Zuverlässigkeit eines MEMS-VCSELs zu prüfen. Eine adäquate Qualifizierung des abstimmbaren VCSELs in einem Zwei-Chip-Aufbau ist nur bedingt möglich. Eine Langzeitexpertise kann aufgrund der durch das Fließen des Klebers und den Versatz der beiden Komponenten zunehmenden Verluste verfälscht werden (siehe [Koe09]).

Im Verlauf der Langzeitmessung können drei Mechanismen beobachtet werden: Eine langsame aber stetige Drift der Emissionswellenlänge von etwa 1948 nm auf etwa 1939 nm innerhalb der ersten 130 Stunden und danach eine Stabilisierung, eine kurzzeitige (im Minutenbereich, siehe Abbildung 6.17) Oszillation der Wellenlänge im Nanometerbereich um den Mittenwellenlängenwert und eine langsame (Stundenbereich) Schwankung der Wellenlänge (siehe Bereiche 1–10 in Abbildung 6.16).

Die langsame und stetige Drift der Wellenlänge wird einer temperaturbedingten Veränderung der MEMS-DBR-Materialeigenschaften zugeschrieben. Die mit PECVD abgeschiedenen Siliziumdioxid- und Siliziumnitrid-Schichten sind aufgrund fremder Bestandteile (vorwiegend Wasserstoffatome in Verbindung mit Silizium oder Stickstoff: Si-H und Si-OH bzw. Si-H und N-H) sowohl strukturell (amorph) als

⁴Die wichtigsten Kriterien sind: gute Adhäsion zur VCSEL-Oberfläche und die Kompatibilität der thermischen Ausdehnungskoeffizienten.

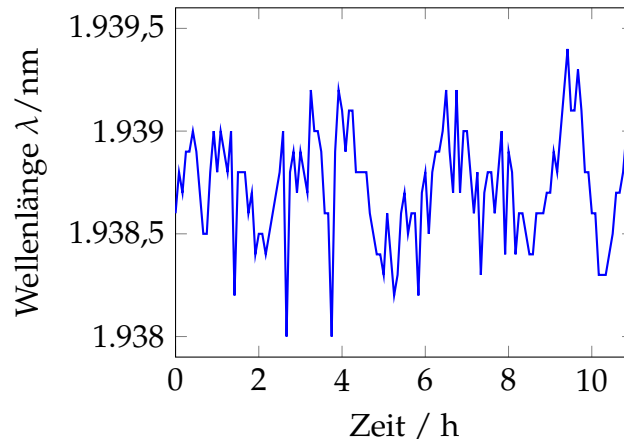


Abbildung 6.17: Eine kurzzeitige (Minutenbereich) Oszillation der Wellenlänge im Nanometerbereich um einen Mittenwellenlängenwert von 1938,7 nm.

auch chemisch (nichtstöchiometrisch) undefiniert. Dies hat zur Folge, dass diese Materialien umgebungs-, thermisch- und chemisch-bedingte, reversible und irreversible Instabilitäten bzw. Veränderungen aufweisen [Dee97; TC+04; JL+06; LR08; BC82]⁵. Bei einer elektro-thermischen Aktuation der MEMS-Membran während ihrer maximalen⁶ Auslenkung, kann die Membran-Temperatur Werte im Bereich von 100 °C–200 °C erreichen [Hal05; Jat10]. Solch eine Erhöhung der Materialtemperatur führt zu einer reversiblen Veränderung der mechanischen Spannung im Siliziumdioxid und Siliziumnitrid [TC+04]. Die mechanische Spannung wird dabei mit steigender Temperatur zunehmend ziehend (engl. tensile). Dies resultiert in einer Verkleinerung des Luftspalts und Blauverschiebung der Emissionswellenlänge bei einem konstanten MEMS- und Laser- Strom⁷.

Ein entgegengesetzter Effekt tritt auf, wenn die Umgebungstemperatur steigt (z.B. an heißen Tagen⁸), siehe mit 2 und 3 gekennzeichnete Bereiche in Abbildung 6.16. Die bei einem konstanten Heizstrom ausgelenkte Membran wird, aufgrund eines geringeren Wärmeaustauschs, zusätzlich aufgeheizt; der Luftspalt wird hierdurch größer und es folgt eine Rotverschiebung der Emissionswellenlänge. Sinkt die Umgebungstemperatur (z.B. über die Nacht), so verringert sich wieder der Luftspalt des MEMS (siehe hierzu Bereiche 1–10 in Abbildung 6.16.).

⁵Diese treten insbesondere für Niedrigtemperatur ($T \leq 300 \text{ °C}$)- abgeschiedene Materialien ein.

⁶Die für die Abstimmung über den gesamten FSR benötigte Auslenkung der Membran.

⁷Wesentlich bessere Ergebnisse sind zu erwarten, wenn die Aktorik elektrostatisch vorgenommen wird.

⁸An sehr heißen Tagen kann die Raumtemperatur des Laboratoriums während des Experiments nicht mehr auf 20 °C konstant gehalten werden.

Auch sehr kleine Temperaturschwankungen der Raumtemperatur verursachen eine Schwankung der Emissionswellenlänge eines MEMS-VCSELs mit $d\lambda/dT = -0,68$ nm/K (siehe hierzu Abbildung 6.17 und 6.11). Die hohe Temperaturempfindlichkeit des MEMS-VCSELs erfordert eine aktive Temperaturregelung mit einer Genauigkeit von $\ll 10$ mK und ein hermetisch geschlossenes Gehäuse um den Laser und besonders die MEMS-Membran vor den Schwankungen der Lufttemperatur zu schützen [Koe09].

6.5 Zusammenfassung des Kapitels und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmalig mikromechanisch weit abstimmbare VCSEL in einem neuen Wellenlängenbereich um 1950 nm demonstriert. Mit der Entwicklung dieser MEMS-VCSEL eröffnen sich neue Möglichkeiten auf dem Gebiet der Laser Absorptionsspektroskopie [LW+09], wie in Abschnitt 1.1 begründet. Tabelle 6.2 stellt die im Abschnitt 1.2 für die Sensoranwendungen definierten Anforderungen und die erzielten Ergebnisse gegenüber. Es ist ersichtlich, dass die Ziele mit den gezeigten Ergebnissen erfüllt und teilweise weit übertroffen werden.

Mit der Anwendung der im Rahmen dieser Arbeit in Oberflächen-Mikromechanik entwickelten MEMS-Technologie wird eine kontinuierliche Wellenlängensteuerbarkeit von mehr als 90 nm mit einer durchgehend hohen Ausgangsleistung von mehr als 0,5 mW sowie mit einer durchgehend hohen Nebenmodenunterdrückung von mehr als 50 dB demonstriert. Um die Zentralwellenlänge des Abstimmereichs werden hohe Ausgangsleistungen mit einem Bestwert von 3,9 mW erreicht. Die erzielten Ergebnisse sind mit den Bestwerten der ebenfalls hier untersuchten abstimmbaren VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm vergleichbar.

Mit dem Einsatz der in dieser Arbeit in Oberflächen-Mikromechanik entwickelten MEMS-Spiegel, welche mit der lithographischen Präzision auf dem Laserauge (Licht-Austrittsöffnung) ausgerichtet werden, ist erstmalig ein konstruktiver Vergleich verschiedener MEMS-VCSEL möglich. Es zeigt sich, dass hiermit die Geometrie des MEMS-Spiegels optimiert werden kann. Des Weiteren, durch den Entfall des im Zwei-Chip-Konzept verwendeten Klebers, wird eine unverfälschte Untersuchung der Lasereigenschaften bei höheren Temperaturen möglich. Hiermit wird 1 mW optischer monomodaler Ausgangsleistung bei 60 °C und (per Extrapolation) 0,2 mW bei 90 °C demonstriert. Dies ist die höchste bisher publizierte Betriebstemperatur eines wellenlängenabstimmbaren VCSELs. Vergleichbar hohe Betriebstemperaturen werden nur mit nicht abstimmbaren VCSELn erreicht [OS+00b; LO+04b]. Neben der sehr hohen Ausgangsleistung zeichnen sich die MEMS-VCSEL durch

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der geforderten MEMS-VCSEL Eigenschaften und der erreichten Ziele.

Spezifikation	Anforderung		Resultat (Bestwert)
	Minimal	Ziel	
Ausgangsleistung CW / mW	0,5	1	3,9 bei 20 °C 0,5 bei 77 °C 0,5 über $\Delta\lambda = 90 \text{ nm}$
Abstimmbereich / nm	30	60	93
Nebenmodenunterdrückung / dB	30	30–40	55
Abstimmungsgeschwindigkeit / Hz	100	1000	120

eine weite Abstimmbarkeit von $> 45 \text{ nm}$ bei 70 °C aus.

Durch die gezielte Änderung der Zusammensetzung und der mechanischen Verspannung in den die aktive Zone bildenden Quantenfilmen können VCSEL auf InP-AlGaInAs-Basis in verschiedenen Emissionswellenlängen im Bereich von 1300 nm bis 2300 nm realisiert werden [ON+11; OG+06]. Je höher die Emissionswellenlänge des VCSELs, desto verspannter die Quantenfilme. Die hier erstmalig entwickelten abstimmbaren MEMS-VCSEL im Wellenlängenbereich um 1950 nm werden daher in zwei Ausführungen, mit einer homogen- sowie graduell-verspannten aktiven Zone, realisiert. Ein graduelles Verspannungsprofil führt zu einer besseren Verteilung und somit zur Reduzierung der gesamten mechanischen Spannung innerhalb der Quantenfilme, weshalb noch höhere Emissionswellenlängen ($\lambda > 2000 \text{ nm}$) theoretisch erreicht werden können. Zum besseren Vergleich der beiden QW-Designs werden die Halb-VCSEL in derselben Resonanzwellenlänge realisiert. Es zeigt sich, dass die zwei VCSEL-Typen, wie erwartet, ein vergleichbares Verhalten bezüglich der untersuchten Wellenlängen zeigen, bezüglich der optischen Ausgangsleistung haben die VCSEL mit graduell verspannten QWs jedoch mehr Potenzial.

Betrachtet man die beiden MEMS-VCSEL-Typen in SCC-Konfiguration (ohne Anti-reflexionsbeschichtung), so haben die Laser mit homogen verspannten QWs und mit einem Tunnelkontaktdurchmesser von $14 \mu\text{m}$ eine maximale Ausgangsleistung von $1,6 \text{ mW}$ erreicht. Die Laser mit graduell verspannten QWs dagegen erreichen vergleichbar hohe Ausgangsleistungen von $1,76 \text{ mW}$ schon mit kleinen BTJ-Aperturen von $11 \mu\text{m}$. Weitere Untersuchungen, auch an den MEMS-VCSEL in EC-Konfiguration, sind notwendig, um die Eigenschaften der langwelligen MEMS-VCSEL besser zu analysieren. Dies war wegen der mangelnden Messausrüstung

zur Charakterisierung der optischen Komponenten bei höheren Wellenlängen um 1950 nm nur beschränkt möglich. Die Messung der optischen Ausgangsleistung wurde beispielsweise überwiegend mit einem optischen Spektrumanalysator, welcher mit hohen Einfügeverlusten behaftet ist, durchgeführt.

Die erzielten Ergebnisse belegen, dass die hier entwickelten MEMS-VCSEL im Wellenlängenbereich um 1950 nm mit Eigenschaften wie hohe Ausgangsleistung von $\geq 3,8$ mW, weiter Abstimmbereich von > 90 nm, monomodale Emission mit SMSR > 50 dB und schnelle Modulierbarkeit der Wellenlänge mit 120 Hz für die Absorptionsspektroskopie mit abstimmbaren Laserdioden (TDLAS) prädestiniert sind.

Die bereits mit MEMS-VCSELn bei der Wellenlänge um 1550 nm demonstrierten Vorversuche der Gasdetektion [SZ+10; Koe09] unterstreichen die Eignung der MEMS-VCSEL für die TDLAS-Applikationen. In Zukunft soll die Detektion von Treibhausgasen wie Kohlenstoffdioxid (CO_2), Wasserdampf (H_2O) und Distickstoffmonoxid (N_2O) mit den hier entwickelten MEMS-VCSELn ebenfalls demonstriert werden.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte hermetisch geschlossene Gehäuse mit einem optischen Anschluss kann dem mit einer Langzeitmessung belegten Drift der Wellenlänge positiv entgegenwirken. Das Gehäuse unterbindet störende Effekte wie optisches Feedback, Einwirkungen der Luftzirkulation, der Umgebungstemperatur und Luftfeuchtigkeit. Das Gehäuse wurde aber aus Zeit- und Geldgründen nur für MEMS-VCSEL, die mit Hilfe der Volumenmikromechanik entwickelt wurden, in Zusammenarbeit mit der Firma OptRicon GmbH hergestellt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung elektrisch gepumpter mikro- elektromechanisch weit und kontinuierlich abstimmbarer VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm und erstmalig um 1950 nm. Zur Herstellung der MEMS-Spiegel wurden verschiedene Technologie-Konzepte basierend auf Volumen- und Oberflächen-Mikromechanik in unterschiedlichen Materialkombinationen entwickelt. Die wichtigsten Merkmale der hier entwickelten MEMS-VCSEL im Wellenlängenbereich um 1550 nm sind die erstmalig gezeigte hochfrequente direkte Modulierbarkeit der optischen Ausgangsleistung über einen weiten kontinuierlich abstimmbaren Wellenlängenbereich (C-Band) und die stabile Lichtpolarisation, die mit der Anwendung der im Rahmen dieser Arbeit erstmalig entwickelten MEMS-Spiegelmembranen mit Subwellenlängengitter demonstriert wurde. Die weltweit erstmalig demonstrierten Wellenlängen weit abstimmbaren VCSEL im Wellenlängenbereich um 1950 nm verfügen über herausragende Eigenschaften, die mit Bestwerten der MEMS-VCSEL um 1550 nm vergleichbar sind. Eine umfassende Charakterisierung der MEMS-VCSEL sollte deren vielseitige Anwendbarkeit belegen. Im Folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse und Erkenntnisse kurz zusammengefasst.

Die Herstellung eines MEMS-VCSELs kann in zwei Prozessblöcke unterteilt werden: in die Herstellung der optisch aktiven Komponente (Halb-VCSEL) und der gekrümmten beweglichen MEMS-Spiegelmembran, welche zur Abstimmung der Wellenlänge dient¹. Der Entwurf des Halb-VCSELs wurden in Kapitel 3 besprochen. Die Herstellung des MEMS wurde sowohl in Oberflächen- als auch in Volumen-Mikromechanik umgesetzt. Detailreiche Informationen zur MEMS-Technologie finden sich in Kapitel 4.

Die in Volumen-Mikromechanik separat hergestellten MEMS-Spiegel wurden in einem zusätzlichen Integrationsschritt auf der Oberfläche des Halb-VCSELs aktiv, unter Messung der optischen Ausgangsleistung, manuell justiert und anschließend verklebt. Die Methode ist aufwendig und deshalb für die Produktion in großem Volumen nicht geeignet. Das Zwei-Chip-Konzept ist jedoch für die Technologieentwick-

¹Die Herstellung der aktiven Halb-VCSEL wurde in enger Zusammenarbeit im Walter Schottky Institut in München durchgeführt.

lung von großem Vorteil und bietet Flexibilität bei der Auswahl der DBR-Materialien (Halbleiter, Dielektrikum) sowie bei der Anpassung der Spiegelparameter. Somit können Änderungen rasch in kleinem Volumen umgesetzt und getestet werden. Die in dieser Arbeit entwickelten MEMS-Spiegel in Volumen-Mikromechanik bestehen aus einer neuen Materialkomposition, SiO/SiN/GaAs/AlGaAs, welche die Vorteile der halbleitenden- (einfache Implementierung der elektrischen Leitfähigkeit) und dielektrischen- (großes Stoppband) DBR-Spiegel kombiniert. Ein weiterer Erfolg war die Reduzierung der Luftspatlänge von $8\ \mu\text{m}$ – $12\ \mu\text{m}$ auf $1\ \mu\text{m}$ – $3\ \mu\text{m}$, womit die optische Resonatorlänge des MEMS-VCSELs, verglichen mit früheren Arbeiten [Koe09], halbiert wurde. Die Anwendung breitbandiger MEMS-Spiegel mit einem verkürzten Luftspalt ermöglichte die Erreichung weiter, kontinuierlicher Abstimmbereiche von $> 70\ \text{nm}$ bei MEMS-VCSELs im Wellenlängenbereich um $1550\ \text{nm}$ [ZG+11].

Die in Oberflächen-Mikromechanik hergestellten MEMS-Spiegel wurden direkt auf der Oberfläche des Halb-VCSELs mittels IC-PECVD abgeschieden und prozessiert. Dabei wird die Spiegelmembran mit lithographischer Präzision auf dem Laserauge (Licht-Austrittsöffnung) ausgerichtet. Somit entfällt die fehlerbehaftete manuelle Justage. Die mechanische Verspannung und die (kleine) Luftspatlänge lassen sich über die Abscheideparameter und die Dicke der Opferschicht einstellen. Die Vorteile der neuen Technologie liegen in der hohen Zuverlässigkeit und Ausbeute und ermöglichen erstmalig eine kostengünstige Großserienfertigung. Die Implementierung eines DBR-Spiegels aus SiO/SiN-Schichten verspricht zudem auf Grund des großen Stoppbands einen noch größeren Abstimmbereich, ebenfalls wie die kleinen Luftspatlängen im Bereich von $3\ \mu\text{m}$ – $5\ \mu\text{m}$. Die in dieser Arbeit demonstrierte erstmalige Anwendung oberflächen-mikromechanisch gefertigter MEMS-Spiegel für VCSEL in einem Wellenlängenbereich um $1950\ \text{nm}$ ermöglichte die Erreichung weiter, kontinuierlicher Abstimmbereiche von $> 90\ \text{nm}$.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmalig die dynamischen Eigenschaften direkt modulierbarer wellenlängenabstimmbarer MEMS-VCSEL im Wellenlängenbereich um $1550\ \text{nm}$ untersucht. Die Ergebnisse wurden in Kapitel 5 ausführlich diskutiert. Eine rekordhohe Amplitudenmodulationsbandbreite von $f_{3\text{dB}} = 9\ \text{GHz}$ wurde demonstriert und ist bis dato ein Weltrekord, ebenfalls wie die quasi-fehlerfreie Übertragung mit der höchsten bisher publizierten Übertragungsrate von $= 12\ \text{Gbit/s}$ für abstimmbare VCSEL, welche hier sowohl in einem back-to-back Verfahren als auch über eine Faserstrecke der Länge von $6,3\ \text{km}$ erzielt wurde. Die ebenfalls demonstrierte quasi-fehlerfreie Übertragung bei einer Datenrate von $= 10\ \text{Gbit/s}$ über einen weiten Abstimmbereich von $1530\ \text{nm}$ – $1580\ \text{nm}$, welcher das komplette C-Band ($1530\ \text{nm}$ – $1565\ \text{nm}$) abdeckt, unterstreicht die Eignung der hier entwickelten MEMS-VCSEL in optischen Netzwerken.

Weitere für die Anwendung in der optischen Telekommunikation wichtige und bisher unübertroffene Merkmale der hier gezeigten elektrisch gepumpten und weit abstimmbaren VCSEL sind die hohe monomodale optischen Ausgangsleistung von bis zu 4 mW sowie eine exzellente spektrale Reinheit, welche durch eine hohe Nebenmodenunterdrückung mit einem Spitzenwert von SMSR = 64 dB sowie mit SMSR > 57 dB innerhalb des gesamten Abstimmbereichs belegt wurde. Eine schmale spektrale Linienbreite von $\Delta\nu = 27$ MHz konnte ebenfalls erstmals für einen MEMS-VCSEL nachgewiesen werden [ZG+12].

Wegen der zylindrischen Geometrie des VCSEL-Resonators ist die Polarisation grundsätzlich nicht stabil in VCSEL und kann sich unter gewissen Umständen, z.B. bei der Abstimmung der Wellenlänge oder bei der Änderung des Laserstroms, umschalten. Durch Einschreiben eines optischen Gitters mit Abmessung im Sub-Wellenlängenbereich auf der Oberfläche der Spiegelmembran können polarisationsabhängige Verluste in den DBR-Spiegel eingebaut werden. MEMS-DBR mit Subwellenlängengitter wurden in Volumen-Mikromechanik in GaAs/AlGaAs realisiert, wie in Kapitel 4 gezeigt. Eine in einem weiten Abstimmbereich und in dem gesamten Strombereich des Lasers polarisationsstabile Lichtemission wurde demonstriert.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung Wellenlängen weit abstimmbarer VCSEL für die Anwendung in der Absorptionsspektroskopie (TDLAS). Für die Gasdetektion mittels TDLAS werden Laserdioden mit $\Delta\lambda \leq 5$ nm im Infrarotbereich ≥ 1000 nm angewendet, wobei zu höheren Wellenlängen geringere Gaskonzentrationen detektiert werden können. Mit dem Einsatz weit abstimmbarer Laserdioden ist eine simultane Detektion mehrerer Gase mit nur einem Laser möglich. Dies gab die Motivation, erstmalig mikromechanisch weit abstimmbare VCSEL in einem neuen Wellenlängenbereich um 1950 nm für die Detektion von Treibhausgasen wie Kohlenstoffdioxid (CO₂), Wasserdampf (H₂O) und Distickstoffmonoxid (N₂O) zu entwickeln. Die bereits mit MEMS-VCSELn bei der Wellenlänge um 1550 nm demonstrierten Vorversuche der Gasdetektion [SZ+10; Koe09] unterstreichen die Eignung dieser Art Laserdioden für die TDLAS-Applikationen.

Mit dem Einsatz der in dieser Arbeit in Oberflächen-Mikromechanik entwickelten MEMS-Spiegel wurde eine kontinuierliche und mit 120 Hz schnelle Wellenlängenabstimmung von > 90 nm mit einer durchgehend hohen Ausgangsleistung von > 0,5 mW sowie mit einer durchgehend hohen Nebenmodenunterdrückung von > 50 dB demonstriert. Die MEMS-VCSEL erreichen Spitzenleistungen von > 3,9 mW bei Raum- sowie > 0,5 mW bei höheren Temperaturen von 77 °C. Ein weiterer Rekord ist die hohe Betriebstemperatur von 90 °C mit > 0,2 mW Ausgangsleistung. Solch hohe Betriebstemperaturen erreichen heute ausschließlich nicht

abstimmbare VCSEL [ZZ+15].

Durch eine gezielte Erhöhung der mechanischen Spannung in den Quantenfilmen der aktiven Zone lassen sich mit InP-basierten VCSELn prinzipiell noch höhere Wellenlängen von bis zu 2300 nm einstellen [ON+11; OG+06]. Eine zu hohe Verspannung kann allerdings zur Dislokation der Atome und somit zu Gitterdefekten führen. Die Implementierung einer graduellen Verspannung in den Quantenfilmen soll ein fehlerfreies Kristallwachstum und damit die Realisierung von VCSELs mit Emissionswellenlängen > 2000 nm ermöglichen. Die hier untersuchten MEMS-VCSEL wurden in zwei Ausführungen, mit homogen (standard)- und graduell verspannten Quantenfilmen, realisiert. Wie die Ergebnisse in Kapitel 6 belegen, zeigen beide MEMS-VCSEL-Typen exzellente Eigenschaften. MEMS-VCSEL mit graduell verspannten QWs übertreffen sogar die anderen Laser bezüglich der Ausgangsleistung.

Darüber hinaus ist für einen kommerziellen Gebrauch der MEMS-VCSEL ein geschlossenes Gehäuse erforderlich. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte hermetisch geschlossene Gehäuse mit einem optischen Anschluss kann dem mit einer Langzeitmessung belegten Drift der Wellenlänge positiv entgegenwirken. Das Gehäuse unterbindet störende Effekte wie optisches Feedback, Einwirkungen der Luftzirkulation, der Umgebungstemperatur und Luftfeuchtigkeit.

7.1 Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse haben zu der erfolgreichen Beantragung des BMBF Förderprogramms „VCSEL-TRx“ beigetragen. Die hier noch im Zwei-Chip-Konzept entwickelten schnell modulierbaren, für die optische Datenübertragung mit Übertragungsraten ≥ 12 Gbit/s geeigneten MEMS-VCSEL werden innerhalb dieses Projektes an die Anforderungen der Oberflächen-Mikromechanik angepasst. Erste Ergebnisse wurden in [PG+15] veröffentlicht. Die hier für die MEMS-VCSEL bei Wellenlängen um 1950 nm entwickelte MEMS-Technologie basierend auf Oberflächen-Mikromechanik kann auf andere Wellenlängenbereiche übertragen werden [Gie13]. Ein präzises und zuverlässiges Prozessieren der MEMS-Spiegel direkt auf der VCSEL-Oberfläche ist ein gewaltiger Fortschritt gegenüber den im Zwei-Chip-Konzept manuell verklebten MEMS und ermöglicht eine kommerzielle Produktion in großem Volumen und mit hoher Zuverlässigkeit. Die in dieser Arbeit gezeigten ersten Übertragungsexperimente wurden an einem nicht gehäuteten MEMS-VCSEL und ohne Wellenlängenstabilisierung durchgeführt, weshalb die Messkurven noch von den Emissionswellenlängen- und Ausgangsleis-

tungsfluktuationen beeinträchtigt werden. In einem realen optischen Netzwerk sind eine Wellenlängenstabilisierung sowie ein Gehäuse für eine stabile Funktion eines sowohl nicht abstimmbaren als auch wellenlängenabstimmbaren VCSELs unentbehrlich. Die Entwicklung eines hochfrequenztauglichen Gehäuses mit einer optischen Kopplung, Hochfrequenzanschluss und elektrischer Schirmung ist ebenfalls ein Bestandteil des Nachfolgeprojektes.

A Schichtaufbau des MEMS-VCSEL

Schichtaufbau¹ des MEMS-VCSEL. Die Spalte „Loop“ gibt an, wie oft die entsprechende Schichtfolge wiederholt wird. In der Spalte „Schichtname“ findet sich die Materialzusammensetzung bzw. die Funktion der Schicht. Für die komplexeren Materialsysteme, wie die aus Quantentöpfen (engl. quantum well, QW) und Barrieren (engl. barrier) bestehende aktive Zone, ist die Zusammensetzung in der Spalte „Halbleiterzusammensetzung“ gegeben.

¹Aus Berichten des Subtune-Projektes.

A Schichtaufbau des MEMS-VCSEL

Schichtname	Loop	Halbleiterzusammensetzung					Thickness	Brechungsindex
		xAl	xGa	xIn	xAs	xP	D [nm]	0.5 eV - 1.0 eV n / k
SiN	1						188,050	1,994
SiO	5						257,250	1,458
SiN							188,050	1,994
SiO	6						257,250	1,458
SiN							201,600	1,860
Luft	1	Luftspalt					3500-5500	1,000
SiON	1	optionale Antireflexionsschicht					204,000	1,900
InP	1	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	10,000	3,161
InP	1	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	77,865	3,163
InP	1	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	35,113	3,157
InP	2	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	35,113	3,157
InP		0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	87,858	3,163
InP		0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	87,858	3,163
InP		0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	35,113	3,157
InP	1	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	35,113	3,157
InP	1	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	21,296	3,163
InP	1	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	10,000	3,161
Barrier	1	0,22	0,25	0,53	1,00	0,00	10,000	3,376
QW	1	0,07	0,24	0,69	1,00	0,00	6,000	3,537
Barrier	1	0,22	0,25	0,53	1,00	0,00	7,000	3,376
QW	1	0,07	0,24	0,69	1,00	0,00	6,000	3,537
Barrier	1	0,22	0,25	0,53	1,00	0,00	7,000	3,376
QW	1	0,07	0,24	0,69	1,00	0,00	6,000	3,537
Barrier	1	0,22	0,25	0,53	1,00	0,00	7,000	3,376
QW	1	0,07	0,24	0,69	1,00	0,00	3,000	3,537
QW	1	0,07	0,24	0,69	1,00	0,00	3,000	3,537
Barrier	1	0,22	0,25	0,53	1,00	0,00	7,000	3,376
QW	1	0,07	0,24	0,69	1,00	0,00	6,000	3,537
Barrier	1	0,22	0,25	0,53	1,00	0,00	7,000	3,376
Barrier	1	0,22	0,25	0,53	1,00	0,00	7,000	3,376
QW	1	0,07	0,24	0,69	1,00	0,00	6,000	3,537
Barrier	1	0,22	0,25	0,53	1,00	0,00	7,000	3,376
QW	1	0,07	0,24	0,69	1,00	0,00	6,000	3,537
Barrier	1	0,22	0,25	0,53	1,00	0,00	7,000	3,376
Barrier	1	0,22	0,25	0,53	1,00	0,00	3,000	3,376
AllnAs	1	0,47	0,00	0,53	1,00	0,00	36,797	3,200
AlGaInAs	5	0,06	0,44	0,50	1,00	0,00	1,000	3,559
AllnAs		0,47	0,00	0,53	1,00	0,00	1,000	3,200
InGaAlAs	1	0,06	0,44	0,50	1,00	0,00	18,000	3,238
InGaAs	1	0,00	0,47	0,53	1,00	0,00	11,000	2,791
InP	1	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	103,200	3,164
InP	2	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	88,284	3,163
InP		0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	69,372	3,157
InP		0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	88,284	3,163
AIF3	3	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	289,349	1,344
ZnS		0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	169,926	2,288
AIF3	1	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	264,431	1,344
Au	1	0,00	0,00	1,00	0,00	1,00	80,000	0,56 / 9,84

DBR
MEMS

Aktive Zone

Halb-VCSEL

BTJ Kont.

DBR

Abbildung A.1: Schichtaufbau des MEMS-VCSEL.

B Membrangeometrien und BTJ-Radien

B Membrangeometrien und BTJ-Radien























	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10		
M _{120_134_40} BTJ _r 15 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 12.5 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 10 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 8.5 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 7.0 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 5.5 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 4.5 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 3.5 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 2.75 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 1.5 µm			11
M _{120_136_50} BTJ _r 15 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 12.5 µm	M _{120_136_50} BTJ _r 10 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 8.5 µm	M _{120_136_50} BTJ _r 7.0 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 5.5 µm	M _{120_136_50} BTJ _r 4.5 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 3.5 µm	M _{120_136_50} BTJ _r 2.75 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 1.5 µm		   	10
M _{120_139_60} BTJ _r 15 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 12.5 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 10 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 8.5 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 7.0 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 5.5 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 4.5 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 3.5 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 2.75 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 1.5 µm		  	9
M _{160_113_40} BTJ _r 15 µm	M _{160_113_40} BTJ _r 12.5 µm	M _{160_113_40} BTJ _r 10 µm	M _{160_113_40} BTJ _r 8.5 µm	M _{160_113_40} BTJ _r 7.0 µm	M _{160_113_40} BTJ _r 5.5 µm	M _{160_113_40} BTJ _r 4.5 µm	M _{160_113_40} BTJ _r 3.5 µm	M _{160_113_40} BTJ _r 2.75 µm	M _{160_113_40} BTJ _r 1.5 µm			8
M _{160_115_50} BTJ _r 15 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 12.5 µm	M _{160_115_50} BTJ _r 10 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 8.5 µm	M _{160_115_50} BTJ _r 7.0 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 5.5 µm	M _{160_115_50} BTJ _r 4.5 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 3.5 µm	M _{160_115_50} BTJ _r 2.75 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 1.5 µm		 	7
M _{160_117_60} BTJ _r 15 µm	M _{160_117_60} BTJ _r 12.5 µm	M _{160_117_60} BTJ _r 10 µm	M _{160_117_60} BTJ _r 8.5 µm	M _{160_117_60} BTJ _r 7.0 µm	M _{160_117_60} BTJ _r 5.5 µm	M _{160_117_60} BTJ _r 4.5 µm	M _{160_117_60} BTJ _r 3.5 µm	M _{160_117_60} BTJ _r 2.75 µm	M _{160_117_60} BTJ _r 1.5 µm		 	6
M _{120_134_40} BTJ _r 15 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 12.5 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 10 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 8.5 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 7.0 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 5.5 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 4.5 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 3.5 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 2.75 µm	M _{120_134_40} BTJ _r 1.5 µm		 	5
M _{180_104_50} BTJ _r 15 µm	M _{120_136_50} BTJ _r 12.5 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 10 µm	M _{120_136_50} BTJ _r 8.5 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 7.0 µm	M _{120_136_50} BTJ _r 5.5 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 4.5 µm	M _{120_136_50} BTJ _r 3.5 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 2.75 µm	M _{120_136_50} BTJ _r 1.5 µm		 	4
M _{120_139_60} BTJ _r 15 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 12.5 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 10 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 8.5 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 7.0 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 5.5 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 4.5 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 3.5 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 2.75 µm	M _{120_139_60} BTJ _r 1.5 µm		 	3
M _{160_113_40} BTJ _r 7 µm	M _{160_115_50} BTJ _r 5.5 µm	M _{160_113_40} BTJ _r 4.5 µm	M _{160_115_50} BTJ _r 3.5 µm	M _{160_113_40} BTJ _r 2.75 µm	M _{160_115_50} BTJ _r 1.5 µm						 	2
M _{180_104_50} BTJ _r 15 µm	M _{160_115_50} BTJ _r 5.5 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 4.5 µm	M _{160_115_50} BTJ _r 3.5 µm	M _{180_104_50} BTJ _r 2.75 µm	M _{160_115_50} BTJ _r 1.5 µm							1

Abbildung B.1: Verteilung der Membrangeometrien und BTJ-Radien über den Halb-VCSEL-Wafer. Angaben in µm.

C Lithographiemasken

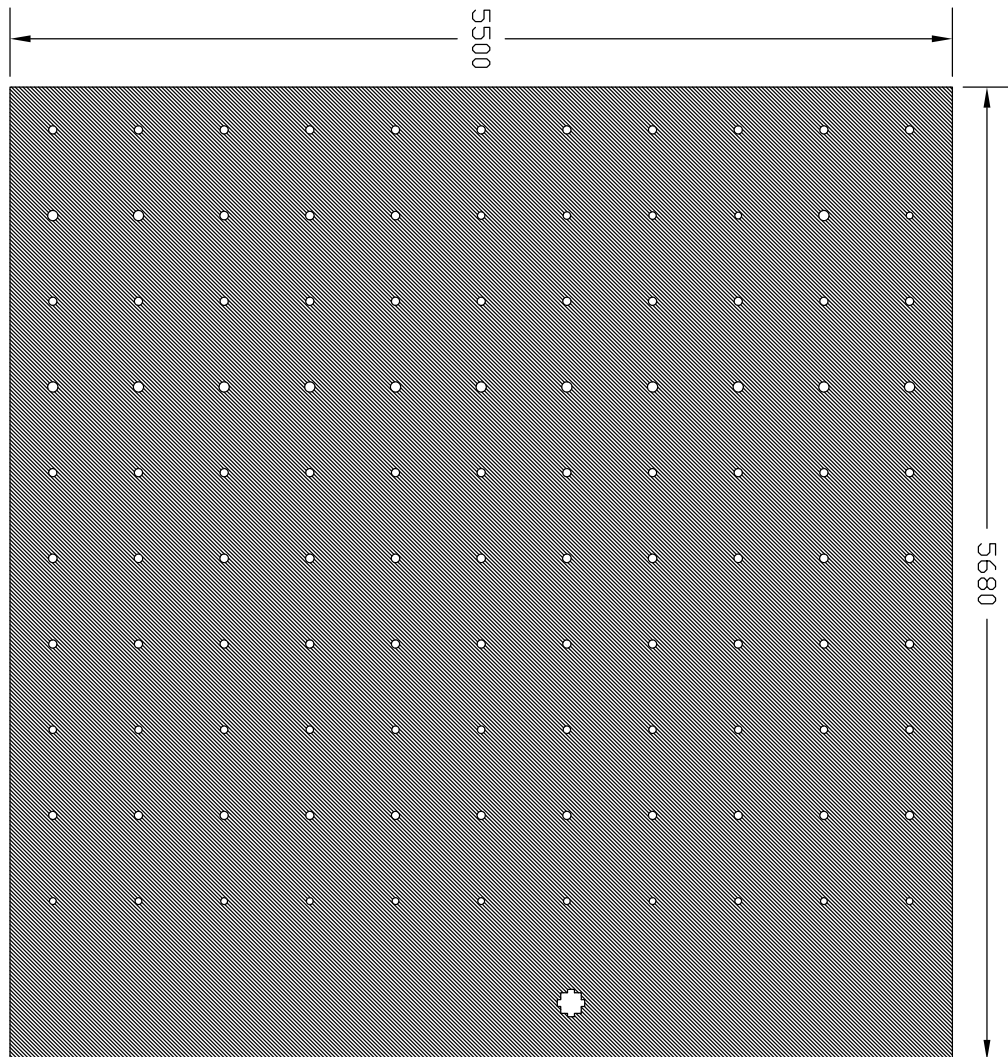


Abbildung C.2: Maske zur Strukturierung der Antireflexionsbeschichtung.

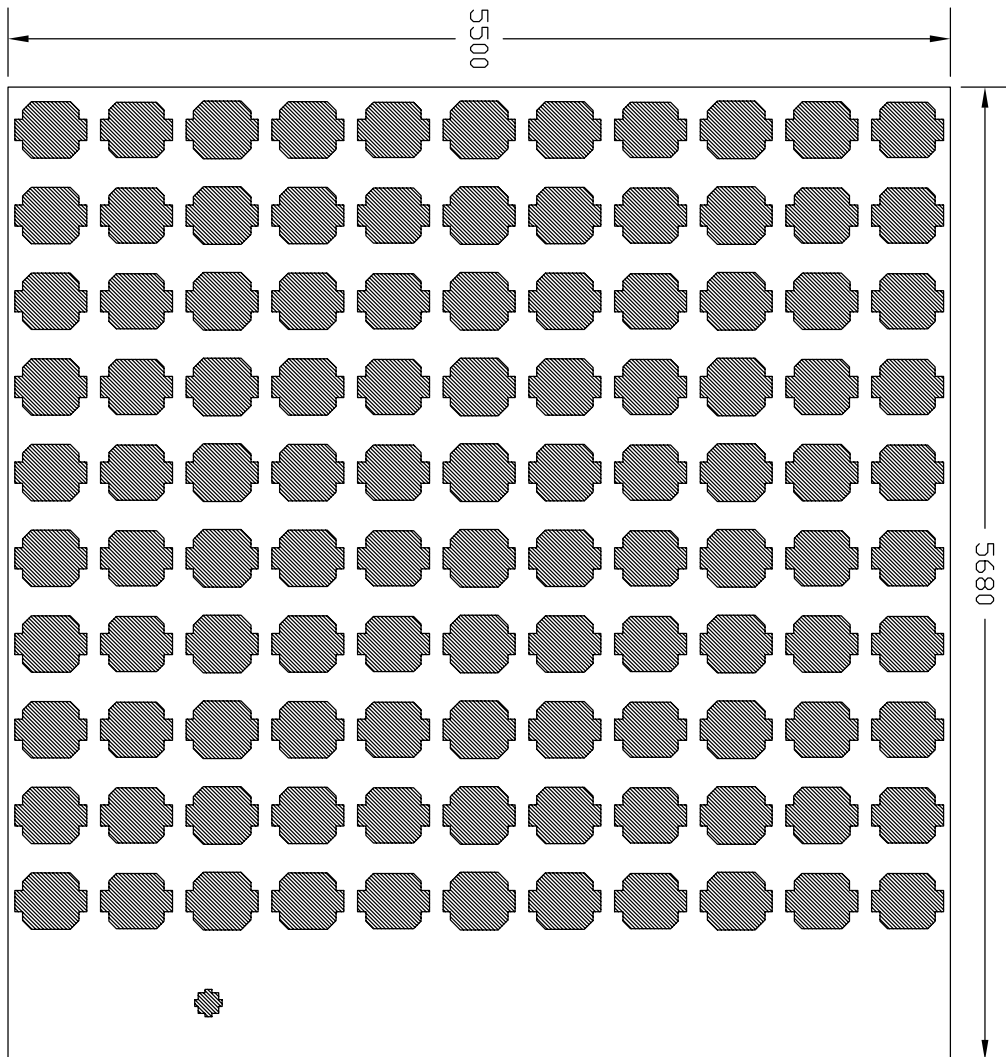


Abbildung C.3: Maske zur Strukturierung der Ni-Opferschicht.

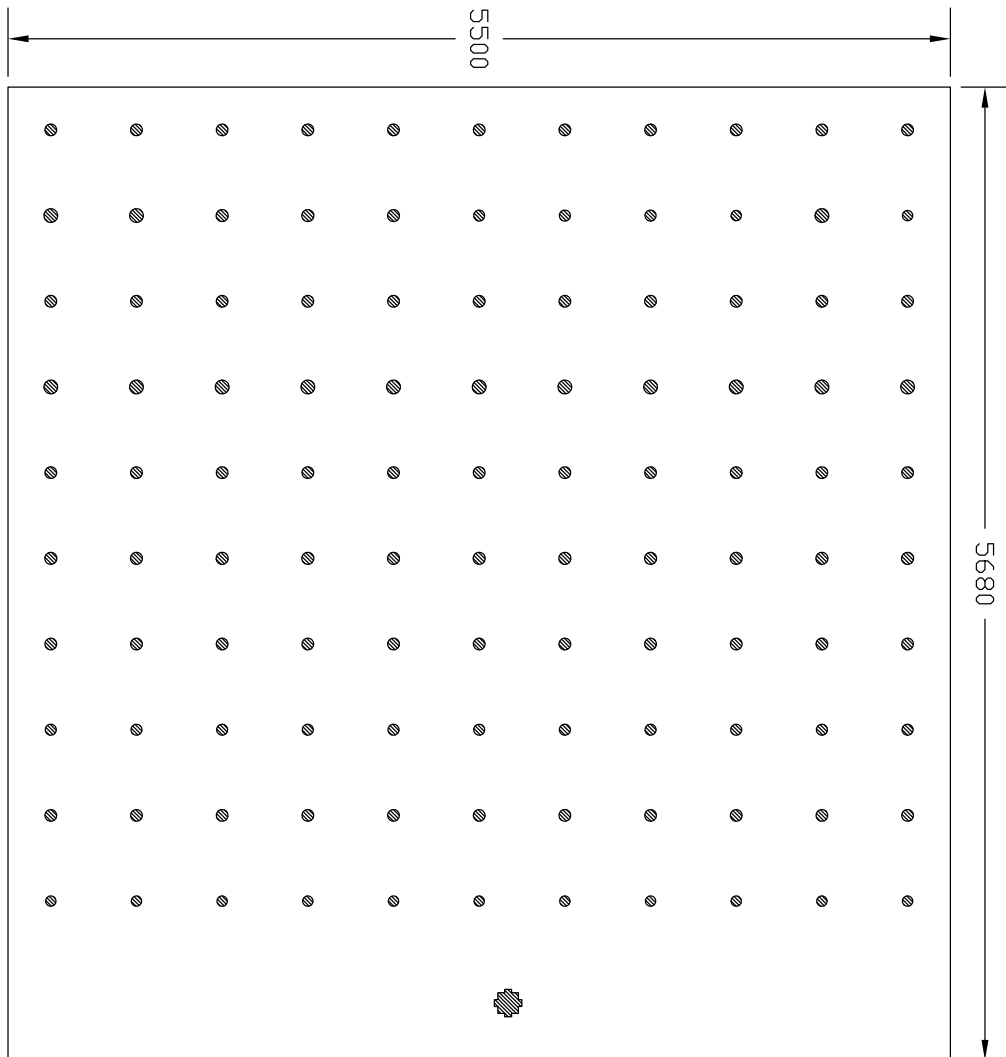


Abbildung C.4: Maske zur Strukturierung der Laseraustrittsöffnung in der Membranmetallisierung.

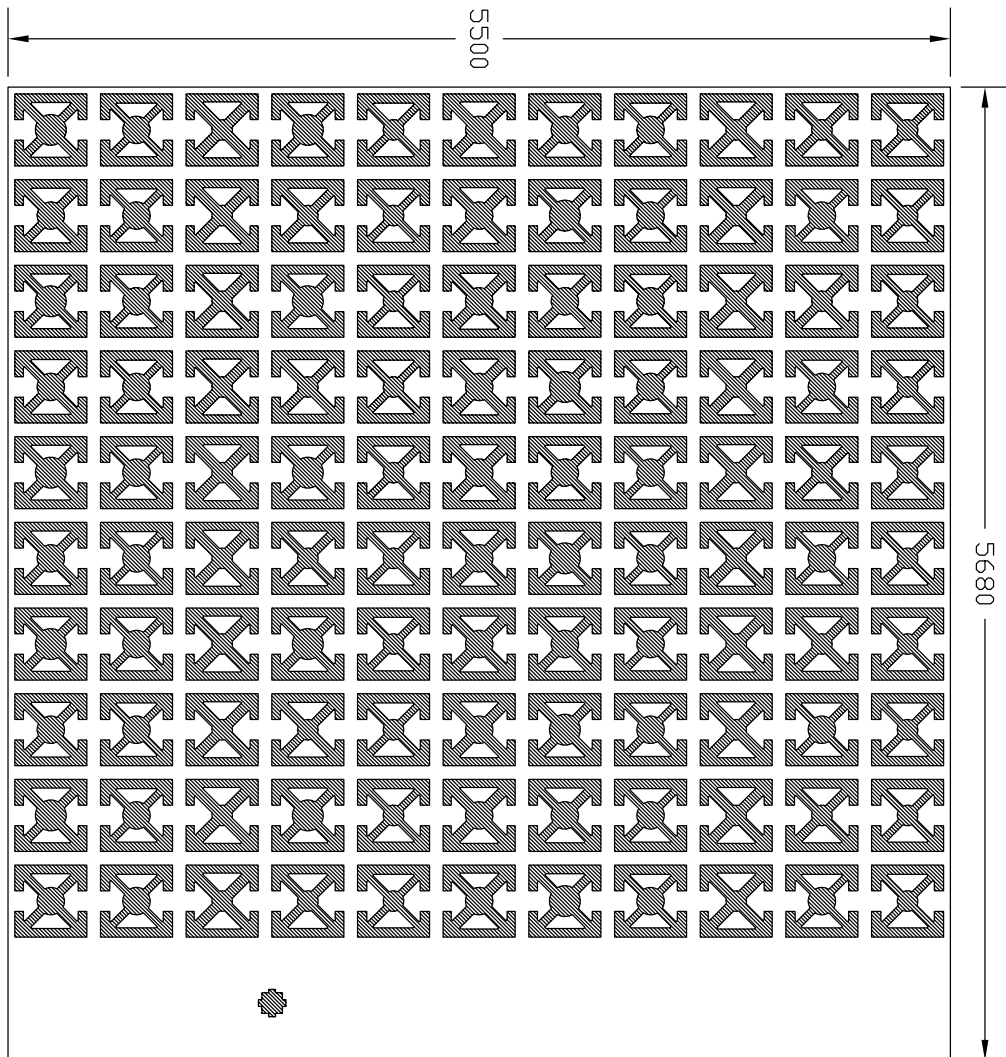


Abbildung C.5: Maske zur Strukturierung des MEMS-DBRs.

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

α_{fc}	Verluste durch Absorption an freien Ladungsträgern
α_m	Spiegelverluste
β_{sp}	Spontane Emission
β_{Luft}	Ausbreitungskonstante im Luftspalt eines MEMS-VCSELs
χ	(Ladungsträger-) Transportfaktor
Δx	Gangunterschied
δ	Phasendifferenz / Umlaufphase
η_i	Quantenwirkungsgrad
η_d	Differenzieller Quantumwirkungsgrad
η_i	Koppeffizienz einer geführten Mode i
Γ	Füllfaktor
γ	Eigenwert der Resonatorumlaufbedingung
Γ_r	Relativer longitudinaler Füllfaktor (engl. axial enhancement factor)
γ	Dämpfungsfaktor
Γ_z	Longitudinaler Füllfaktor (engl.: axial confinement factor)
Γ_{xy}	Transversaler Füllfaktor

λ	Wellenlänge
λ_0	Zentralwellenlänge oder Bragg-Wellenlänge
λ_{th}	Modale Wellenlänge
$\langle \alpha_i \rangle$	Gewichtete interne Modenverluste
$\langle \alpha_i \rangle_{\text{HL}}$	Interne Modenverluste im Halb-VCSEL
$\mathcal{E}_{1,2}$	Energieniveaus
μ_n	Elektronenbeweglichkeit
μ_p	Löcherbeweglichkeit
∇_T^2	Transversaler Laplace-Operator
ν_q	Resonanzfrequenz q -ter Ordnung
ω	Kreisfrequenz des Lichts
τ	Lebensdauer
τ	Thermische Zeitkonstante
τ_p	Photonenlebensdauer
τ_{sp}	Spontane Rekombinationslebensdauer
τ_N	Ladungsträgerlebensdauer
\mathbf{k}	Wellenvektor
\mathbf{s}	Koordinatensystem
Θ	Einfallswinkel zur Normalen der Spiegelebene
Θ_0	Divergenzwinkel des Gaußstrahls
v_g	Gruppengeschwindigkeit
ε	Gewinn-Kompressionsfaktor

ε	Permittivität, Dielektrizitätszahl
ε_0	Vakuum- Dielektrizitätskonstante; $8,85 \cdot 10^{-22} \text{ As}/(\text{Vm})$
ε_r	Relative Permittivität
φ	Phasensprung an Grenzschicht
\vec{z}	Ausbreitungsachse
$\zeta(z)$	Gouy-Phase
A	komplexe Einhüllende
A_0	Konstante
c	(Vakuum-) Lichtgeschwindigkeit, $2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
D	D -Faktor, beschreibt die Modulationseffizienz
d	Dicke
dg/dN	Differenzieller Gewinn
E	Elektrische Feldstärke
e	Elementarladung; $e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
E_e	Einfallende elektrische Feldamplitude
E_r	Reflektierte elektrische Feldamplitude
E_t	Transmittierte elektrische Feldamplitude
f	Frequenz
f_{3dB}	3dB-Grenzfrequenz
f_p	Resonanzfrequenz
f_R	Relaxations-Resonanzfrequenz
f_{par}	Parasitäre Grenzfrequenz, (engl. cutoff frequency)

g	Modaler Gewinn, (engl. gain)
g_0	Gewinnkoeffizient
$g_{1,2}$	Spiegelparameter zur Bestimmung der Resonatorstabilität
g_{th}	Schwellengewinn
h	Planck'sches Wirkungsquantum, $6,626 \cdot 10^{-34}$ J s ; $4,136 \cdot 10^{-15}$ eV s
$H_{int}(f)$	Intrinsischer Modulations-Frequenzgang
I	(Laser-) Strom
I	Optische Intensität
I_{th}	Schwellenstrom, (engl. threshold current)
j_{th}	Schwellenstromdichte
K	K-Faktor
k	Wellenzahl
k_B	Boltzmannkonstante, $1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K
L	Geometrischer Abstand zwischen zwei Spiegeln
l	Azimutale Ordnung von Transversalmoden
$L_m^l(\cdot)$	Laguerre-Polynome der Ordnung m, l
$L_{eff}^{1,2}$	Effektive Eindringtiefe in einem Bragg-Spiegel
L_o	Optischer Abstand zwischen zwei Spiegeln
L_{HL}	Länge des Halb-VCSELS
L_{Luft}	Länge des Luftspalts in einem MEMS-VCSEL
M	Anzahl der Spiegelpaare eines DBR
m	Azimutale Ordnung von Transversalmoden

m_n	Effektive Elektronenmasse
m_p	Effektive Löchermasse
N	Elektronendichte, Ladungsträgerdichte
n	Brechungsindex, $n = n' + jn''$
n'	Realteil des Brechungsindex
n''	Imaginärteil des Brechungsindex
$N_{1,2}$	Besetzungsdichten
n_A	Brechungsindex des Austrittsmediums hinter einem DBR
n_E	Brechungsindex des Eintrittsmediums vor einem DBR
n_H	Brechungsindex der optisch dichteren Schicht eines DBR
n_L	Brechungsindex der optisch dünneren Schicht eines DBR
N_p	Photonendichte
N_{th}	Ladungsträgerdichte oberhalb der Schwelle
n_{ARC}	Brechungsindex der Antireflexionsbeschichtung
N_{tr}	Transparenz-Ladungsträgerdichte
P	Löcherdichte
P_o	Optische P_o Ausgangsleistung
Q	Gütefaktor
q	Ordnungszahl von longitudinalem Mode, $q \in \mathbb{N}_0$
$q(z)$	Ausbreitungsparameter des Gaußstrahls
$R(z)$	Phasenfront bzw. Krümmungsradius des Gaußstrahls
r, ϑ	Zylindrische Koordinaten

$R_{1,2}$	Reflektivität der optischen Leistung von Spiegel 1,2
$r_{1,2}$	Reflexionskoeffizient von Spiegel 1,2
R_l	Rate nicht strahlender Rekombination durch Leckströme
$R_{max,DBR}$	Maximale Reflektivität eines Bragg-Spiegels
r_M	Reflexionsfaktor des beweglichen Spiegels, MEMS
r_{DBR}	Reflexionsfaktor des unteren Spiegels
r_{eff}	Reflexionsfaktor der effektiven Reflektivität in einem Drei-Spiegel Resonator
R_{HL}	Reflektivität des Halbleiter/Luft-Übergangs
r_{HL}	Reflexionsfaktor am Halbleiter/Luft-Übergang
R_{nr}	Rate nicht strahlender Rekombination
R_{rec}	Rekombinationsrate von Elektron-Loch-Paaren
R_{sp}	Rate der spontanen Rekombination
R_{st}	Rate stimulierter Rekombination
S_{21}	Streuparameter
T	Temperatur
t	Zeit
$T_{1,2}$	Transmission der optischen Leistung von Spiegel 1,2
$t_{1,2}$	Transmissionskoeffizient von Spiegel 1,2
$U(\mathbf{s}, z)$	Komplexe Amplitude der komplexen Wellenfunktion
$U(\mathbf{s}, z, t)$	Komplexe Wellenfunktion
$W(z)$	Strahlradius des Gaußstrahls

W_0	Tailenradius des Gaußstrahls
x,y,z	Kartesische Koordinaten
x,y,z,ϑ	Freiheitsgraden
z_0	Rayleigh-Länge
z_s	Verschiebung des Wellenbauchs gegenüber der Mitte der aktiven Zone
Abkürzung	Eintrag
Al	Aluminium
Al_2O_3	Aluminiumoxid
AlF_3	Aluminium-Fluorid
AlGaAs	Aluminium-Gallium-Arsenid
AlGaAsSb	Aluminium-Gallium-Arsenid-Antimonid
AlGaInAs	Aluminium-Gallium-Indium-Arsenid
AlInAs	Aluminium-Indium-Arsenid
AlN	Aluminium-Nitrid
AR	Antireflexions-Beschichtung (engl. antireflection coating)
Au	Gold
AuGe	Gold-Germanium
BCB	Benzo-Cyclo-Buten
BTJ	Vergrabener Tunnelkontakt (engl. buried tunnel junction)
CaF_2	Calciumfluorid
Cl_2	Chlor

Cr	Chrom
cw	Dauerstrichbetrieb (engl. continuous wave)
DBR	Bragg-Spiegel (engl. distributed Bragg reflector)
DI	Deionisiert
EC	Konfiguration mit entkoppelten Resonatoren (engl. extended cavity)
EL	Elektrolumineszenz
FP	Fabry-Pérot (-Resonator)
FSR_{λ}	Freier Spektralbereich in in Wellenlängen-Einheiten
FSR_{ν}	Freier Spektralbereich in Frequenz-Einheiten
FWHM	Volle Halbwertsbreite (engl. Full Width Half Maximum)
Ga	Gallium
GaAs	Gallium-Arsenid
Ge	Germanium
H ₂ O	Wasser
H ₂ O ₂	Wasserstoffperoxid
H ₃ PO ₄	Phosphorsäure
HCL	Salzsäure
HClO ₄	Perchlorsäure
HNO ₃	Salpetersäure
I	Jod
InAs	Indium-Arsenid
InGaAs	Indium-Gallium-Arsenid

InGaAsP	Indium-Gallium-Arsenid-Phosphit
InP	Indium-Phosphit
KI	Kaliumjodid
LIGA	Lithographie- Galvanik- Abformung
MBE	Molekularstrahlepitaxie (engl. molecular beam epitaxy)
MEMS	Mikrosystem (engl. micro-electro-mechanical system)
MMF	Multimode Faser (engl. multimode fibre)
MOVPE	Metallorganische Gasphasenepitaxie (engl. metal organic vapor phase epitaxy)
MQW	Multi-QW (siehe QW)
MST	Mikrosystemtechnik (engl. micro system technology)
N	Stickstoff
NA	Numerische Apertur
NH ₄ OH	Ammoniaklösung
(NH ₄) ₂ [Ce(NO ₃) ₆]	Ammoniumcernitrat
Ni	Nickel
NTC	Heißleiter (engl. negative temperature coefficient thermistor)
NVA	Netzwerk-Analysator (engl. network analyzer)
O ₂	Sauerstoff
PECVD	Plasmaunterstützte chemischer Gasphasenabscheidung (engl. plasma enhanced chemical vapor deposition)
PIV	Optische Ausgangsleistung, Strom, Spannung (-Kennlinie)
Pt	Platin

QW	Quantentopf (engl. quantum well)
REC	Rechteckig geformte Quantentöpfe
RIE	plasmaunterstütztes Trockenätzverfahren (engl. reactive ion etching)
RoC	Krümmungsradius der Spiegel (engl. radius of curvature)
RT	Raumtemperatur
RT	Raumtemperatur
RTA	Tempern (engl. rapid thermal annealing)
SC	Halbleiter-Rsonator (engl. semiconductor cavity, SC)
SCC	Resonante Konfiguration mit Gekoppelten Resonatoren (engl. semiconductor coupled cavity)
SF ₆	Schwefelhexafluorid
Si	Silizium
Si ₃ N ₄	Siliziumnitrid
Si _x O _y N _z	Siliziumoxid-Nitrid
SiO ₂	Siliziumdioxid
SMSR	Nebenmodenunterdrückung (engl. side mode suppression ratio)
SWG	Subwellenlängengitter (engl. subwavelength grating)
TDLAS	Laserabsorptionsspektroskopie mittels abstimmbarer Laserdioden (engl. tunable diode absorption spectroscopy)
TE	transversal-elektrisch
TEC	Peltierelement (engl. thermo-electric cooler)
TEM	Transmissionselektronenmikroskop

$TEM_{l,m}$	Transversal elektromagnetische Moden der radialen Ordnung l und der azimuthalen Ordnungen m
Ti	Titan
TiO ₂	Titanoxid
UV	Ultraviolet
ZnS	Zinksulfid

Literaturverzeichnis

- [AA+70] Z. I. Alferov, V. M. Andreev u. a. „AlAs–GaAs heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold“. In: *Sov. Phys. Semicond.* 3 (1970).
- [AC+03] I. Aeby, D. Collins u. a. „Highly reliable oxide VCSELs for datacom applications“. In: *Proc. SPIE 4994* (2003). DOI: 10.1117/12.482633.
- [AD86] G.R. Agrawal und N.K. Dutta. *Long wavelength semiconductor lasers*. 1986. ISBN: 9780442209957.
- [AL+00] M. Arzberger, M. Lohner u. a. „Low-resistivity p-side contacts for InP-based devices using buried InGaAs tunnel junction“. In: *Electronics Letters* 36.1 (2000). DOI: 10.1049/e1:20000039.
- [AQ92] M. Allovon und M. Quilic. „Interest in AlGaInAs on InP for optoelectronic applications“. In: *IEEE Proceedings J Optoelectronics* 139.2 (1992). ISSN: 0267-3932.
- [AY85] Y. Arakawa und A. Yariv. „Theory of gain, modulation response, and spectral linewidth in AlGaAs quantum well lasers“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 21.10 (1985). DOI: 10.1109/JQE.1985.1072555.
- [Ada07] S. Adachi. „Lattice thermal conductivity of group-IV and III–V semiconductor alloys“. In: *Journal of Applied Physics* 102.6 (2007). DOI: 10.1063/1.2779259.
- [Ada83] S. Adachi. „Lattice thermal resistivity of III–V compound alloys“. In: *Journal of Applied Physics* 54.4 (1983). DOI: doi:10.1063/1.332820.
- [Ada86] A.R. Adams. „Band- structure engineering for low- threshold high-efficiency semiconductor lasers“. In: *Electronics Letters* 22.5 (1986). DOI: 10.1049/e1:19860171.
- [Ada94] S. Adachi. *GaAs and related materials: Bulk semiconducting and superlattice properties*. World Scientific, 1994. ISBN: 9789810219253.
- [Azi03] M. Aziz. „Mikromechanisch abstimmbare WDM-Filter mit halbsymmetrischem Resonator und ihre Systemintegration“. Dissertation. 2003. ISBN: 3832213287.

- [BA+05] J. Buus, M.-C. Amann u. a. *Tunable Laser Diodes and Related Optical Sources*. 2. Auflage. Wiley-IEEE Press, 2005. ISBN: 0471208167.
- [BC82] I. Blech und U. Cohen. „Effects of humidity on stress in thin silicon dioxide films“. In: *Journal of Applied Physics* 53.6 (1982). DOI: 10.1063/1.331244.
- [BC92] D. I. Babic und S. W. Corzine. „Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 28.2 (1992). DOI: 10.1109/3.123281.
- [BG61] G. D. Boyd und J. P. Gordon. „Confocal multimode resonator for millimeter through optical wavelength masers“. In: *Bell Syst. Tech. J.* 40 (1961).
- [BK+97] S. Bouchoule, C. Kazmierski u. a. „Barrier strain influence on the high-speed properties of compressively strained InGaAsP multiquantum-well laser structures“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 3.2 (1997). DOI: 10.1109/2944.605675.
- [BK62] G. D. Boyd und H. Kogelnik. „Generalized confocal resonator theory“. In: *Bell Syst. Tech. J.* 41 (1962).
- [BP+03] J. Boucart, R. Pathak u. a. „Long wavelength MEMS tunable VCSEL with InP-InAlGaAs bottom DBR“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 15.9 (2003). DOI: 10.1109/LPT.2003.816673.
- [BS+02] G. Boehm, R. Shau u. a. „InP-based VCSEL technology covering the wavelength range from 1.3 to 2.0 μm “. In: *2002 International Conference on Molecular Beam Epitaxy*. 2002.
- [BS+90] B.R. Bennett, R. A. Soref u. a. „Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 26.1 (1990). DOI: 10.1109/3.44924.
- [BY+89] K.J. Beernink, P. K. York u. a. „Characterization of InGaAs GaAs strained layer lasers with quantum wells near the critical thickness“. In: *Applied Physics Letters* 55.21 (1989). DOI: 10.1063/1.102089.
- [Bel83] T. E. Bell. „Single-frequency semiconductor lasers“. In: *IEEE Spectrum* 20 (1983).
- [Bru02] E. Bruce. „Tunable Lasers“. In: *IEEE Spectrum* 39.2 (2002).
- [CB+05] G.D. Cole, E.S. Bjorlin u. a. „MEMS-tunable vertical-cavity SOAs“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 41.3 (2005). ISSN: 0018-9197. DOI: 10.1109/JQE.2004.841496.

- [CC95] L. A. Coldren und S. W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits*. Wiley, 1995. ISBN: 9780471118756.
- [CF+03] D. G. Cahill, W. K. Ford u. a. „Nanoscale thermal transport“. In: *Journal of Applied Physics* 93.2 (2003). DOI: doi:10.1063/1.1524305.
- [CF+04] L. A. Coldren, G. A. Fish u. a. „Tunable semiconductor lasers: a tutorial“. In: *Journal of Lightwave Technology* 22.1 (2004). DOI: 10.1109/JLT.2003.822207.
- [CH00a] C.J. Chang-Hasnain. „Tunable VCSEL“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6.6 (2000). DOI: 10.1109/2944.902146.
- [CH00b] C.J. Chang-Hasnain. „Widely tunable VCSEL using MEMS technology“. In: *Lasers and Electro-Optics Society 2000 Annual Meeting. LEOS 2000. 13th Annual Meeting. IEEE*. Band 1. 2000. DOI: 10.1109/LEOS.2000.890670.
- [CR+94] K.D. Choquette, D.A. Richie u. a. „Temperature dependence of gain-guided vertical-cavity surface emitting laser polarization“. In: *Applied Physics Letters* 64.16 (1994). DOI: http://dx.doi.org/10.1063/1.111737.
- [Col00] J.J. Coleman. „Strained-layer InGaAs quantum-well heterostructure lasers“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6.6 (2000). DOI: 10.1109/2944.902149.
- [Col04] L. A. Coldren. „Tunable Semiconductor Lasers: A Tutorial“. In: *Journal of lightwave technology* 22.1 (2004).
- [DB03] P. Debernardi und G. P. Bava. „Coupled mode theory: a powerful tool for analyzing complex VCSELs and designing advanced device features“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 9.3 (2003). DOI: 10.1109/JSTQE.2003.818839.
- [DH93] T.A. DeTemple und C.M. Herzinger. „On the semiconductor laser logarithmic gain-current density relation“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29.5 (1993). DOI: 10.1109/3.236138.
- [DO+05] P. Debernardi, J.M. Ostermann u. a. „Reliable polarization control of VCSELs through monolithically integrated surface gratings: a comparative theoretical and experimental study“. In: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 11.1 (2005). DOI: 10.1109/JSTQE.2004.841712.
- [DRK68] D. J. De Rosier und A. Klug. „Reconstruction of three dimensional structures from electron micrographs“. In: *Nature* 217.5124 (1968). DOI: 10.1038/217130a0.

- [Deb09] P. Debernardi. „Delivery of computer code for tuneable VCSELs including curved SWG“. In: (2009). URL: http://www.subtune.org/home/liblocal/docs/deliverable_d5.3.pdf.
- [Dee97] M. J. Deen. *Silicon nitride and silicon dioxide thin insulating films: Proceedings of the symposium on silicon nitride and silicon dioxide thin insulating films*. The Electrochemical Society, 1997. ISBN: 9781566771375.
- [Dyr09] C. Dyroff. *Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy for Trace Gas Measurements with High Sensitivity and Low Drift*. Univ.-Verlag Karlsruhe, 2009. ISBN: 9783866443280.
- [Ein17] A. Einstein. „Zur Quantentheorie der Strahlung“. In: *Physikalische Zeitschrift* 18 (1917).
- [FL60] A. G. Fox und T. Li. „Resonant modes in a maser interferometer“. In: *Proc. IRE* 48 (1960).
- [FL61] A. G. Fox und T. Li. „Resonant modes in a maser interferometer“. In: *Bell Syst. Tech.* 40 (1961).
- [Fuk91] M. Fukuda. *Reliability and degradation of semiconductor lasers and LEDs*. Boston: Artech House, 1991. ISBN: 0890064652 9780890064658.
- [GF+91] A. Grabmaier, G. Fuchs u. a. „Linewidth enhancement factor and carrier-induced differential index in InGaAs separate confinement multi-quantum-well lasers“. In: *Journal of Applied Physics* 70.4 (1991). DOI: 10.1063/1.349402.
- [GG+11] C. Gierl, T. Gruendl u. a. „Surface micromachined tunable 1.55 μm -VCSEL with 102 nm continuous single-mode tuning“. In: *Optics Express* 19.18 (2011). DOI: 10.1364/OE.19.017336.
- [GI+10] M. Grabherr, S. Intemann u. a. „120 Gbps VCSEL arrays: fabrication and quality aspects“. In: *Proc. SPIE* 7615 (2010). DOI: 10.1117/12.841987.
- [GK64] J. P. Gordon und H. Kogelnik. „Equivalence relations among spherical mirror optical resonators“. In: *Bell Syst. Tech. J.* 43 (1964).
- [GM+09] C. Grasse, M. Mueller u. a. „Planarization of overgrown tunnel junctions for InP-based VCSEL by MOVPE“. In: *European Workshop on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy (EWMOVPE XIII)* (2009).
- [GM+11] T. Gruendl, M. Mueller u. a. „High-power BCB encapsulated VCSELs based on InP“. In: *2011 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*. 2011.
- [GT+05] J. K. Guenter, J. A. Tatum u. a. „A plot twist: the continuing story of VCSELs at AOC“. In: 2005. DOI: 10.1117/12.601831.

- [GZ+12] T. Gruendl, K. Zogal u. a. „Widely tunable, polarization stable BCB MEMS VCSELs with SWG integration based on InP at 1.55 μm “. In: *IEEE 23rd International Semiconductor Laser Conference (ISLC)*. 2012. DOI: 10.1109/ISLC.2012.6348325.
- [GZ+13] T. Gruendl, K. Zogal u. a. „Continuously tunable, polarization stable SWG MEMS VCSELs at 1.55 μm “. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 25.9 (2013). DOI: 10.1109/LPT.2013.2250276.
- [Gie13] C. Gierl. „Mikromechanisch weit abstimmbare oberflaechen-emittierende Laser mit Vertikalresonator“. German. Dissertation. Goettingen: Cu-villier, 2013.
- [HB+] E.R. Hegblom, D. I. Babic u. a. „Scattering losses from dielectric apertures in vertical-cavity lasers“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 3.2 (). DOI: 10.1109/2944.605682.
- [HD+94] D.L. Huffaker, D.G. Deppe u. a. „Native oxide defined ring contact for low threshold vertical cavity lasers“. In: *Applied Physics Letters* 65.1 (1994). DOI: 10.1063/1.113087.
- [HF+62] R. N. Hall, G. E. Fenner u. a. „Coherent Light Emission From GaAs Junctions“. In: *Phys. Rev. Lett.* 9 (9 1962). DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.366.
- [HP+15] M.T. Haidar, S. Preu u. a. „Widely tunable telecom MEMS-VCSEL for terahertz photomixing“. In: *Opt. Lett.* 40.19 (2015). DOI: 10.1364/OL.40.004428.
- [HS76] H. A. Haus und C. V. Shank. „Antisymmetric taper of distributed feedback lasers“. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 12 (1976).
- [HS77] J. J. Hsieh und C. C. Shen. „Room temperature cw operation of buried-stripe heterostructure GaInAsP/InP diode lasers“. In: *Appl. Phys. Lett.* 30 (1977), Seite 429.
- [HS89] M. A. Herman und H. Sitter. *Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status*. Springer-Verlag, 1989. ISBN: 0387190759.
- [HW05] N. Hodgson und H. Weber. *Fundamentals, advanced concepts, applications*. 2nd. Springer, 2005.
- [Hal05] H. Halbritter. *Entwicklung und Charakterisierung mikromechanisch abstimmbarer Komponenten fuer optische Kommunikationssysteme*. 1. Auflage. Shaker, 2005. ISBN: 3832246142.

- [Har00] Jr. Harris J. S. „Tunable long-wavelength vertical-cavity lasers: the engine of next generation optical networks?“ In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6.6 (2000). DOI: 10.1109/2944.902163.
- [Hen81] C. H. Henry. „Spectral dependence of the change in refractive index due to carrier injection in GaAs lasers“. In: *Journal of Applied Physics* 52 (1981). DOI: 10.1063/1.329371.
- [JL+06] N. Jehanathan, Y. Liu u. a. „Effect of oxidation on the chemical bonding structure of PECVD SiNx thin films“. In: *Journal of Applied Physics* 100.12 (2006). DOI: 10.1063/1.2402581.
- [Jat10] S. Jatta. „Plasmaunterstützte Abscheidung von dielektrischen Schichten zur Entwicklung von mikromechanisch abstimmbaren optischen Komponenten“. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, Fachbereich Elektrotechnik, 2010.
- [KH+06] B. Kogel, H. Halbritter u. a. „Singlemode and Polarization Stable MEMS-VCSEL with Broadband Tuning Characteristics around 1.55 μm “. In: *European Conference on Optical Communications, ECOC*. 2006. DOI: 10.1109/ECOC.2006.4801075.
- [KH+94] T. Kamijoh, H. Horikawa u. a. „Improved operation characteristics of long-wavelength lasers using strained MQW active layers“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 30.2 (Feb. 1994), Seiten 524–532. ISSN: 0018-9197. DOI: 10.1109/3.283800.
- [KH+99] J. K Kim, E. Hall u. a. „Room-temperature, electrically-pumped, multiple-active-region VCSELs with high differential efficiency at 1.55 μm “. In: *IEEE Lasers and Electro-Optics Society 1999 12th Annual Meeting. LEOS*. Band 1. IEEE, 1999. DOI: 10.1109/LEOS.1999.813517.
- [KL66] H. Kogelnik und T. Li. „Laser beams and resonators“. In: *Proceedings of the IEEE* 54.10 (1966). DOI: 10.1109/PROC.1966.5119.
- [KP+99] T. Keating, S. H. Park u. a. „Optical gain measurements based on fundamental properties and comparison with many-body theory“. In: *Journal of Applied Physics* 86.6 (1999). DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.371153>.
- [KS71] H. Kogelnik und C. V. Shank. „Stimulated emission in a periodic structure“. In: *Appl. Phys. Lett.* 18 (1971).
- [KT+90] A. Katz, P.M. Thomas u. a. „Pt/Ti Ohmic contact to p++-InGaAsP (1.3 μm) formed by rapid thermal processing“. In: *Applied Physics* 67 (1990).

- [KW71] I. P. Kaminov und H. P. Weber. „Poly (methylemethacrylate) dye laser with internal diffraction gratin resonator“. In: *Appl. Phys. Lett.* 18 (1971).
- [Koe09] B. Koegel. „Mikromechanisch weit abstimmbare Oberflaechen- emittierende Laserdioden fuer Sensoranwendungen“. Dissertation. Technische Universitaet Darmstadt, Fachbereich Elektrotechnik, 2009.
- [Kri91] M. P. C. M. Krijn. „Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys“. In: *Semiconductor Science and Technology* 6.1 (1991). DOI: 10.1088/0268-1242/6/1/005.
- [LC+99] P. Legay, F. Caillet u. a. „Oxide confining layer on an InP substrate“. In: *Journal of Applied Physics* 85.4 (1999). DOI: 10.1063/1.369561.
- [LH+15] M. Lukowski, C. Hessenius u. a. „Widely Tunable High-Power Two-Color VECSELs for New Wavelength Generation“. In: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 21.1 (2015). DOI: 10.1109/JSTQE.2014.2361798.
- [LM+96] M. C. Larson, A. R. Massengale u. a. „Continuously tunable micromachined vertical cavity surface emitting laser with 18 nm wavelength range“. In: *Electronics Letters* 32.4 (1996). DOI: 10.1049/e1:19960276.
- [LN+00] J.A. Lott, M.J. Noble u. a. „Tunable red vertical cavity surface emitting lasers using flexible micro-electro-mechanical top mirrors“. In: *Optical MEMS, 2000 IEEE/LEOS International Conference on*. 2000. DOI: 10.1109/OMEMS.2000.879636.
- [LO+04a] C. Lauer, M. Ortsiefer u. a. „InP based long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers with buried tunnel junction“. en. In: *physica status solidi (c)* 1.8 (2004). DOI: 10.1002/pssc.200404770.
- [LO+04b] C. Lauer, M. Ortsiefer u. a. „80 °C continuous-wave operation of 2,01 µm wavelength InGaAlAs-InP vertical-cavity surface-emitting lasers“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 16.10 (2004). DOI: 10.1109/LPT.2004.833929.
- [LR08] W. A. Lanford und M. J. Rand. „The hydrogen content of plasma deposited silicon nitride“. In: *Journal of Applied Physics* 49.4 (2008). DOI: 10.1063/1.325095.
- [LW+09] M. Lackner, F. Winter u. a. „Spektroskopischer Einsatz neuer langwelliger (bis 2 µm) Diodenlaser (VCSEL) für schwierige Bedingungen (Spectroscopic Application of Long-Wavelength (< 2 µm) VCSEL Diode Lasers)“. In: *Technisches Messen* (2009).

- [LZ07] A. Q. Liu und X. M. Zhang. „A review of MEMS external-cavity tunable lasers“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 17.1 (2007). DOI: 10.1088/0960-1317/17/1/R01.
- [Lar96] M. C. Larson. „Microelectromechanical wavelength-tunable vertical-light-emitters and lasers“. In: *Thesis (PH.D.)—STANFORD UNIVERSITY, 1996*. Source: *Dissertation Abstracts International, Volume: 57-05, Section: B* (1996).
- [Li00] E. Herbert Li. „Material parameters of InGaAsP and InAlGaAs systems for use in quantum well structures at low and room temperatures“. In: *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 5.4 (2000). DOI: 16/S1386-9477(99)00262-3.
- [MA+] P. Meissner, M. Aziz u. a. „Micromachined two-chip WDM filters with stable half symmetric cavity and their system integration“. In: IEEE. DOI: 10.1109/ECTC.2002.1008070.
- [MH+03] D. T. Mathes, R. Hull u. a. „Nanoscale materials characterization of degradation in VCSELs“. In: 2003. DOI: 10.1117/12.482858.
- [MH+11] M. Mueller, W. Hofmann u. a. „1550 nm High-Speed Short-Cavity VCSELs“. In: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 17.5 (2011). DOI: 10.1109/JSTQE.2011.2109700.
- [MK+91] B.I. Miller, U. Koren u. a. „Strain Compensated Strained Layer Superlattices For 1.5 Micron Wavelength Lasers“. In: *LEOS 1991 Summer Topical Meetings on Epitaxial Materials and In-Situ Processing for Optoelectronic Devices, 1991/Microfabrication for Photonics and Optoelectronics, 1991*. Aug. 1991, Seiten 16–17. DOI: 10.1109/LEOSST.1991.638921.
- [MM+05] W. Menz, J. Mohr u. a. *Mikrosystemtechnik fuer Ingenieure: Vollstaendig ueberarbeitete und erweiterte Auflage v. 3. 3. vollst. Ueberarb. u. erw. Auflage*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2005. ISBN: 352730536X.
- [MM+98] Y. Matsui, H. Murai u. a. „Novel design scheme for high-speed MQW lasers with enhanced differential gain and reduced carrier transport effect“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 34.12 (1998), Seiten 2340–2349. DOI: 10.1109/3.736104.
- [Mai60] T. H. Maiman. „Stimulated optical radiation in ruby“. In: *Nature* 187.4736 (1960). DOI: 10.1038/187493a0.
- [Mat74] J Matthews. „Defects in epitaxial multilayers“. In: *Journal of Crystal Growth* 27 (1974). DOI: 10.1016/0022-0248(74)90424-2.

- [Mau08] M. Maute. „Mikromechanisch abstimmbare Laser-Dioden mit Vertikalresonator“. Dissertation. Walter Schottky Institut der Technischen Universitaet Muenchen, Fakultae Physik, 2008.
- [Mei01a] P. Meissner. „Optische Nachrichtentechnik I“. Darmstadt, 2001.
- [Mei01b] P. Meissner. „Optische Nachrichtentechnik II“. Darmstadt, 2001.
- [Mel65] I. Melngailis. „Longitudinal Injection-Plasma Laser of InSb“. In: *Appl. Phys. Lett.* 6 (1965).
- [Mic12] R. Michalzik. *VCSELs: fundamentals, technology and applications of vertical-cavity surface-emitting lasers*. Springer, 2012.
- [Moe11] P. Moeck. „Crystallographic image processing for scanning probe and transmission electron microscopy“. In: *11th IEEE Conference on Nanotechnology, (IEEE-NANO)*. 2011. DOI: 10.1109/NANO.2011.6144304.
- [NA+74] M. Nakamura, K. Aiki u. a. „GaAs–GaAlAs double-heterostructure distributed-feedback diode lasers“. In: *Applied Physics Letters* 25.9 (1974). DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1655559>.
- [ND+62] M. I. Nathan, W. P. Dumke u. a. „stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions“. In: *Applied Physics Letters* 1.3 (1962). DOI: doi : 10.1063/1.1777371.
- [NY+73] M. Nakamura, A. Yariv u. a. „Optically pumped GaAs surface laser with corrugation feedback“. In: *Appl. Phys. Lett.* 20 (1973).
- [OA94] E.P. O'Reilly und A.R. Adams. „Band-structure engineering in strained semiconductor lasers“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 30.2 (1994). DOI: 10.1109/3.283784.
- [OB+05] M. Ortsiefer, S. Baydar u. a. „2.5-mW single-mode operation of 1.55- μ m buried tunnel junction VCSELs“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 17.8 (2005). DOI: 10.1109/LPT.2005.850905.
- [OG+06] M. Ortsiefer, M. Grau u. a. „InP-based VCSELs with buried tunnel junction for optical communication and sensing in the 1,3 μ m–2,3 μ m wavelength range“. In: *IEEE 20th International Semiconductor Laser Conference*. 2006. DOI: 10.1109/ISLC.2006.1708112.
- [OK+98] N. Ohnoki, F. Koyama u. a. „Superlattice AlAs/AlInAs-oxide current aperture for long wavelength InP-based vertical-cavity surface-emitting laser structure“. In: *Applied Physics Letters* 73.22 (1998). DOI: 10.1063/1.122738.

- [OL+99] M. Ortsiefer, M. Lohner u. a. „Low-resistance InGaAs Tunnel junctions on InP for Long-wavelength VCSELs“. In: *Semiconductor and Integrated Optoelectronics, SIOE, Cardiff* (1999).
- [ON+11] M. Ortsiefer, C. Neumeyr u. a. „GaSb and InP-based VCSELs at 2.3 μm emission wavelength for tuneable diode laser spectroscopy of carbon monoxide“. In: *Proc. SPIE 7945* (2011). DOI: 10.1117/12.871561.
- [OS+00a] M. Ortsiefer, R. Shau u. a. „Low-threshold index-guided 1.5 μm long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser with high efficiency“. In: *Applied Physics Letters* 76.16 (2000). DOI: 10.1063/1.126290.
- [OS+00b] M. Ortsiefer, R. Shau u. a. „90 °C continuous-wave operation of 1,83 μm vertical-cavity surface-emitting lasers“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 12.11 (2000). DOI: 10.1109/68.887640.
- [Ort01] M. Ortsiefer. „Langwellige Vertikalresonator-Laserdioden im Materialsystem InGaAlAs/InP“. Dissertation. Walter Schottky Institut der Technischen Universitaet Muenchen, Fakulaet Physik, 2001.
- [Ort14] M. Ortsiefer. „Achievements and prospects for long-wavelength VCSELs in optical sensing applications“. In: *Field Laser Applications in Industry and Research, FLAIR*. 2014.
- [PC+03] S. R. Prakash, L. M. F. Chirovsky u. a. „Reliability of 1.3 micron VCSELs for metro area networks“. In: 2003. DOI: 10.1117/12.482853.
- [PG+13] S. Paul, C. Gierl u. a. „Far-field emission characteristics and linewidth measurements of surface micro-machined MEMS tunable VCSELs“. In: (2013). DOI: 10.1117/12.2004383.
- [PG+15] S. Paul, C. Gierl u. a. „10-Gb/s Direct Modulation of Widely Tunable 1550-nm MEMS VCSEL“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 21.6 (2015). DOI: 10.1109/JSTQE.2015.2418218.
- [PW+97] M. H. Park, L. C. Wang u. a. „Low resistance Ohmic contact scheme ($\mu\text{Ohm cm}^2$) to p-InP“. In: *Applied Physics Letters* 70.1 (1997). ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.119320.
- [Pee00] J. Peerlings. *Mikromechanisch abstimmbare Zweichip-Fabry-Perot-Filter und -Empfaenger fuer Wellenlaengenmultiplex-Systeme*. Shaker Verlag GmbH, 2000. ISBN: 3826571363.
- [Pet88] K. Petermann. *Laser diode modulation and noise*. Springer, 1988. ISBN: 9789027726728.

- [Pfe02] J. Pfeiffer. *Mikromechanisch abstimmbare optische Filter für Wellenlängenmultiplex-Systeme basierend auf InAlGaAs-Verbindungshalbleitern*. Shaker Verlag, 2002. ISBN: 382659746X.
- [Pie99] H. O. Pierson. *Handbook of Chemical Vapor Deposition: Principles, Technology and Applications*. William Andrew, 1999. ISBN: 0815513003.
- [RJ+07] K. H. Rhew, S. C. Jeon u. a. „Reliability Assessment of 1.55- μm Vertical Cavity Surface Emitting Lasers for Optical Communication Systems“. In: *Reliability physics symposium, 2007. proceedings. 45th annual. ieee international*. 2007. DOI: 10.1109/RELPHY.2007.369937.
- [RS+03] F. Riemenschneider, I. Sagnes u. a. „A new concept for tunable long wavelength VCSEL“. In: *Optics Communications* 222.1–6 (2003). DOI: 10.1016/S0030-4018(03)01493-7.
- [Ram68] J. F. Ramsay. „Tubular beams from radiating apertures“. In: *Advances in Microwaves, L. F. Young, Ed. New York: Academic Press* 3 (1968).
- [Rei09] F. Reiche. „Über die anomale Fortpflanzung von Kugelwellen beim Durchgang durch Brennpunkte“. In: *Ann. der Physik* 27 (1909).
- [Rie08] F. Riemenschneider. „Mikromechanisch abstimmbare Laser-Dioden mit Vertikalresonatoren“. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, Fachbereich Elektrotechnik, 2008.
- [SA+83] Y. Suematsu, S. Arai u. a. „Dynamic single-mode semiconductor lasers with a distributed reflector“. In: *IEEE OSA J. Lightwave Tech.* LT-1 (1983), Seite 161.
- [SB+74] D. R. Scifres, R. D. Burnham u. a. „Distributed-feedback single heterojunction GaAs diode laser“. In: *Appl. Phys. Lett.* 25 (1974).
- [SF+04] D. Sun, W. Fan u. a. „Long wavelength-tunable VCSELs with optimized MEMS bridge tuning structure“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 16.3 (2004). DOI: 10.1109/LPT.2004.823743.
- [SI+04] A. Syrbu, V. Iakovlev u. a. „1.55- μm optically pumped wafer-fused tunable VCSELs with 32-nm tuning range“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 16.9 (2004). DOI: 10.1109/LPT.2004.832592.
- [SI+79] H. Soda, K. Iga u. a. „GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 18.12 (1979). DOI: 10.1143/JJAP.18.2329.
- [SLR+01] I. Sagnes, G. Le Roux u. a. „MOCVD InP/AlGaInAs distributed Bragg reflector for 1.55 μm VCSELs“. In: *Electronics Letters* 37.8 (2001), Seite 500. DOI: 10.1049/e1:20010329.

- [SO+04] R. Shau, M. Ortsiefer u. a. „Long-wavelength InP-based VCSELs with buried tunnel junction: properties and applications“. In: *Proc. SPIE 5364* (2004). DOI: 10.1117/12.538668.
- [SP61] D. Slepian und H. O. Pollack. „Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis, and uncertainty“. In: *Bell Syst. Tech. J.* 40 (1961).
- [SS+13] A. Sirbu, G. Suruceanu u. a. „Reliability of 1310 nm Wafer Fused VCSELs“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 25.16 (2013). ISSN: 1041-1135.
- [ST07] B. E. A. Saleh und M. C. Teich. *Fundamentals of photonics*. Hoboken, NJ: Wiley, 2007. ISBN: 978-0-471-35832-9.
- [ST58] A. L. Schawlow und C. H. Townes. „Infrared and optical masers“. In: *Physical Review* 112 (1958).
- [SU+82] K. Sakai, K. Utaka u. a. „1,5 μm range InGaAsP/InP distributed-feedback lasers“. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 18 (1982).
- [SZ+10] S. Schilt, K. Zogal u. a. „Spectral and modulation properties of a largely tunable MEMS-VCSEL in view of gas phase spectroscopy applications“. In: *Applied Physics B* 100.2 (2010). DOI: 10.1007/s00340-010-3898-9.
- [Sha05] R. Shau. *Langwellige oberflächenemittierende Laserdioden mit hoher Ausgangsleistung und Modulationsbandbreite*. 1., Aufl. Verein zur Förderung des Walter Schottky Instituts der Technischen Universität München, 2005. ISBN: 3932749693.
- [Sie86] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986. ISBN: 9780935702118.
- [Sin64] D. C. Sinclair. „Choice of mirror curvatures for gas laser cavities“. In: *Appl. Opt.* 3 (1964).
- [Szw06] R. Szweda. „VCSEL applications diversify as technology matures“. In: *III-Vs Review* 19.1 (2006), Seiten 34–38. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0961-1290\(06\)71477-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0961-1290(06)71477-6).
- [TC+04] J. Thurn, R. F. Cook u. a. „Stress hysteresis and mechanical properties of plasma-enhanced chemical vapor deposited dielectric films“. In: *Journal of Applied Physics* 95.3 (2004). DOI: 10.1063/1.1635647.
- [TJ+05] R. Todt, T. Jacke u. a. „Tunable twin-guide distributed feedback laser diodes with over 9 nm continuous electro-optic tuning range“. In: *Electronics Letters* 41.19 (2005). DOI: 10.1049/e1:20052279.
- [TP+98] P. Tayebati, W. Peidong u. a. „Half-symmetric cavity tunable microelectromechanical VCSEL with single spatial mode“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 10.12 (1998). DOI: 10.1109/68.730467.

- [Tuc85] R.S. Tucker. „High-speed modulation of semiconductor lasers“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 32.12 (1985). DOI: 10.1109/T-ED.1985.22387.
- [UA+84] K. Utaka, S. Akiba u. a. „ $\lambda/4$ -shifted InGaAsP/InP DFB lasers by simultaneous holographic exposure of positive and negative photoresist“. In: *Electron. Lett.* 20 (1984).
- [UP13] O. Ueda und S. J Pearton. *Materials and reliability handbook for semiconductor optical and electron devices*. New York, NY: Springer, 2013. ISBN: 9781461443377 1461443377.
- [VP02] E. Voges und K. Petermann. *Optische Kommunikationstechnik*. Springer, 2002. ISBN: 9783540672135.
- [VT+99] D. Vakhshoori, P. Tayebati u. a. „2 mW CW single-mode operation of a tunable 1550 nm vertical cavity surface emitting laser with 50 nm tuning range“. In: *Electronics Letters* 35.11 (1999). DOI: 10.1049/e1:19990661.
- [WT+02] C. W. Wilmsen, H. Temkin u. a. *Design, Fabrication, Characterization, and Applications*. Cambridge University Press, 2002. ISBN: 9780521006293.
- [WT+91] J.E.A. Whiteaway, G.H.B. Thompson u. a. „Logarithmic gain/current-density characteristic of InGaAs/InGaAlAs/InP multi-quantum-well separate-confinement-heterostructure lasers“. In: *Electronics Letters* 27.4 (1991). DOI: 10.1049/e1:19910215.
- [WV+95] M.S. Wu, E.C. Vail u. a. „Tunable micromachined vertical cavity surface emitting laser“. In: *Electronics Letters* 31.19 (1995). ISSN: 0013-5194.
- [WW+99] T. Wipiejewski, H.-D. Wolf u. a. „VCSELs for datacom applications“. In: *Proc. SPIE 3627* (1999). DOI: 10.1117/12.347093.
- [Wal11] Thomas Walther. „Physik III Vorlesungsnotizen“. Deutsch. Darmstadt, 2011.
- [Wel38] H. Welker. „Über ein elektronentheoretisches Modell des Supraleiters“. In: *Z. f. techn. Phys.* 19 (1938).
- [Wel52] H. Welker. „Über neue halbleitende Verbindungen“. In: *Z. f. Naturforschung* 7a (1952).
- [Wel53] H. Welker. „Über neue halbleitende Verbindungen“. In: *Z. f. Naturforschung* 8a (1953).
- [Wil99] ed. by Carl W. Wilmsen. *Vertical-cavity surface-emitting lasers*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999. ISBN: 0-521-00629-5 ; 0-521-59022-1.

- [XL+11] C. Xie, N. Li u. a. „New high speed VCSEL product development at Emcore“. In: 2011. DOI: 10.1117/12.879027.
- [YC+90] R.H. Yan, Z.M. Chuang u. a. „Simultaneous gain and phase-shift enhancements in periodic gain structures“. In: *Journal of Applied Physics* 67.9 (Mai 1990), Seiten 4387–4389. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.344912.
- [YK86] E. Yablonovitch und E.O. Kane. „Reduction of lasing threshold current density by the lowering of valence band effective mass“. In: *Journal of Lightwave Technology* 4.5 (Mai 1986), Seiten 504–506. DOI: 10.1109/JLT.1986.1074751.
- [YK88] E. Yablonovitch und E.O. Kane. „Band structure engineering of semiconductor lasers for optical communications“. In: *Journal of Lightwave Technology* 6.8 (1988). DOI: 10.1109/50.4133.
- [Yar88] A. Yariv. *Quantum Electronics*. 3. Auflage. John Wiley & Sons, 1988. ISBN: 0471609978.
- [Yu05] S. F. Yu. *Analysis and design of vertical cavity surface emitting lasers*. John Wiley und Sons, 2005. ISBN: 9780471723783.
- [ZG+11] K. Zogal, C. Gierl u. a. „Tuning dynamics of a > 70 nm continuously tunable MEMS-VCSEL with a hybrid curved mirror“. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/EQEC)*. 2011. DOI: 10.1109/CLEOE.2011.5942604.
- [ZG+12] K. Zogal, T. Gruendl u. a. „1.55 μm high-speed MEMS-tunable VCSEL“. In: Band 8276. 2012. DOI: 10.1117/12.908379.
- [ZZ+15] J. Zhang, X. Zhang u. a. „High temperature operating 894.6 nm-VCSELs with extremely low threshold for Cs-based chip scale atomic clocks“. In: *Opt. Express* 23.11 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.014763.
- [Zor94] P. Zorabedian. „Axial-mode instability in tunable external-cavity semiconductor lasers“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 30.7 (1994). DOI: 10.1109/3.299486.

Eigene Beiträge

Veröffentlichungen

- [DG+10] H.A. Davani, C. Grasse u. a. „Widely tunable high-speed bulk-micromachined short-wavelength MEMS-VCSEL“. In: *22nd IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC)*. 2010. DOI: 10.1109/ISLC.2010.5642777.
- [DG+11] H.A. Davani, C. Grasse u. a. „Widely electro thermal tunable bulk-micromachined MEMS-VCSEL operating around 850nm“. In: *Quantum Electronics Conference Lasers and Electro-Optics (CLEO/IQEC/PACIFIC RIM)*. 2011. DOI: 10.1109/IQEC-CLEO.2011.6194011.
- [DG+12] A. Daly, C. Gierl u. a. „10 Gbit/s transmission over 50 km of SMF using MEMS tunable VCSEL“. In: *Electronics Letters* 48.7 (2012). DOI: 10.1049/e1.2012.0405.
- [DK+08] P. Debernardi, B. Koegel u. a. „Modal properties of long-wavelength tunable MEMS-VCSELs with curved mirrors: Comparison of experiment and modeling“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 44.4 (2008). ISSN: 0018-9197.
- [DK+12] H. A. Davani, B. Koegel u. a. „Polarization investigation of a tunable high-speed short-wavelength bulk-micromachined MEMS-VCSEL“. In: *Band 8276*. 2012. DOI: 10.1117/12.908262.
- [GC+09] C. Gierl, G.D. Cole u. a. „Mechanical properties of a movable micro-mirror membrane for electrostatically tunable optical filters and vertical-cavity surface-emitting lasers“. In: *European Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conference. CLEO Europe - EQEC*. 2009. DOI: 10.1109/CLEOE-EQEC.2009.5192925.
- [GG+11a] C. Gierl, T. Gruendl u. a. „Surface micromachined MEMS-tunable VCSELs with wide and fast wavelength tuning“. In: *Electronics Letters* 47.22 (2011). DOI: 10.1049/e1.2011.2737.

- [GG+11b] C. Gierl, T. Gruendl u. a. „Surface micromachined tunable 1.55 μm -VCSEL with 102 nm continuous single-mode tuning“. In: *Optics Express* 19.18 (2011). DOI: 10.1364/OE.19.017336.
- [GG+11c] T. Gruendl, C. Gierl u. a. „First 102 nm ultra-widely tunable MEMS VCSEL based on InP“. In: *IEEE Photonics Conference (PHO)*. 2011, Seiten 911–912. DOI: 10.1109/PHO.2011.6110855.
- [GG+12a] C. Gierl, T. Gruendl u. a. „Linewidth of surface micro-machined MEMS tunable VCSELs at 1.5 μm “. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*. 2012.
- [GG+12b] C. Gierl, T. Gruendl u. a. „Surface micromachined MEMS tunable VCSEL at 1550 nm with > 70 nm single mode tuning“. In: Band 8276. 2012. DOI: 10.1117/12.907800.
- [GG+13] C. Gierl, T. Gruendl u. a. „Widely tunable MEMS-VCSELs operating at $> 70^\circ\text{C}$ “. In: Band 8639. 2013. DOI: 10.1117/12.2004364.
- [GZ+10] T. Gruendl, K. Zogal u. a. „High-Speed and high-power vertical-cavity surface-emitting lasers based on InP suitable for telecommunication and gas sensing“. In: Band 7828. 2010. DOI: 10.1117/12.869555.
- [GZ+11a] C. Gierl, K. Zogal u. a. „Electro thermal and electro statical actuation of a surface micromachined tunable Fabry-Pérot filter“. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*. 2011.
- [GZ+11b] C. Gierl, K. Zogal u. a. „Tuneable VCSEL aiming for the application in interconnects and short haul systems“. In: Band 7959. 2011. DOI: 10.1117/12.881247.
- [GZ+12] T. Gruendl, K. Zogal u. a. „Widely tunable, polarization stable BCB MEMS VCSELs with SWG integration based on InP at 1.55 μm “. In: *23rd IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC), 2012*. 2012. DOI: 10.1109/ISLC.2012.6348325.
- [GZ+13a] T. Gruendl, K. Zogal u. a. „50 nm continuously tunable MEMS VCSEL devices with surface micromachining operating at 1.95 μm emission wavelength“. In: *Semiconductor Science and Technology* 28.01 (2013). ISSN: 0268-1242. URL: <http://tubiblio.ulb.tu-darmstadt.de/72109/>.
- [GZ+13b] T. Gruendl, K. Zogal u. a. „Continuously Tunable, polarization stable SWG MEMS VCSELs at 1.55 μm “. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 25.9 (2013). DOI: 10.1109/LPT.2013.2250276.

- [GZ+14] C. Gierl, K. Zogal u. a. „Tunable MEMS-VCSEL with >140-nm tuning range using tuning range using SiO₂/SiC-based MEMS-DBR“. In: Band 9001. 2014. DOI: 10.1117/12.2041280.
- [JK+07] S. Jochen, Z. Karolina u. a. „Low-temperature grown GaAsSb with sub-picosecond photocarrier lifetime for continuous-wave terahertz applications“. In: Proceedings of Topical Workshop on Heterostructure Microelectronic (TWHM), Kisarazu, Chiba, Japan, Aug. 2007. 2007.
- [JK+09] S. Jatta, B. Koegel u. a. „Bulk-micromachined VCSEL at 1.55 μm With 76-nm single-mode continuous tuning range“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 21.24 (2009). DOI: 10.1109/LPT.2009.2034272.
- [JZ+08] S. Jatta, K. Zogal u. a. „Realization of tunable optical components with ICP-CVD“. In: *Frequenz* 62.3-4 (2008).
- [KZ+08a] B. Koegel, K. Zogal u. a. „Micromachined tunable vertical-cavity surface-emitting lasers with narrow linewidth for near infrared gas detection“. In: Band 7266. 2008. DOI: 10.1117/12.816272.
- [KZ+08b] B. Koegel, K. Zogal u. a. „Small signal dynamics of an electrically-pumped long-wavelength tunable VCSEL“. In: *IEEE 21st International Semiconductor Laser Conference, ISLC*. 2008. DOI: 10.1109/ISLC.2008.4636021.
- [LZ+11] T. von Lerber, K. Zogal u. a. „Saturated collision amplifier for the extended reach Passive Optical Networks: The upstream challenge“. In: *International Topical Meeting on Microwave Photonics Conference, Asia-Pacific, MWP/APMP*. 2011. DOI: 10.1109/MWP.2011.6088735.
- [LZ+12] Q.T. Le, K. Zogal u. a. „Direct DPSK modulation of chirp managed lasers for symmetrical 10-Gbit/s WDM-PONs“. In: *38th European Conference and Exhibition on Optical Communications (ECOC), 2012*. 2012.
- [MJ+07] P. Meissner, S. Jatta u. a. „Widely tuneable VCSELs“. In: Sino-German Symposium on Optical Communication Networks (SOCN), Berlin, Germany, Sept. 2007. 2007. URL: <http://tubiblio.ulb.tu-darmstadt.de/20117/>.
- [MK+09] P. Meissner, B. Koegel u. a. „Widely tuneable micromachined VCSELs“. In: *10th Chitose Int. forum on Photonics Science and Technology, Chitose, Japan*. 2009.
- [PG+13] S. Paul, C. Gierl u. a. „Far-field emission characteristics and linewidth measurements of surface micro-machined MEMS tunable VCSELs“. In: Band 8639. 2013. DOI: 10.1117/12.2004383.

- [RH+09] J. Rausch, P. Heinickel u. a. „Experimental comparison of piezoresistive MEMS and fiber bragg grating strain sensors“. In: *IEEE Sensors*. 2009, Seiten 1329–1333. DOI: 10.1109/ICSENS.2009.5398407.
- [SZ+09] S. Schilt, K. Zogal u. a. „Application of largely tunable MEMS-VCSEL to gas phase derivative spectroscopy“. In: *Proceedings of the 7th International Conference of Tunable Diode Laser Spectroscopy (TDLS)*, Zermatt, Switzerland. 2009, Paper A15.
- [SZ+10] S. Schilt, K. Zogal u. a. „Spectral and modulation properties of a largely tunable MEMS-VCSEL in view of gas phase spectroscopy applications“. In: *Applied Physics B* 100.2 (2010). DOI: 10.1007/s00340-010-3898-9.
- [ZG+11a] K. Zogal, C. Gierl u. a. „Tuning dynamics of a > 70 nm continuously tunable MEMS-VCSEL with a hybrid curved mirror“. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/EQEC)*. 2011. DOI: 10.1109/CLEOE.2011.5942604.
- [ZG+11b] K. Zogal, T. Gruendl u. a. „High speed modulation of a $1.55 \mu\text{m}$ MEMS-tunable VCSEL“. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*. 2011.
- [ZG+12a] K. Zogal, T. Gruendl u. a. „ $1.55 \mu\text{m}$ high-speed MEMS-tunable VCSEL“. In: Band 8276. 2012. DOI: 10.1117/12.908379.
- [ZG+12b] K. Zogal, T. Gruendl u. a. „Singlemode 50nm tunable surface micro-machined MEMS-VCSEL operating at $1.95 \mu\text{m}$ “. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 2012. 2012.
- [ZG+13] K. Zogal, T. Gruendl u. a. „Widely tunable singlemode surface micro-machined MEMS-VCSELs operating at $1.95\text{-}\mu\text{m}$ “. In: Band 8639. 2013. DOI: 10.1117/12.2004257.
- [ZK+08] K. Zogal, B. Koegel u. a. „AM and RIN of a long-wavelength tunable MEMS VCSEL“. In: *Frequenz* 62.3-4 (2008).
- [ZP+15] K. Zogal, S. Paul u. a. „Up to 12-Gbps transmission over 6.3-km SMF using a directly modulated bulk micromachined MEMS tunable VCSEL“. In: *European Conference on Optical Communication (ECOC)*, 2015. 2015. DOI: 10.1109/ECOC.2015.7341970.

Presseberichte

- „Halbleiter-Laser mit Weltrekord in spektraler Breite“, GIT Laborportal, 22. August 2012.
<http://www.git-labor.de/news/aus-der-wissenschaft/halbleiter-laser-mit-weltrekord-spektraler-breite>.

- „TU Darmstadt erzielt größten Wellenlängenbereich“, ElektronikNet, 22. August 2012.
http://www.elektroniknet.de/opto/news/article/90812/0/TU_Darmstadt_erzielt_groessten_Wellenlaengenbereich/.
- „New world record for semiconductor laser“, Pan European Networks, 22. August 2012.
<http://www.paneuropeannetworks.com/detail/news/new-world-record-for-semiconductor-laser-wavelength.html>.
- „Semiconductor Laser Sets Surface-Emission Record“, photonics.com, 23. August 2012.
<http://www.photonics.com/Article.aspx?AID=51691>.
- „Record-breaking laser 1,000 times faster“, The Irish Times, 30. August 2012.
<http://www.irishtimes.com/newspaper/sciencetoday/2012/0830/1224323248868.html>.
- „InP lasers break spectral bandwidth record“, Compound Semiconductor, Volume 18, Number 6, August/September 2012.
- „TU Darmstadt develops 1,5 μm VCSEL with record 100 nm bandwidth, plus first tunable 2 μm laser“, semiconductorToday in „Compounds&AdvancedSilicon“, Vol. 7, Issue 7, September 2012.
- „Laser-chamäleon“, Physik Journal, unter der Rubrik High-Tech. Oktober 2012.
- „Tausendsassa unter den Halbleiter-Lasern“, hoch³ die Zeitung der Technischen Universität Darmstadt. November 2012.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Karolina Hanna Zogal

Geburtsdatum: 16.11.1980

Geburtsort: Wroclaw, Polen

Hochschulausbildung

10/1999–04/2006 – Studium der Materialwissenschaft im Fachgebiet Werkstoffingenieurwesen für Elektronik und Optoelektronik an der Technischen Universität (Politechnika) Wroclaw, Polen

05/2006 – Abschluss: Magister Inzynier (Diplom Ingenieur)

10/2005–05/2006 – Diplomarbeit an der Technischen Universität Darmstadt, Fachbereich Elektro- und Informationstechnik, Fachgebiet Höchstfrequenzelektronik

10/2004–07/2005 – Erasmus-Sokrates Stipendium, Auslandsstudium an der Technischen Universität Darmstadt, Fachbereich Elektro- und Informationstechnik

Berufstätigkeit

06/2006–06/2007 – Wissenschaftliche Mitarbeiterin an der Technischen Universität Darmstadt, Fachbereich Elektro- und Informationstechnik, Fachgebiet Höchstfrequenzelektronik

07/2007–12/2013 – Doktorandin unter der Betreuung von Prof. Dr.-Ing. Peter Meißner an der Technischen Universität Darmstadt, Fachbereich Elektro- und Informationstechnik, Institut für Mikrowellentechnik und Photonik

06/2014–09/2015 – Entwicklungsingenieurin bei X-FAB Semiconductor Foundries AG

seit 10/2015 – Entwicklungsingenieurin bei Infineon Technologies AG

Regensburg, den 06.07.2016

Karolina Hanna Zogal