

ulm university universität
uulm

Modifikation der Doppelbrechung in Vertikallaserdioden für spin-basierte optische Datenübertragung

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

(DR.-ING.)

der Fakultät für Ingenieurwissenschaften, Informatik und Psychologie
der Universität Ulm

von

M. Sc. Tobias Pusch

aus Mölln

Gutachter:	apl. Prof. Dr.-Ing. Rainer Michalzik
	Prof. Dr. rer. nat. Thorsten Ackemann
Amtierender Dekan:	Prof. Dr.-Ing. Maurits Ortmanns

Ulm, 13. Oktober 2020

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung und Motivation **1**

2 VCSEL-Theorie **4**

2.1 Aufbau 5

2.1.1 Bragg-Spiegel 6

2.2 Schwellgewinn und Schwellstrom 10

2.3 Einfluss der Temperatur 11

2.4 Polarisationsverhalten 13

2.5 Polarisationsdynamik 19

3 Erhöhung der Doppelbrechung mittels mechanischer Verspannung **24**

3.1 Messaufbau zu Lasercharakterisierung 24

3.2 Biegehalter für direkte mechanisch induzierte Verspannung 27

3.2.1 Charakterisierung des Doppelbrechungsverhaltens 30

3.3 Indirekter Spannungseintrag als Miniaturisierungsansatz 35

3.3.1 VCSEL mit einer Wellenlänge von 1300 nm 38

3.3.2 Biegehalter-Design für verringerte Strahlablenkung 43

3.4 FEM-Simulation zur Abschätzung der eingebrachten Kristallverspannung . 45

4 Piezoelektrische Substrate zur Doppelbrechungsänderung **53**

5 VCSEL mit thermisch durchstimmbarer Doppelbrechung 63

5.1 Erste Arbeiten zum thermischen Durchstimmen 64

5.2 Monolithisch integrierter Ansatz zur Doppelbrechungserhöhung 72

5.2.1 Simulationen zum asymmetrischen Heizen 73

5.2.2 Prozessierung im Reinraum 79

5.2.3 Experimentelle Charakterisierung 86

6 VCSEL mit integriertem Oberflächengitter 99

6.1 Prozessierung im Reinraum 103

6.2 Charakterisierung der Bauelemente 110

7 Hohe Doppelbrechung für ultraschnelle Polarisationsmodulation 114

8 Zusammenfassung und Ausblick 118

A Layouts von Lithographiemasken 121

A.1 VCSEL-Design zum asymmetrischen Heizen 121

A.2 VCSEL mit integriertem Oberflächengitter 122

B Reinraumrezepte 124

B.1 Integration von Leiterbahnen auf einen bestehenden VCSEL-Chip 124

B.2 VCSEL-Design zum asymmetrischen Heizen 125

B.3 VCSEL mit integriertem Oberflächengitter 127

Abkürzungsverzeichnis 130

Eigene Publikationen 137

Literaturverzeichnis 144

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Im Jahr 1977 wurde von Kenichi Iga erstmals ein Konzept für eine vertikal emittierende Laserdiode aufgezeigt und zwei Jahre später der erste Laser mit einer Laserkavität und dem emittiertem Laserlicht orthogonal zur Kristalloberfläche erfolgreich getestet [1]. Vertikallaserdioden (engl. **v**ertical-**c**avity **s**urface-**e**mitting **l**aser, **VCSEL**) sind in der kurzreichweitigen Datenübertragung die vorherrschenden Emitter aufgrund ihrer herausragenden Eigenschaften wie hoher Quanteneffizienz, geringem Schwellstrom, hoher Einkopplungseffizienz in optische Fasern und der Möglichkeit, zweidimensionale (2D) Arrays zu nutzen [2, 3]. Bei der Datenübertragung über kurze Entfernungen, wie z.B. in Datenzentren, werden kompakte Übertragungssysteme priorisiert. Um die Nachfrage nach immer größeren Datenmengen zu befriedigen, liegt der Schwerpunkt der Forschung auf der Realisierung von höheren Bitraten sowie der Verringerung der benötigten Energie pro übertragenem Bit [4, 5]. Die Resonanzfrequenz f_R als Orientierung für die maximale Modulationsfrequenz eines VCSELs bei Intensitätsmodulation kann durch

$$f_\mathrm{R} \approx \frac{1}{2\pi}\sqrt{v_\mathrm{g} a S/\tau_\mathrm{p}} \tag{1.1}$$

beschrieben werden, mit der Gruppengeschwindigkeit v_g, dem differentiellen Gewinn a, der Photonendichte S und der Photonenlebensdauer τ_p [6]. Es konnte gezeigt werden, dass durch eine Verkleinerung des aktiven Durchmessers und durch Optimierung der Schichtstruktur hinsichtlich des Bauteilwiderstands die Verlustleistung reduziert werden kann [7–9]. Zur Erhöhung der Modulationsfrequenz wird der Laser bei einem Strom bis kurz vor dem thermischen Überrollen betrieben. Zusätzlich kann die Kavität verkleinert werden, um die Photonendichte zu erhöhen [10]. Eine Verringerung der Reflektivität, z.B. durch Anätzen des oberen Spiegels, minimiert die Photonenlebensdauer, was sich positiv auf die Modulationsfrequenz auswirkt [9, 11], jedoch eine Erhöhung des Schwellstroms zur

Folge hat. Um die Datenraten bei kommerziell erhältlichen VCSELn mit Werten von 25–28 Gbit/s weiter zu erhöhen, werden andere Ansätze verfolgt. Hier wurden mit Hilfe einer elektrischen Schaltung zur Glättung des Transmittersignals (engl. transmitter equalisation) Datenraten von bis zu 71 Gbit/s [12–14] und durch höherwertige Modulationsformate Datenraten von bis zu 150 Gbit/s erreicht [15–18]. Bei allen hier genannten Arbeiten steigt allerdings die Systemkomplexität und der Energieverbrauch an, was wiederum den anfangs angesprochenen Anforderungen entgegensteht. Um nun hohe Datenraten bei geringer Systemkomplexität und hoher Energieeffizienz zu erhalten, muss eine schnellere Dynamik des Emitters realisiert werden. Für die gebräuchliche Intensitätsmodulation von VCSELn liegt die maximale Bandbreite des Emitters (Abfall der empfangenen elektrischen Modulationsleistung um 3 dB zum Wert ohne Modulation) momentan bei 35 GHz [19], wobei keine substantielle Erhöhung dieses Wertes in naher Zukunft absehbar ist. Eine mögliche Alternative, um diese Limitierung zu überwinden, könnte in der wesentlich schnelleren Polarisationsdynamik von VCSELn liegen [20–22]. Hierbei ist die Doppelbrechungsaufspaltung B, welche dem Frequenzunterschied zwischen den linearen Polarisationsmoden der Grundmode eines einmodigen Lasers entspricht, ein entscheidender Faktor. So wurde gezeigt, dass beim Einbringen von Ladungsträgern mit einer spezifischen Spininformation in den VCSEL eine Polarisationsoszillation angestoßen werden kann [22, 23]. Diese Oszillation ist eine Schwebung, also die Überlagerung der beiden linearen Polarisationsmoden, und oszilliert nahezu mit der Frequenzdifferenz der Moden. Für die Resonanzfrequenz der Polarisationsdynamik $\tilde{f}_\mathrm{R}$ gilt [24]

$$\tilde{f}_\mathrm{R} \approx B \approx \frac{\gamma_\mathrm{p}}{\pi}, \tag{1.2}$$

mit γ_p dem linearen Doppelbrechungsfaktor. Die Doppelbrechung in einem VCSEL entspricht der Differenz der Brechungsindizes der beiden Polarisationsachsen und resultiert damit in der oben genannten Frequenzaufspaltung. Ein Vergleich zwischen der Intensitätsdynamik und der Polarisationsdynamik ist in Abb. 1.1 zu sehen. Die hier gezeigten simulierten Ergebnisse zeigen zum einen die Abhängigkeit der Intensitätsmodulation vom Arbeitsstrom, während die Polarisationsdynamik durch den Faktor γ_p dominiert wird. Zum anderen ist deutlich die Limitierung der Intensitätsdynamik im Vergleich zur Polarisationsdynamik zu erkennen. Somit verdeutlicht die Abbildung das enorme Potential der Polarisationsdynamik mit Modulationsfrequenzen des Emitters von mehreren hundert Gigahertz für ultra-schnelle Datenübertragung. Eine deutliche Erhöhung der Doppelbrechungsaufspaltung ist essentiell, um dieses Potential nutzen zu können.

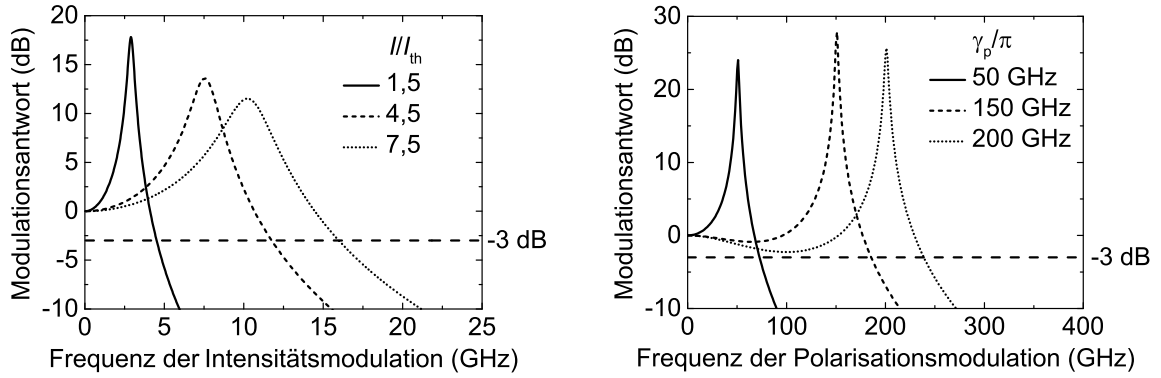


Abbildung 1.1: Modulationsantwort eines VCSELs bei steigender Frequenz der Intensitätsmodulation für verschiedene Ströme I, welche auf den Schwellstrom I_{th} normiert sind (links). Modulationsantwort eines VCSELs bei Erhöhung der Modulationsfrequenz des Polarisationszustandes für verschiedene Werte des linearen Doppelbrechungsfaktors γ_{p} (rechts). Der charakteristische $-3\,\mathrm{dB}$-Wert ist als horizontale gestrichelte Linie zu erkennen. In Anlehnung an [24].

Aus diesem Grund konzentriert sich diese Arbeit auf die Manipulation der Doppelbrechung in VCSELn als entscheidenden Faktor für ultraschnelle Polarisationsmodulation. Hierbei geht das zweite Kapitel auf die Grundlagen von Vertikallaserdioden mit Schwerpunkt Polarisationsverhalten und Doppelbrechung ein und gibt außerdem einen Einblick in die Spindynamiken von VCSELn und wie diese genutzt werden können. In den darauf folgenden Kapiteln werden verschiedene Ansätze zur Doppelbrechungsmanipulation beleuchtet. Als erstes wird gezeigt, wie man extrem hohe Doppelbrechungsaufspaltungen durch mechanisch eingebrachte Verspannung mit Hilfe von Biegemechanismen und Piezoaktoren realisieren kann. Für spätere Anwendungen werden monolitisch integrierte Lösungen angestrebt. Hierfür werden neue VCSEL-Geometrien zum Einbringen von thermisch induzierter Verspannung mittels asymmetrischem Heizen entwickelt und umgesetzt. Auch die Integration von Oberflächengittern auf der Austrittsfacette des Lasers für permanent hohes B bei minimaler Beeinflussung der VCSEL-Charakteristika wird vorgestellt. In Kapitel 7 werden die weiterführenden Arbeiten zur Spin-Injektion mit den vorher präsentierten Mechanismen zur Doppelbrechungsmanipulation gezeigt. Abschließend folgt eine Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse sowie ein Ausblick auf mögliche zukünftige Arbeiten.

Kapitel 2

VCSEL-Theorie

Wie in Kapitel 1 beschrieben, liegt der Fokus dieser Arbeit auf der Erhöhung der Doppelbrechungsaufspaltung in VCSELn und wie diese erreicht werden kann. Hierzu wird zuerst auf den Aufbau und die Funktionsweise von VCSELn eingegangen. Im späteren Verlauf werden vertiefend die Besonderheiten der Polarisationseigenschaften sowie die Nutzung des VCSELs in der optischen Datenübertragung aufgezeigt. Da wie vorher erwähnt die gezielte Manipulation des Ladungsträgerspins eine Rolle spielt, gehen wir abschließend auf die Spindynamiken im VCSEL ein, welche über das sogenannte Spin-Flip-Modell beschrieben werden können.

Laser (engl. **l**ight **a**mplification by **s**timulated **e**mission of **r**adiation) sind durch ihre Eigenschaften wie monochromatische Abstrahlung und ihre räumliche und zeitliche Kohärenz des Lichts aus vielen Anwendungsbereichen nicht mehr wegzudenken. Ein Laser besteht im allgemeinen aus einem aktiven Medium, welches sich zwischen zwei Spiegeln mit hoher Reflektivität befindet. Diese bilden den sogenannten Resonator. Halbleiterlaser sind hierbei eine wichtige Untergruppe. Bei Halbleiterlasern hängen die spektralen Charakteristika stark vom Halbleitermaterial ab, z.B. der Bandlückenenergie E_g oder dem Brechungsindex $\bar{n}$. Die Rückkopplung des Lichts wird entweder durch die Kristallfacetten der Struktur, welche durch das Brechen des Kristalls entstehen, gewährleistet (**F**abry-**P**érot **r**esonator, **FPR**) oder über die Integration eines Beugungsgitters (engl. **d**istributed **f**eed-**b**ack, **DFB** und **d**istributed **B**ragg **r**eflector, **DBR**) [25, 26]. Eine nähere Betrachtung hierzu erfolgt in Abschnitt 2.1.1. Seit seiner ersten Erwähnung im Jahr 1977 hat sich der VCSEL zu einem der bedeutendsten Halbleiterlaser, unter anderem im Bereich der Datenübertragung über kurze Entfernungen, entwickelt. Folgende Eigenschaften sind dabei hervorzuheben [3, 27]:

- Laserleistung $> 1\,\mathrm{mA}$ bei einem Schwellstrom $< 1\,\mathrm{mA}$

- Stabile Intensitätsmodulation bis zu 35 GHz [19]
- gaußförmiges Laserprofil, geringe Divergenz
- Funktionsfähig bei Temperaturen bis zu etwa +125 °C
- Laseremission orthogonal zur Oberfläche → Nutzung von ein- und zweidimensionalen Arrays möglich
- Funktionsprüfung der einzelnen Laser direkt auf dem Wafer möglich (Kostenreduzierung)
- Betriebslaufzeit bis zu zehn Millionen Stunden bei Raumtemperatur

2.1 Aufbau

In Abb. 2.1 ist die typische Schichtstruktur eines oberseitig emittierenden elektrisch gepumpten AlGaAs-VCSELs im Querschnitt dargestellt. Wir beziehen uns in diesem Abschnitt, wenn nicht anders gekennzeichnet, auf die Quellen [3] und [27]. Zum Wachsen der verschiedenen Schichten werden Molekularstrahlepitaxie (engl. **m**olecular **b**eam **e**pitaxy, **MBE**) oder metallorganische Gasphasenepitaxie (engl. **m**etal **o**rganic **v**apour **p**hase **e**pitaxy, **MOVPE**) verwendet. Beim Wachsen von GaAs/AlGaAs-Schichten kommt es aufgrund der nahezu identischen Gitterparameter nur zu minimalen Gitterverspannungen [28]. Die aktive Zone, bestehend aus wenigen GaAs-Quantenfilmen mit Dicken im Bereich von 10 nm, bildet mit den darüber und darunter angeordneten p- bzw. n-dotierten Bragg-Spiegeln den Laserresonator. Für den hier gezeigten sogenannten Top-Emitter werden im p-dotierten Bereich weniger Spiegelpaare gewachsen, um das Austreten des Laserlichts an der oberen Facette zu begünstigen. Typischerweise wird der VCSEL auf n-dotiertes GaAs-Substrat aufgewachsen, da hier die Kristallqualität, welche sich auf die Gleichmäßigkeit der prozessierten Laser über den Wafer auswirkt, wesentlich besser als bei p-dotiertem Substrat ist. Das Substrat, mit einer Dicke von mehreren hundert Mikrometer, dient der Vorgabe der Kristallstruktur, der Stabilisierung und der besseren Handhabung und ist wesentlich dicker als die Gesamtdicke der Kristallschichten für die Lasertätigkeit im Bereich von 10 μm. Für einen Laser mit Laseraustritt an der Unterseite (Bottom-Emitter) muss entsprechend die Anzahl der Spiegelpaare gegenüber dem oberen Reflektor reduziert werden. Bei einer Wellenlänge von 850 nm ist es zusätzlich notwendig das Substrat zu entfernen, um eine Absorption in diesem Bereich zu verhindern. Diese Art

von VCSEL spielt in dieser Arbeit keine Rolle, weshalb hier nicht weiter darauf eingegangen wird. Der Stromeintrag wird über eine Metallisierung an der Ober- und Unterseite des Lasers realisiert. Der Metallkontakt auf der Oberfläche wird ringförmig angelegt, um die Austrittsfacette frei zu halten. Für Lasertätigkeit ist es notwendig, hohe Stromdichten in der aktiven Zone zu realisieren. Um trotzdem kleine Schwellströme zu erhalten, muss der Stromfluss nahe der aktiven Zone auf einen kleinen Bereich fokussiert werden. Methoden, um dies umzusetzen, sind z.B. Mesa-Ätzungen (Ätzen der oberen Schichten bis unterhalb der aktiven Zone) [29] oder Protonenimplantation für hohe elektrische Widerstände am Randbereich [30]. Die verbreitetste Methode ist das Erzeugen einer Oxidblende zur Stromführung. Hierbei wird eine wenige 10 nm dicke $Al_xGa_{1-x}As$-Schicht mit extrem hohem Al-Anteil ($x = 96$–$100\,\%$) oberhalb der aktiven Zone eingebracht und mittels Wasserdampf bei hohen Temperaturen ($\approx 400°C$) teil-oxidiert. Nasse Oxidation zeichnet sich durch hohe Prozessstabilität und Reproduzierbarkeit aus [31,32]. Im Abschnitt 5.2.2 wird nochmals im Detail auf den Oxidationsprozess eingegangen.

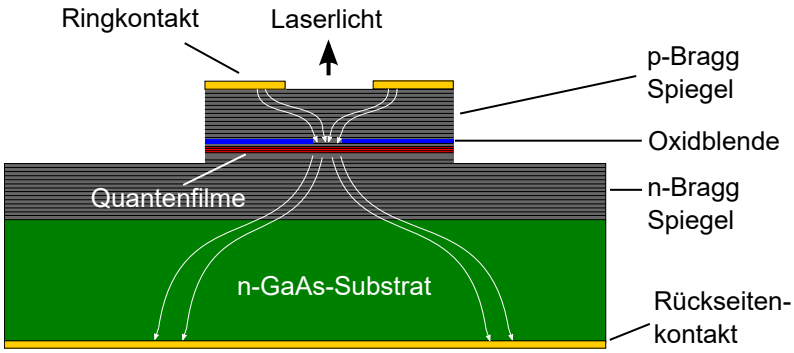


Abbildung 2.1: Querschnitt eines oberseitig emittierenden, selektiv oxidierten VCSELs mit Schichtstruktur. Die eingezeichneten weißen Linien beschreiben den Strompfad.

2.1.1 Bragg-Spiegel

Wie vorher schon erwähnt, werden in VCSELn Bragg-Gitter zur Erzeugung hoher Reflektivitäten genutzt. Die Spiegelpaare sind so aufgebaut, dass sich hohe und niedrige Brechungsindizes abwechseln mit einer Dicke von $\lambda/4\bar{n}$ (d.h. einem Viertel der Materialwellenlänge) pro Spiegelschicht. Bei diesen Parametern kommt es zu konstruktiver Interferenz und somit sorgt jedes weitere Spiegelpaar für eine Erhöhung der Reflektivität. Ausgehend von der inneren Kavität müssen die Spiegelpaare mit einer Schicht mit niedrigem Brechungsindex beginnen, gefolgt von einer Schicht mit einem höheren Brechungsindex. Da bei einem Standard-Top-Emitter im oberen Bereich beim Übergang zu Luft ein

kleiner Brechungsindex von $\bar{n}_\mathrm{L} \approx 1$ und im unteren Bereich ein hoher Brechungsindex $\bar{n}_\mathrm{s}$ (z.B. GaAs bei einem AlGaAs-VCSEL) vorliegt, muss im unteren Bereich zusätzlich eine weitere Spiegelschicht eingebaut werden. Es ergeben sich folgende Sequenzen für den oberen bzw. unteren Bragg-Reflektor mit einer Welle ausgehend von einem Material mit Brechungsindex $\bar{n}_\mathrm{c}$

$$\bar{n}_\mathrm{c} \mid (\bar{n}_1 \mid \bar{n}_2)^{M_\mathrm{Bt}} \mid \bar{n}_\mathrm{L} \qquad \text{bzw.} \qquad \bar{n}_\mathrm{c} \mid (\bar{n}_1 \mid \bar{n}_2)^{M_\mathrm{Bb}} \mid \bar{n}_1 \mid \bar{n}_\mathrm{s}. \tag{2.1}$$

$\bar{n}_1$,$\bar{n}_2$ entsprechend den Brechungsindizes der Spiegelschichten, wobei $\bar{n}_1 < \bar{n}_2$. $M_\mathrm{Bt,Bb}$ steht hierbei für die Anzahl der Spiegelpaare oberhalb bzw. unterhalb der aktiven Zone. Im Gegensatz zu Kantenemittern (engl. **e**dge-**e**mitting **l**aser, **EEL**) hat der VCSEL nur eine sehr kurze Verstärkungslänge, weshalb für Lasertätigkeit Reflektivitäten von $\approx 97\,\%$ überschritten werden müssen. Dies lässt sich nur mit einer hohen Anzahl an Spiegelpaaren realisieren. Die maximale Reflektivität bei der Bragg-Wellenlänge wird berechnet über [3, 33]

$$R_\mathrm{t,b} = \left(\frac{1 - b_\mathrm{t,b}}{1 + b_\mathrm{t,b}}\right)^2 \tag{2.2}$$

mit

$$b_\mathrm{t} = \frac{\bar{n}_\mathrm{L}}{\bar{n}_\mathrm{c}} \left(\frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_2}\right)^{2M_\mathrm{Bt}} \qquad \text{und} \qquad b_\mathrm{b} = \frac{\bar{n}_1^2}{\bar{n}_\mathrm{c}\bar{n}_\mathrm{s}} \left(\frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_2}\right)^{2M_\mathrm{Bt}}. \tag{2.3}$$

Betrachtet man nun ein Reflexionsspektrum eines VCSELs, tritt um die Bragg-Wellenlänge herum ein sogenanntes Stoppband auf. Dieses bezeichnet einen Wellenlängenbereich, indem die Reflektivität gleichbleibend hoch ist. Die Breite dieses Bereichs ist dabei proportional zur Differenz zwischen den Brechungsindizes der einzelnen Schichten

$$\Delta\lambda_\mathrm{stop} = \frac{2\lambda_\mathrm{B}\Delta\bar{n}_\mathrm{B}}{\pi\langle\bar{n}_\mathrm{gr}\rangle}, \tag{2.4}$$

wobei gilt

$$\Delta\bar{n}_\mathrm{B} = |\bar{n}_1 - \bar{n}_2| \tag{2.5}$$

sowie

$$\bar{n}_\mathrm{gr} = \bar{n} - \frac{\lambda d\bar{n}}{d\lambda}. \tag{2.6}$$

λ_B bezeichnet die Bragg-Wellenlänge, $\Delta\bar{n}_\mathrm{B}$ den Brechungsindexunterschied zwischen den einzelnen Spiegelschichten und $\langle\bar{n}_\mathrm{gr}\rangle$ steht für die räumliche Mittelung des Gruppenindexes bei Berücksichtigung der wellenlängenabhängigen Indexänderung. Aus diesem Grund wäre bei einem AlGaAs-VCSEL ein Schichtsystem aus AlAs/GaAs für einen maximalen Bre-

chungsindexunterschied ideal. In Abb. 2.2 ist ein simuliertes luftseitiges Reflexionsspektrum eines kompletten Top-Emitters mit 18 oberseitigen und 18,5 unterseitigen AlAs/GaAs-Spiegelpaaren und drei InGaAs-Quantenfilmen für eine Bragg-Wellenlänge von $\lambda_B = 923\,\text{nm}$ dargestellt. Der Abstand zwischen dem oberen und unteren DBR beträgt 264 nm, was einer Materialwellenlänge entspricht.

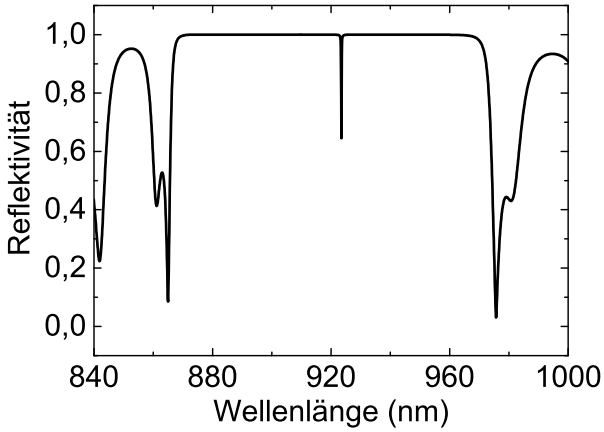


Abbildung 2.2: Unter Verwendung der Transfermatrixmethode simuliertes Reflexionsspektrum eines VCSELs. Ein Einbruch der Reflektivität bei der Bragg-Wellenlänge $\lambda_B = 923\,\text{nm}$ ist zu erkennen.

In der Simulation wird auf die sogenannte Transfermatrixmethode (TMM) entlang einer Raumrichtung (1D) zurückgegriffen. Die TMM ermöglicht die Berechnung des elektrischen Feldes einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle, welche ein Schichtsystem durchläuft [34, 35]. Wie in Abb. 2.2 gezeigt, lässt sich mit Hilfe des ermittelten elektrischen Feldes zusätzlich das Reflexionsspektrum einer solchen Struktur berechnen. Im gezeigten Fall besteht diese, wie vorher erwähnt, aus mehreren Spiegelpaaren oberhalb und unterhalb der Kavität. Der Einbruch der Reflektivität bei der Bragg-Wellenlänge bestätigt das Vorhandensein einer Kavitätsmode im Resonator. Das Stoppband links und rechts der Bragg-Wellenlänge hat dabei jeweils eine Breite von ca. 50 nm. Die Verwendung von Schichtsystemen aus AlAs/GaAs kann bei realen Bauteilen Probleme verursachen. So kommt es bei frei liegenden AlAs-Schichten in normaler Arbeitsumgebung zu einer rapiden Oxidation, während GaAs-Spiegelschichten gerade bei einer in der Kurzreichweitendatenübertragung verwendeten Wellenlänge von 850 nm stark absorbierend sind. Zusätzlich konnte gezeigt werden, dass durch einen nahezu kontinuierlichen Übergang von hohem zu niedrigem Brechungsindex (bzw. umgekehrt) zwischen den Spiegelschichten der elektri-

sche Widerstand stark verringert wird [36, 37]. Die Bedingung, bei welcher Wellenlänge sich eine stabile Mode in einer Kavität ausbildet, lässt sich schreiben als

$$\langle \bar{n} \rangle L_{\mathrm{Kav}} = \frac{m\lambda}{2}, \tag{2.7}$$

mit $\langle \bar{n} \rangle$ dem mittleren räumlichen Brechungsindex, L_{Kav} der Kavitätslänge und m einer positiven ganzen Zahl. Für eine hohe Injektionseffizienz ist es notwendig, dass die Quantenfilme im Maximum des elektrischen Feldes der Kavitätsmode liegen. Diese Bedingung liegt erstmals bei $m = 2$ vor. Liegt die Wellenlänge des elektrischen Feldes bei der Bragg-Wellenlänge, entspricht L_{Kav} der Länge zwischen den inneren Bragg-Spiegeln. Weicht man jedoch von der Bragg-Wellenlänge ab (höhere longitudinale Mode) kommt es zu einer wellenlängenabhängigen Phasenänderung. Während vorher die Phasenverschiebung bei einem Durchlauf (hin und zurück) mit der Länge L_{Kav} 2π betrug, muss für höhere longitudinale Moden die Kavitätslänge angepasst werden, um die Phasenänderung zu kompensieren. Die resultierende effektive Kavitätslänge L_{eff} besteht somit aus dem Abstand L_{Kav} zwischen den inneren Bragg-Spiegeln sowie der jeweiligen Eindringtiefe $l_{\mathrm{eff,t}}$ und $l_{\mathrm{eff,b}}$ in den oberen bzw. unteren Bragg-Spiegel. Es gilt

$$L_{\mathrm{eff}} = L_{\mathrm{Kav}} + l_{\mathrm{eff,b}} + l_{\mathrm{eff,t}}, \tag{2.8}$$

mit

$$l_{\mathrm{eff,t,b}} \approx \frac{\lambda_{\mathrm{B}}}{4\Delta\bar{n}_{\mathrm{B}}} \tag{2.9}$$

für eine Reflektivität $R \approx 1$. Der longitudinale Modenabstand lässt sich über

$$\Delta\lambda_{\mathrm{l}} \approx \frac{\lambda^2}{2L_{\mathrm{eff}}\langle \bar{n}_{\mathrm{gr}} \rangle} \tag{2.10}$$

bestimmen. Mit $l_{\mathrm{eff,t,b}}$ im Bereich von ca. 400 nm und $L_{\mathrm{Kav}} = 264\,\mathrm{nm}$ für das simulierte Schichtsystem aus Abb. 2.2 erhält man $L_{\mathrm{eff}} \approx 1{,}1$ μm. Dies resultiert in $\Delta\lambda_{\mathrm{l}} \approx 110\,\mathrm{nm}$. Bei geringer Ausdehnung der Kavität von einer Materialwellenlänge ($m = 2$) in VCSELn in Verbindung mit dem großen Modenabstand, kann sich nur eine longitudinale Mode ausbilden. Die Anzahl der transversalen Moden ist abhängig von der Breite der Kavität, welche sich z.B. über die Oxidblende steuern lässt.

2.2 Schwellgewinn und Schwellstrom

Gewinn und Verluste sind die ausschlaggebenden Parameter in einem Laser. Man spricht von Gewinn bzw. Verstärkung wenn es zu einer Erhöhung der Photonendichte im Resonator kommt. Zur Beschreibung des Gewinns wird der Gewinnkoeffizient g verwendet. Wir gehen anfangs von einem Photon mit der Energie E_{ph1} im Resonator aus. Dieses Photon ist nun in der Lage, eine Rekombination eines Elektron-Loch-Paares in der aktiven Zone zu stimulieren ohne selber absorbiert zu werden. Bei der Rekombination wird ein weiteres Photon erzeugt mit der Energie E_{ph2}, wobei gilt $E_{\mathrm{ph2}} = E_{\mathrm{ph1}}$. Somit befindet sich nach dieser stimulierten Emission ein weiteres Photon im Resonator. Zusätzlich besitzen beide Photonen weitere identische Eigenschaften wie Schwingungsphase, Bewegungsrichtung und Polarisation. Dieser Verstärkung entgegen stehen Verluste, also Mechanismen, bei denen Photonen dem System entzogen werden. Typische Beispiele hierfür sind Absorption durch freie Ladungsträger in den dotierten Bragg-Spiegeln sowie Verluste durch Beugung und Streuung in der Kavität, wobei die Beugungsverluste aufgrund der geringen Kavitätsgröße in VCSELn noch verstärkt werden [27, 38]. Die Schwellbedingung in einem Fabry-Pérot-Resonator lässt sich schreiben als

$$g_{\mathrm{th}} = \alpha_{\mathrm{i}} - \frac{1}{L}\ln(r_{\mathrm{t}} r_{\mathrm{b}}), \tag{2.11}$$

mit g_{th} dem Schwellgewinn, α_{i} dem Koeffizienten für die intrinsischen Verluste und $r_{\mathrm{t,b}}$ den Amplitudenreflektivitäten der Spiegel [39]. Der Zusammenhang zwischen Schwellstrom I_{th} und Schwellgewinn g_{th} in VCSELn lässt sich über die Ladungsträgerdichte bestimmen. Um Lasertätigkeit zu erhalten, müssen durch z.B. elektrisches Pumpen genügend Elektronen-Loch-Paare erzeugt werden, die jeweils unter Ausstrahlen eines Photons rekombinieren. Wenn sich die Lasermode am Maximum des Gewinnspektrums befindet, gilt [40, 41]

$$g_{\mathrm{th}} \approx g_1 \cdot \ln\left(\frac{n_{\mathrm{th}}}{n_{\mathrm{t}}}\right). \tag{2.12}$$

Dabei steht g_1 für eine empirisch bestimmbare Gewinn-Konstante, n_{th} für die Ladungsträgerdichte an der Laserschwelle und n_{t} für die sogenannte Transparenzladungsträgerdichte. n_{t} bezeichnet die Schwelle, ab der Verstärkung im Laser einsetzt. Die Schwellstromdichte j_{th} lässt sich schreiben als [3]

$$j_{\mathrm{th}} = \frac{q d_{\mathrm{a}} n_{th}}{\eta_{\mathrm{I}} \tau_{\mathrm{sp}}} \tag{2.13}$$

mit q der Elementarladung, d_a der Gesamtdicke der vorhandenen Quantenfilme, η_I der Injektionseffizienz beim elektrischen Pumpen des Lasers und τ_sp der Ladungsträgerlebensdauer bei spontaner Rekombination, wobei gilt $\tau_\mathrm{sp}(n)$. Unter Berücksichtigung von (2.12) erhalten wir

$$j_\mathrm{th} \approx \frac{q d_\mathrm{a}}{\eta_\mathrm{I} \tau_\mathrm{sp}} \cdot n_\mathrm{t} \exp(g_\mathrm{th}/g_1). \tag{2.14}$$

Der Schwellstrom I_th hängt mit der Schwellstromdichte j_th über

$$I_\mathrm{th} = A_\mathrm{a} j_\mathrm{th} \tag{2.15}$$

zusammen, bei konstanter Schwellstromdichte über der Fläche A_a der aktiven Zone.

2.3 Einfluss der Temperatur

VCSEL unterscheiden sich in ihrem Temperaturverhalten stark von typischen Fabry-Pérot-EEL. Die Änderung der Emissionswellenlänge bei Änderung der Temperatur ist bei VCSELn hauptsächlich beeinflusst durch die Änderung des Brechungsindexes im Resonator und zu einem geringen Teil durch die Ausdehnung (Längenänderung) des Kristalls. Die dominante Abhängigkeit von der Resonanzwellenlänge der Kavität und nicht vom Verstärkungsspektrum im Laser kann auf die kurze Kavitätslänge zurückgeführt werden. Bei Änderung der Temperatur im VCSEL, z.B. durch Erhöhung des Arbeitsstroms, kommt es zu einer Verschiebung der Emissionswellenlänge mit einem Verschiebungsfaktor $\delta\lambda_\mathrm{M}/\delta T \approx 0.07\,\mathrm{nm/K}$, abhängig von der verwendeten Halbleiterstruktur. Im Gegensatz dazu verschiebt sich das Gewinnspektrum weitaus schneller mit dem Faktor $\delta\lambda_\mathrm{G}/\delta T \approx 0.32\,\mathrm{nm/K}$ [3]. Die Verschiebung des Gewinns hängt mit der Veränderung der Bandlückenenergie bei Temperaturänderung zusammen. Der minimale Schwellstrom tritt auf, wenn es zu einem Überlappen der Mode mit dem maximalen Gewinn auf der Wellenlängenachse kommt [42, 43]. Aufgrund der unterschiedlichen Verschiebungsfaktoren muss die VCSEL-Struktur, unter Berücksichtigung der Erwärmung bei Betrieb, optimiert werden. Eine Temperaturänderung eines VCSELs lässt sich über zwei Faktoren realisieren. Zum einen extern über z.B. eine Änderung der Substrattemperatur mittels eines Peltierelements und zum anderen über eine Änderung des Laserstroms I_L und somit der dissipierten Leistung P_diss im Laser. Hierbei gilt der Zusammenhang

$$P_\mathrm{diss} = \frac{\Delta T}{R_\mathrm{Th}}, \tag{2.16}$$

mit ΔT der Änderung der Temperatur und R_{Th} dem thermischen Widerstand. P_{diss} lässt sich schreiben als

$$P_{\mathrm{diss}} = P_{\mathrm{el}} - P_{\mathrm{L}}, \tag{2.17}$$

wobei $P_{\mathrm{el}} = U_{\mathrm{L}} I_{\mathrm{L}}$, mit der angelegten Spannung am Laser U_{L}, der eingebrachten elektrische Leistung und P_{L} der resultierenden optischen Ausgangsleistung des Lasers entspricht. Der thermische Widerstand lässt sich über [44]

$$R_{\mathrm{Th}} = \frac{1}{2k_{\mathrm{Th}} D_{\mathrm{a}}} \cdot (1 - D_{\mathrm{a}}/D_{\mathrm{s}})^{3/2} \tag{2.18}$$

annähern, mit k_{Th} der thermischen Leitfähigkeit und D_{a}, D_{s} dem aktiven Durchmesser bzw. dem Durchmesser der Struktur. Da im Normalfall $D_{\mathrm{s}} \gg D_{\mathrm{a}}$ ist, lässt sich (2.18) vereinfachen zu

$$R_{\mathrm{Th}} \approx \frac{1}{2k_{\mathrm{Th}} D_{\mathrm{a}}}. \tag{2.19}$$

Mit Erhöhung des Laserstroms kommt es zu einem sogenannten Überrollen in der Leistungskennlinie des VCSELs, bei dem die Laserleistung mit steigendem Laserstrom sinkt. Dies führt bei weiterer Steigerung des Laserstroms zur Einstellung der Lasertätigkeit (Abschalt-Punkt). Als Beispiel sind die Leistungs-Strom-Spannungs (engl. **l**ight-**c**urrent-**v**oltage, **LIV**) Kennlinien für unterschiedliche Substrattemperaturen T_{a} (in Anlehnung an [45]) in Abb. 2.3 zu sehen.

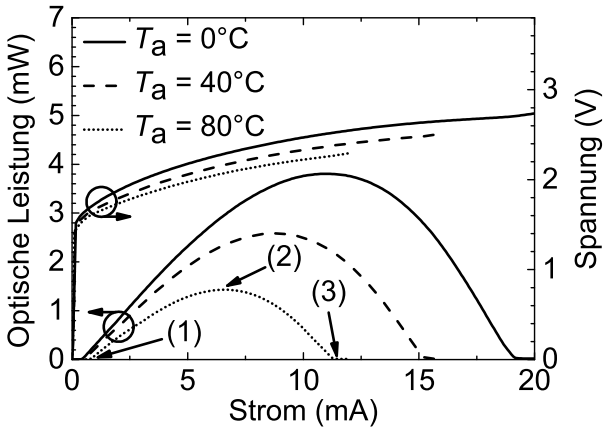


Abbildung 2.3: LIV-Kennlinien für Substrattemperaturen T_{a} von 0°C, 40°C und 80°C. Charakteristische Betriebspunkte sind hervorgehoben: (1) Laserschwelle (Schwellstrom I_{th}), (2) Überrollen und (3) Abschalten (in Anlehnung an [45]).

Dort ist zusätzlich noch der Schwellstrom I_{th} markiert. Dieser erhöht sich mit steigendem T_{a}. Erklärungen hierfür sind nichtstrahlende Rekombinationsprozesse sowie eine Verschiebung der Lasermode aus dem Gewinnmaximum. Die Laserspannung hingegen nimmt mit

steigender Temperatur ab, was an der erhöhten elektrischen Leitfähigkeit des Halbleitermaterials mit steigender Temperatur liegt. Es fällt auf, dass mit steigendem T_a der Überroll- sowie der Abschalt-Punkt zu kleineren Laserströmen wandert. Dies ist maßgeblich auf eine Verringerung der differentiellen Quanteneffizienz η_d durch z.B. eine Erhöhung von nicht-strahlenden Rekombinationsprozessen, wie der Auger-Rekombination, zurückzuführen. Die differentielle Quanteneffizienz η_d lässt sich berechnen über [3]

$$\eta_\mathrm{d} = \frac{qP_\mathrm{L}}{h\nu(I_\mathrm{L} - I_\mathrm{th})}, \tag{2.20}$$

mit h dem planckschen Wirkungsquantum, ν der Frequenz und q der Elementarladung. Hierbei beziehen sich die Faktoren P_L und I_L auf den Bereich des linearen Anstieg der optischen Leistung mit steigendem Laserstrom. Somit ist die maximale Ausgangsleistung eines VCSELs temperaturabhängig limitiert.

2.4 Polarisationsverhalten

In einem VCSEL kann aufgrund der geringen Dicke der aktiven Zone in Verbindung mit dem großen Modenabstand (siehe 2.1.1) nur eine longitudinale Mode oszillieren. Die Anzahl der möglichen transversalen Lasermoden wird durch den Durchmesser D_a der Oxidblende (nicht oxidierter Bereich) beschränkt, wobei man bei einem 850 nm VCSEL mit $D_\mathrm{a} \leq 4$–$5\,\mu$m von einer dominanten transversalen Mode, nämlich der Grundmode, ausgehen kann. In dieser Arbeit fokussieren wir uns auf transversal einmodige (engl. **s**ingle-**m**ode, **SM**) VCSEL, weshalb hier nicht weiter auf die Eigenschaften von transversal mehrmodigen (engl. **m**ulti-**m**ode, **MM**) VCSELn eingegangen wird. Das Polarisationsverhalten von VCSELn hat einen hohen Stellenwert in der VCSEL-Forschung. VCSEL haben aufgrund ihrer radial-symmetrischen Bauform und der optischen Isotropie von kubischen Gittern [28], zu denen GaAs und AlAs zählen, keine klar definierten Polarisationseigenschaften auf Grundlage der Kristallstruktur. Trotzdem existiert die Grundmode eines VCSELs in der Regel in der Form von zwei zueinander orthogonal stehenden linearen Polarisationsmoden, welche eine Differenz in der Emissionswellenlänge aufweisen. Eine dieser Polarisationsmoden (PM) ist hierbei die dominante laseraktive Mode, und die orthogonal dazu stehende die nicht dominante Polarisationsmode. Die Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ lässt sich durch Anisotropien im Brechungsindex erklären. Diese polarisationsabhängige Brechungsindexdifferenz $\Delta\bar{n}$ wird als Doppelbrechung bezeichnet. In Abb. 2.4 ist beispielhaft das Gewinnspektrum mit den beiden orthogonalen PM bei vorhandener Doppelbrechung zu sehen.

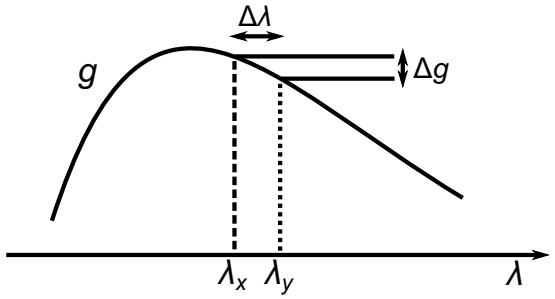


Abbildung 2.4: Beispielhaftes Gewinnspektrum eines VCSELs über der Wellenlänge mit eingezeichneten Polarisationsmoden der Grundmode in x- (gestrichelte Linie) und y-Richtung (gepunktete Linie). Zusätzlich ist die Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ sowie die daraus resultierende Gewinndifferenz Δg markiert.

Über die Resonanzbedingung in (2.7) erhält man, unter Vernachlässigung einer anisotropen Änderung der Kavitätslänge L_{Kav}, folgenden Zusammenhang

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\bar{n}}{\langle\bar{n}\rangle} \qquad \text{und} \qquad \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\bar{n}}{\langle\bar{n}\rangle}. \tag{2.21}$$

Die Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ lässt sich über die Formel für die Frequenz $\nu = c/\lambda$ in eine Frequenzdifferenz $\Delta\nu$ umrechnen über

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda_x} - \frac{c}{\lambda_y} = c \cdot \frac{\lambda_y - \lambda_x}{\lambda_x\lambda_y}. \tag{2.22}$$

mit c der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und λ_x und λ_y den Mittenwellenlängen der orthogonal zueinander stehenden Polarisationsmoden in x- bzw. y-Richtung. Die durch Doppelbrechung verursachte Frequenzdifferenz zwischen den beiden Polarisationsmoden wird im weiteren Verlauf als Doppelbrechungsaufspaltung B bezeichnet. Es können Werte für B von bis zu 40 GHz [46] ohne externe Beeinflussung auftreten. Die Doppelbrechung wird durch zwei Effekte hervorgerufen. Zum einen existiert der sogenannte elektro-optische Effekt. Ein vorhandenes elektrisches Feld in einem Schichtsystem kann die Position von Bindungsladungen beeinflussen, was in einer Änderung der Kristallstruktur und damit auch des Brechungsindex resultiert [47]. Der elektro-optische Effekt in einem VCSEL resultiert aus den vorhandenen elektrischen Feldern in verschiedenen Bereichen der Struktur entlang der longitudinalen Richtung z:

- Über der aktiven Zone sowie an den Übergängen von aktiver Zone zu den Spiegeln
- Zwischen den Spiegelschichten
- Aufgrund des Serienwiderstands im VCSEL

Die ersten beiden Punkte lassen sich durch die für den Laserbetrieb benötigte Dotierung der oberen und unteren Bragg-Spiegel (siehe Abb. 2.1) erklären. Aufgrund der Dotierung entsteht, wie im ersten Punkt erwähnt, ein elektrisches Feld zwischen den p- und n-dotierten Bereichen (pn-Übergang). Auch zwischen den einzelnen Spiegelschichten existiert eine unterschiedlich starke Dotierung, welche in einem elektrischen Feld resultiert. Diese internen Felder sorgen für den sogenannten Stark-Effekt (engl. **q**uantum **c**onfined **s**tark **e**ffect, **QCSE**), der die Brechungsindizes für die beiden Polarisationsrichtungen entgegengesetzt beeinflusst [48]. Die Felder in den DBRs haben dabei den größten Einfluss auf die Doppelbrechung im Bereich von 15 GHz (andere Faktoren $\leq 1\,\mathrm{GHz}$) [48, 49]. Die von den internen elektrischen Feldern hervorgerufene Doppelbrechung lässt sich berechnen über [48]

$$\bar{n}_x(z) - \bar{n}_y(z) = -\bar{n}_0^3(z) r_{41}(z) E_{\mathrm{dc}}(z). \tag{2.23}$$

Hierbei steht $\bar{n}_{x,y}(z)$ für den Brechungsindex entlang der jeweiligen Polarisationsrichtungen bei vorhandenem elektrischen Feld, $\bar{n}_0$ dem unbeeinflussten Brechungsindex, r_{41} dem linearen elektro-optischen Koeffizienten und E_{dc} dem internen elektrischen Feld entlang der longitudinalen Richtung z. Der Index dc zeigt an, das Gleichspannung vorliegt. Der zuletzt genannte Beitrag zum elektro-optischen Effekt tritt nur bei elektrisch gepumpten VCSELn auf. So wirkt die angelegte Vorwärtsspannung den internen Faktoren entgegen und reduziert die erzeugte Doppelbrechung auf ca. 10 GHz [50, 51]. Durch ein angepasstes VCSEL Design ist es möglich den Effekt auch aktiv zu steuern. In [52] wurde dazu das Schichtsystem angepasst. Der verwendete Bottom-Emitter ist an der Oberseite um zwei Schichten erweitert, sodass aus einem p-i-n Design (i $\hat{=}$ intrinsisch) ein n-i-p-i-n Design entsteht. Der Laserstrom fließt zwischen dem p- und dem unteren n-dotierten Bereich. Zusätzlich kann nun eine Spannung zwischen dem Kontakt auf dem oberen n- und dem p-Bereich angelegt werden. Je nach Richtung sorgt das zusätzlich elektrische Feld für eine Verstärkung oder Abschwächung des elektro-optischen Effekts. Neben dem elektro-optischen Effekt hat der elasto-optische Effekt Einfluss auf die Doppelbrechung. So kommt es bei anisotroper mechanischer Verspannung des Kristalls zu einer Änderung der Doppelbrechung. Typischerweise geschieht dies durch während des Wachstums eingebaute Verspannung im Kristall sowie beim Aufbau des Lasers auf den Halter und der anschließenden Kontaktierung. Allerdings lässt sich auch hier über externe Mechanismen zusätzlich anisotrope Verspannung einbauen. Wird nun Verspannung in den Kristall entlang einer der beiden Vorzugsrichtungen der PM eingebracht, ändert sich der Brechungsindex. Bei einer Wachstumsrichtung entlang [001] erhalten wir eine Änderung entlang der

Kristallrichtungen [110] und [1$\bar{1}$0], welche wir hier als x- und y-Richtung definiert haben. Für die richtungsabhängigen Brechungsindizes gilt [53, 54]

$$\bar{n}_x = \bar{n}_0 - \frac{\bar{n}_0^3 p_{44}\epsilon_x}{2} + \frac{\bar{n}_0^3 p_{44}\epsilon_y}{2},$$
$$\bar{n}_y = \bar{n}_0 + \frac{\bar{n}_0^3 p_{44}\epsilon_x}{2} - \frac{\bar{n}_0^3 p_{44}\epsilon_y}{2}, \tag{2.24}$$

mit p_{44} dem elasto-optischen Koeffizienten und $\epsilon_{x,y}$ der relativen Längenänderung entlang der x,y-Richtung. Bei einem Wert von $p_{44} = -0{,}072$ für GaAs [54] erhalten wir bei Zugspannung $\epsilon_x > 0$ entlang der x-Richtung eine Erhöhung von $\bar{n}_x$ sowie eine Verringerung von $\bar{n}_y$. In Abb. 2.5 ist die durch Doppelbrechung auftretende Frequenzdifferenz $\Delta\nu$ der beiden PM in einem gemessenen Spektrum zu sehen.

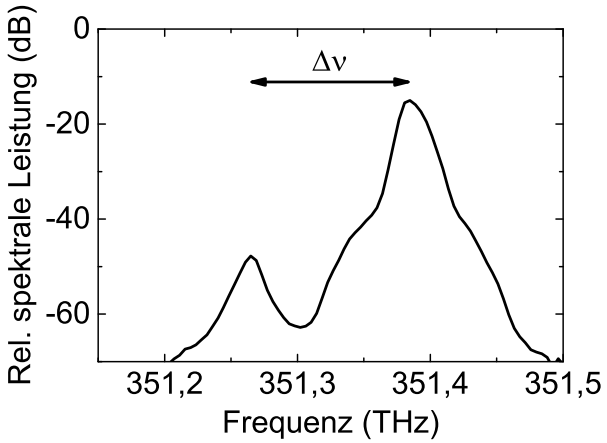


Abbildung 2.5: Gemessenes optisches Spektrum eines VCSELs ($I_\mathrm{L} = 2{,}1\,\mathrm{mA}$). Die Frequenzdifferenz $\Delta\nu$ zwischen den beiden Polarisationsmoden ist eingezeichnet.

Neben der Doppelbrechung ist der Dichroismus ein Faktor, der bei der Betrachtung des Polarisationsverhaltens zu berücksichtigen ist [55, 56]. Dieser beschreibt die Differenz der spektralen Breiten der dominanten und nicht dominanten PM $\Delta\nu_\mathrm{FWHM,dom}$ und $\Delta\nu_\mathrm{FWHM,nondom}$. Für den Dichroismus γ_0 gilt [56]

$$\gamma_0 = \pi(\Delta\nu_\mathrm{FWHM,dom} - \Delta\nu_\mathrm{FWHM,nondom}), \tag{2.25}$$

wobei sich die spektralen Breiten auf die Hälfte des maximalen Intensitätswerts beziehen. Der Dichroismus gibt uns eine Aussage über die Stabilität des Polarisationszustands. Mit abnehmendem Gewinn (siehe Abb. 2.4) bei einer der beiden PM verbreitert sich deren

Spektrum was in einer Änderung des Dichroismus resultiert. Es gilt für das Verhältnis der Intensitäten der beiden PM [56]

$$M = \frac{\langle I_{\mathrm{nondom}} \rangle}{\langle I_{\mathrm{dom}} \rangle} = \frac{D}{\gamma_0}, \tag{2.26}$$

mit I_{dom} und I_{nondom} der Intensität der dominanten und nicht dominanten PM und D einem Faktor für die Stärke des Intensitätsrauschens. Die eckigen Klammern bezeichnen eine zeitliche Mittelung der Intensitäten. Somit folgt, dass ein hoher Dichroismus und ein geringes Intensitätsrauschen zu stabilen Polarisationseigenschaften führen (kleines M), also einen Wechsel der dominanten PM unwahrscheinlicher machen. Ein bei Polarisationsinstabilität in VCSELn häufig auftretendes Phänomen ist ein sogenannter Polarisationssprung (engl. **p**olarization **s**witch, **PS**). Hierbei ändert sich schlagartig die dominante Polarisationsmode, was auf eine Verringerung der Gewinndifferenz Δg gegen Null mit einer anschließenden negativen Erhöhung von Δg zurückzuführen ist [57]. Arbeiten zu PS werden in [58–63] ausführlich beschrieben. Es werden zwei Fälle von PS unterschieden. Beim ersten Fall (PS I) kommt es zu einem Wechsel der dominanten PM von niedrigerer zu höherer Wellenlänge, während beim zweiten Fall (PS II) der PS zu einem Wechsel von höherer zu niedrigerer Wellenlänge führt. Gründe für PS liegen z.B. in der unterschiedlich starken Wellenlängenverschiebung von Gewinnspektrum und Moden bei Erhöhung der Temperatur, was in Abschnitt 2.3 erläutert wurde. Solch ein Fall ist in Abb. 2.6 (links) zu sehen. Hier ist beispielhaft ein Gewinnspektrum über die Wellenlänge aufgetragen. Die durch Anisotropie getrennten Polarisationsmoden sind zusätzlich als senkrechte Striche (gestrichelte Linie für x-Richtung, gepunktete Linie für y-Richtung) vor Erhöhung der Temperatur im rechten Bereich zu erkennen und wandern dann mit Erhöhung der Temperatur T zum linken Bereich des Gewinnspektrums. Im dargestellten Fall erfährt anfangs die Mode bei kürzeren Wellenlängen den höheren Gewinn und ist somit dominant während die Mode bei längeren Wellenlängen die nicht dominante ist. Durch die Temperaturerhöhung kommt es zu einem Wechsel, sodass nun die PM bei höherer Wellenlänge dominant ist. Dies entspricht einem PS vom Typ I. In Abb. 2.6 (rechts) ist eine LI-Kennlinie eines VCSELs dargestellt, die hier als Beispiel dienen soll. Die Messung wurde ohne und mit eingefügtem Polarisator durchgeführt, wobei jeweils eine der beiden PM unterdrückt wurde (bei $x \mathrel{\hat{=}} 90°$ bzw. $y \mathrel{\hat{=}} 180°$). Aufgrund der Erhöhung des Laserstroms I_{L} kommt es zu einer Erwärmung des untersuchten VCSELs. Bei $I_{\mathrm{L}} = 1{,}55\,\mathrm{mA}$ ist dann deutlich ein PS I zu erkennen, was sich an der Änderung der polarisationsabhängigen Ausgangsleistung ablesen lässt. Die niedrigere Ausgangsleistung bei eingefügtem Polarisator kann auf dessen optische Verluste zurückgeführt werden. Während

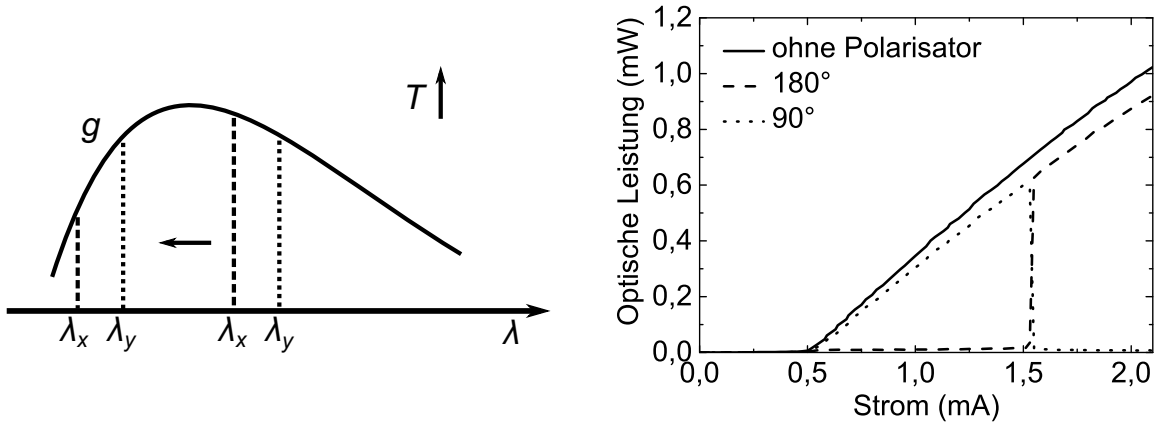


Abbildung 2.6: Skizze des Gewinnspektrums und der Modenverschiebung bei Erhöhung der Temperatur (links). Die PM in x-Richtung (gestrichelt) und y-Richtung (gepunktet) sind gezeigt. LI-Kennlinien eines VCSELs bei Messung ohne Polarisator und bei Unterdrückung jeweils einer der beiden orthogonal zueinander stehenden PM. Bei einem Laserstrom von 1,55 mA kommt es zu einer Änderung der dominanten PM (PS-Punkt) (rechts).

ein PS I einfach erklärt werden kann, muss für einen PS II ein anderer Mechanismus berücksichtigt werden. So kommt es bei vorhandener bzw. eingebrachter anisotroper Verspannung zu einer Anisotropie im Gewinnspektrum, d.h. unterschiedlicher Gewinn für die beiden PM. Ein weiterer Punkt ist die Einbeziehung von modenabhängigen Verlusten, wie z.B. den Überlapp der Mode mit der radialen Ladungsträgerdichteverteilung, welche durch Effekte wie eine Änderung der Ladungsträgerverteilung durch räumliches Lochbrennen variieren kann. Die beiden zuvor genannten Punkte können aber genauso zu einem PS I führen. Abgesehen von den bereits aufgezeigten Gründen für den PS kann auch eine Erhöhung der Doppelbrechung zu einer Änderung der dominanten PM führen. So kommt es je nach Orientierung der eingebrachten Verspannung bei konstantem T auf der Wellenlängenachse entweder zu einem Auseinanderdriften oder Aufeinanderzulaufen der beiden PM. Betrachtet man nun den zweiten Fall, erhält man zuerst einen PS und danach eine Änderung der dominanten PM. In diesem Fall ist die Änderung jedoch nicht von höherer zu niedrigerer Wellenlänge oder umgekehrt (bei Vernachlässigung der Aufspaltung des Gewinnspektrums). Die Unbestimmtheit der Polarisationseigenschaften von VCSELn ist bei bestimmten Anwendungen, wie z.B. der Gassensorik, nicht hinnehmbar. Aus diesem Grund wurden in der Vergangenheit mehrere Ansätze zur Stabilisierung des Polarisationszustandes untersucht. Die meisten Ansätze basieren auf dem Einbringen von anisotropen Verlusten oder Gewinn [64–68], sodass eine der beiden PM stark unterdrückt ist. Die Änderung muss dabei ausreichend hoch sein, um sicher zu gehen, dass unumgängliche externe Einflüsse, wie z.B. eingebrachte Verspannung beim Befestigen des

VCSELs auf einem Halter oder Temperaturänderungen bei Änderung des Laserstroms, diesen Effekt nicht kompensieren können [67]. Dies konnte letztendlich von der Ulmer Gruppe um Rainer Michalzik realisiert werden [69]. Dabei wurden anisotrope Verluste über ein in die Abschlussschicht des VCSELs eingebrachtes Oberflächengitter umgesetzt. Eine weiterführende Betrachtung dieser Arbeit wird in Abschnitt 6 gezeigt.

2.5 Polarisationsdynamik

Für optische Datenübertragung über kurze Distanzen ist der VCSEL der bevorzugte Emitter. Dieser wird z.B. für Datenübertragung in Datenzentren genutzt, wo simple Übertragungssysteme mit möglichst geringem Energieverbrauch im Verhältnis zur Bitrate B_d (engl. **h**eat-to-**d**ata **r**atio, **HDR**) benötigt werden mit HDR $= (P_\mathrm{el} - P_\mathrm{L})/B\mathrm{d}$ [70]. Im Allgemeinen erfolgt die Datenübertragung über Intensitätsmodulation des Emitters. Die maximal mögliche Modulationsfrequenz bei Intensitätsmodulation des VCSELs ist durch die Photonenlebensdauer τ_p und weitere Faktoren limitiert. Modulierte Laser haben wie harmonische Oszillatoren eine Resonanzfrequenz f_R, welche sich bei Intensitätsmodulation über (1.1) berechnen lässt. Die Modulationsgrenzfrequenz eines Systems ist über den Abfall der empfangenen elektrischen Modulationsleistung um die Hälfte zum Wert ohne Modulation (Faktor 3 dB) definiert. Es gilt bei Vernachlässigung thermischer Effekte [71]

$$f_\mathrm{3dB} = \sqrt{1+\sqrt{2}} f_\mathrm{R}. \tag{2.27}$$

Im Jahr 2018 haben Haghighi et al. die derzeit maximale Bandbreite bei Intensitätsmodulation mit einer Wert von $f_\mathrm{3dB} = 35\,\mathrm{GHz}$ gezeigt [19]. In den letzten Jahren nimmt das Interesse an der Polarisationsdynamik in VCSELn als mögliche Alternative für ultraschnelle Datenübertragung zu. Im Gegensatz zur Ladungsträger-Rekombination erfolgt die Spin-Relaxation von Elektronen in GaAs-Quantenfilmen bis zu zwei Größenordnungen schneller, was ein Potential für ultra-schnelle Anwendungen vermuten lässt [72]. Hierzu gehen wir kurz auf die Spindynamiken in VCSELn ein. Über die optischen Auswahlregeln folgt, dass das Drehmoment des Spins eines Elektron-Loch-Paares beim Erzeugen eines Photons auf dieses übergeht. Dies gilt ebenso Andersherum bei der Absorption eines Photons [73]. Die für einen QW-VCSEL relevanten Übergänge bei Rekombination eines Elektron-Loch-Paares im Bezug zur Polarisationseigenschaft des emittierten Lichts sind in Abb. 2.7 (links) zu sehen. Dabei handelt es sich um ein 6-Niveau-System. Das Leitungsband ist dargestellt über zwei Elektronen-Niveaus e mit einer Spin-Quantenzahl $m_\mathrm{j} = \pm 1/2$. Im darunter liegenden Valenzband haben wir vier Niveaus, die durch die Aufspaltung

der Löcher-Niveaus in leichte (lh) und schwere (hh) Löcher mit unterschiedlicher Quantenzahl entstehen. Hierbei ist der Übergang von e($\pm$ 1/2) zum hh-Niveau mit $m_\mathrm{j} = \pm$ 3/2 dreimal so wahrscheinlich wie zum lh-Niveau. Dies liegt an der höheren Besetzung des lh-Niveaus aufgrund der geringeren Energie [74]. Das entstehende Photon ist entweder zirkular rechts (σ^+) oder zirkular links (σ^-) polarisiert. Zur Beschreibung der Spindynamik in VCSEL wird ein dynamisches Spin-Flip-Modell (SFM) genutzt, welches erstmals von San Miguel et al. vorgestellt wurde [74]. In diesem werden die lh-Übergänge, aufgrund ihrer geringeren Wahrscheinlichkeit, nicht weiter beachtet, sodass sich ein 4-Niveau-System ergibt. Dieses ist in Abb. 2.7 (rechts) dargestellt. Hier stehen $E^\pm$ für die beim Übergang resultierenden rechts (+) bzw. links (−) zirkular polarisierten elektrischen Felder. γ_s ist die Spin-Flip-Rate, welche die Wechselrate im Leitungsband von einem Spinzustand in den anderen beschreibt. Die vorhandenen elektrischen Felder sind über den linearen Doppelbrechungsfaktor γ_p miteinander gekoppelt [75, 76].

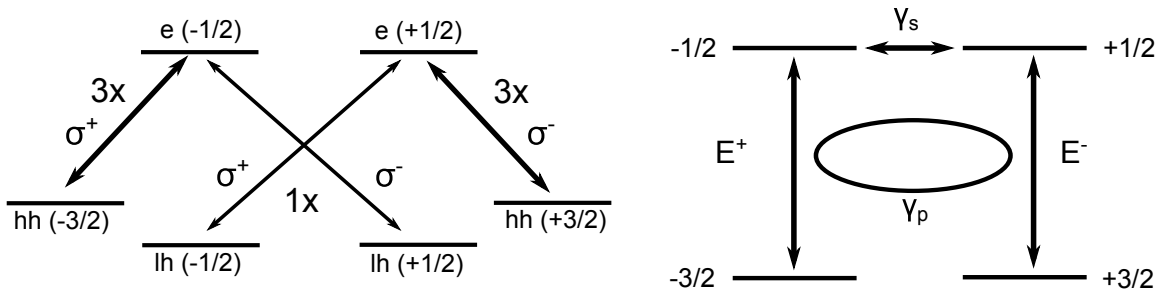


Abbildung 2.7: 6-Niveau-System zur Beschreibung der möglichen Übergänge zwischen Leitungs- und Valenzband (zwei Elektron-Niveaus e ($\pm$ 1/2) und jeweils zwei Zustände für schwere (hh) und leichte Löcher (lh) mit Quantenzahlen $m_\mathrm{j} = \pm$ 3/2 bzw. $m_\mathrm{j} = \pm$ 1/2. $\sigma^\pm$ steht für eine zirkular rechtsdrehende (+) bzw. linksdrehende (−) Polarisation. Die Übergänge zum hh-Zustand sind dreimal so wahrscheinlich wie zum lh-Zustand. In Anlehnung an [73] (links). Vereinfachung zu einem System mit vier Niveaus. Nur die Übergänge mit $m_\mathrm{j} = \pm$ 3/2 werden betrachtet. γ_p und γ_s stehen für den linearen Doppelbrechungsfaktor bzw. die Spin-Flip-Rate. In Anlehnung an [76] (rechts).

Die zeitliche Änderung der Parameter E, N und m_z kann über gekoppelte Ratengleichungen berechnet werden. N entspricht der Gesamtladungsträgerdichte (spin-up und spin-down) normiert zur Ladungsträgerdichte an der Schwelle und m_z steht für die Ladungsträger-Spin-Magnetisierung, welche aus einem Ungleichgewicht der Anzahl der La-

dungsträger im spin-up und spin-down Zustand resultiert. Die Ratengleichungen für einen einmodigen Laser sind [22, 76]

$$\begin{aligned}\dot{E}_{\pm} &= \kappa(1+i\alpha)(N \pm m_{\mathrm{z}} - 1)E_{\pm} - (\gamma_{\mathrm{a}} + i\gamma_{\mathrm{p}})E_{\mp} + \xi_{\pm}\sqrt{\beta\gamma(N \pm m_z)},\\ \dot{N} &= \gamma[\eta_+ + \eta_- - (1 + I_+ + I_-)N - (I_+ - I_-)m_z],\\ \dot{m}_z &= \gamma(\eta_+ - \eta_-) - [\gamma_{\mathrm{s}} + \gamma(I_+ + I_-)]m_{\mathrm{z}} - \gamma(I_+ - I_-)N,\end{aligned} \tag{2.28}$$

mit κ der Abnahmerate der Photonendichte in der Kavität und α dem Erhöhungsfaktor der Linienbreite. γ beschreibt die zugehörige Ladungsträger-Rekombinationsrate, γ_{a} entspricht dem linearen Dichroismusfaktor und $\eta_{\pm}$ Pump-Termen (normiert auf die Laserschwelle) für das elektrische bzw. optische Pumpen des VCSELs. ξ und β stehen für den Einfluss der spontanen Emission auf die Lasermoden, wobei β den spontanen Emissionsfaktor und ξ das resultierende Rauschen beschreibt. $I_{\pm}$ entspricht der Intensität der zirkular polarisierten Lasermoden und steht über $I_{\pm} = |E_{\pm}|^2$ mit dem elektrischen Feld in Zusammenhang. Beim Pumpen eines VCSELs ohne Berücksichtigung der Spin-Eigenschaft kann von einem gleichmäßigen Pumpen beider vorher genannten Übergänge ausgegangen werden. Dadurch erhält man durch Überlagerung des links/rechts zirkular polarisierten Lichts eine linear polarisierte Emission. Bei spin-spezifischem Pumpen des VCSELs, z.B. optisch mit zirkular polarisiertem Licht, kommt es zu einem Ungleichgewicht und einer Änderung der Polarisationseigenschaften. Es konnte gezeigt werden, dass durch die Aufspaltung des Gewinns beim spin-spezifischen Pumpen eines VCSELs die Laserschwelle deutlich reduziert werden kann [77, 78]. Es wurden Verringerungen der Schwelle von bis zu 50 % bei Temperaturen von 6 K gezeigt [79]. Auch die Polarisationsdynamik in Spin-VCSELn zeigt eine erhöhte Modulationsfrequenz im Gegensatz zur Intensitätsdynamik. So konnte bei einem optisch gepumpten VCSEL unter Verwendung eines externen Magnetfeldes eine Oszillation zwischen σ^+ und σ^- bis zu einer Frequenz von 44 GHz erzielt werden [20]. Die Dynamik wird über die Änderung des Grades der zirkularen Polarisation P_{C} definiert, wobei für den Grad der zirkularen Polarisation P_{C} gilt

$$P_{\mathrm{C}} = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}. \tag{2.29}$$

Über ein angepasstes SFM lässt sich die Resonanzfrequenz der Polarisationsmodulation berechnen mit [24]

$$\tilde{f}_{\mathrm{R}} = \frac{\gamma_{\mathrm{p}}}{\pi} - \frac{\gamma S_0}{4\pi(\gamma_{\mathrm{s}}^2 + 4\gamma_{\mathrm{p}}^2)\tau_{\mathrm{p}}}(\alpha\gamma_{\mathrm{s}} - 2\gamma_{\mathrm{p}}) - \frac{\epsilon_{\mathrm{p}} S_0}{4\pi}. \tag{2.30}$$

S_0 entspricht der Photonendichte im Gleichgewichtszustand normalisiert zu ihrem Wert bei zweifachem Schwellstrom, τ_p der Photonenlebensdauer und ϵ_p beschreibt phasen- und amplitudenabhängige Sättigungseffekte der Polarisation des Materials bei vorhandenem elektrischen Feld. Der Anteil des linearen Dichroismusfaktors γ_a steckt in den letzten beiden Quotienten aus (2.30). Für die Berechnung der Doppelbrechungsaufspaltung B erhält man über das Spin-Flip-Modell unter Vernachlässigung der Sättigung des optischen Gewinns [80]

$$B \approx \frac{\gamma_\mathrm{p}}{\pi} - \frac{\alpha\gamma_\mathrm{a}}{\pi}. \tag{2.31}$$

Bei hohen Frequenzaufspaltungen zwischen den beiden PM ist der lineare Doppelbrechungsfaktor γ_p dominant, sodass unter Berücksichtigung von (2.30) und (2.31) gilt

$$B \approx \tilde{f}_\mathrm{R} \approx \frac{\gamma_\mathrm{p}}{\pi}. \tag{2.32}$$

(2.32) entspricht dabei (1.2) aus Kapitel 1. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Doppelbrechung der entscheidende Faktor für hohe Modulationsfrequenzen bei Polarisationsmodulation ist. Während die Grenzfrequenz f_3dB bei Intensitätsmodulation nur bedingt erhöht werden kann (zum Beispiel durch Erhöhung des Arbeitsstroms), ist bei Polarisationsmodulation in VCSELn, aufgrund der dominanten Stellung der Doppelbrechung, eine Erhöhung um ein Vielfaches möglich. Die simulierten Modulationsantworten für beide Modulationsformen sind in Abb. 1.1 in Kapitel 1 zu sehen. Bei Polarisationsmodulation entspricht die Frequenz des Resonanzpeaks näherungsweise der vorhandenen Doppelbrechungsaufspaltung B. Der Effekt einer Stromerhöhung auf die Polarisationsdynamik wurde in [81] simuliert. Aus den Simulationen kann geschlussfolgert werden, dass im Gegensatz zur Doppelbrechung der Stromeintrag nur eine geringe Änderung der Dynamik verursacht, während B linear mit der Resonanzfrequenz zusammenhängt.

Um das Potential der Spin-Dynamik nutzen zu können, ist die Realisierung von elektrisch gepumpten Spin-VCSELn zwingend erforderlich. Hierbei liegt das größte Problem in der Relaxation des Ladungsträger-Spins, bevor die Spininformation durch Rekombination an ein Photon übertragen werden kann. Ein entscheidender limitierender Faktor ist die Distanz von mehreren Mikrometern zwischen Spin-Injektion und aktiver Zone, da die Spin-Lebensdauer für Elektronen nur einem Weg von 26 nm in GaAs bei Raumtemperatur entspricht [82]. In der aktiven Zone ist aufgrund der stimulierten Emission in einem Spin-VCSEL die Rekombinationsrate so hoch, dass eine verschwindend geringe Lebensdauer der Ladungsträger angenommen werden kann. Des Weiteren müssen Verluste beim Übergang vom elektrischen Kontakt in das Halbleitermaterial berücksichtigt werden. Über verschiedene Mechanismen, wie externe Magnetfelder oder extrem niedrige Temperaturen,

lässt sich die Wegstrecke verlängern [83]. 2008 konnten Basu et al. [78] einen Spin-VCSEL bei einer Temperatur von 200 K umsetzen, welcher unter Verwendung von magnetischen MnAs/GaAs Schottky-Tunnelkontakten ohne externes Magnetfeld funktioniert. Zusätzlich wurden InAs-Quantenpunkte verwendet, wodurch die Spinrelaxationsrate des Ladungsträger-Spins verringert wird. Mit einem vergleichbaren VCSEL-Design konnte 2010 die maximale Arbeitstemperatur auf 230 K gesteigert werden [84]. Diese Arbeiten skizzieren Möglichkeiten, um einen Spin-VCSEL bei Raumtemperatur zu realisieren.

Kapitel 3

Erhöhung der Doppelbrechung mittels mechanisch induzierter Verspannung

In diesem und den folgenden Kapiteln werden zwei Fragestellungen ausführlich beleuchtet:

1. Lassen sich Doppelbrechungsaufspaltungen $B \geq 100\,\mathrm{GHz}$ realisieren?
2. Können Mechanismen zum Erreichen hoher Doppelbrechung auf dem VCSEL-Chip integriert werden?

Bevor wir näher auf die genutzten Mechanismen zur Erhöhung der Doppelbrechung eingehen, wird zuerst der Laboraufbau zur Charakterisierung der Proben und der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Probenhalter vorgestellt. Danach befassen wir uns in diesem Kapitel mit der mechanisch induzierten Doppelbrechungserhöhung.

3.1 Messaufbau zu Lasercharakterisierung

Zur Charakterisierung der in dieser Arbeit verwendeten VCSEL und zur Bestimmung der Effektivität von Mechanismen zur mechanischen Spannungsinduzierung wird der in Abb. 3.1 dargestellte Messaufbau verwendet. Am Anfang jeder Messung wird die Probe (ein VCSEL-Array variabler Größe) auf den jeweiligen Probenhalter mittels Vakuumansaugung fixiert. Da wir in dieser Arbeit mit vertikal emittierenden Laserdioden arbeiten, befindet sich am einen Ende der optischen Achse eine Arretierung für den jeweils genutzten Probenhalter. Diese ist so aufgebaut, dass beim Befestigen des Halters, dieser um 90°

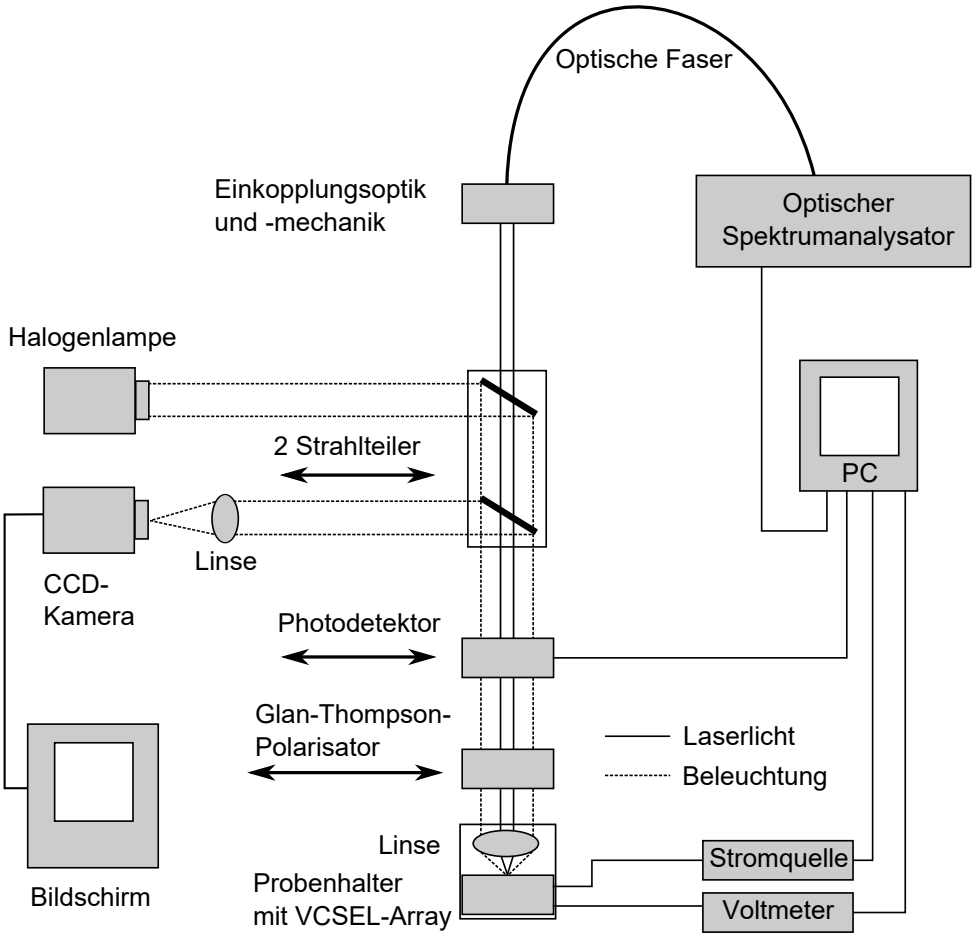


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des für die Charakterisierung der Proben und Probenhalter verwendeten Aufbaus. Bauteile, die in den Strahlengang hinein- und hinausgeschoben werden können, sind mit beidseitigen Pfeilen gekennzeichnet.

gekippt wird. Dadurch erreicht man, dass der Ausgangsstrahl der verwendeten VCSEL entlang der optischen Achse (parallel zur Tischoberfläche) verläuft. Das Modul mit der Arretierung ist durch den Rahmen um die Blöcke Probenhalter mit VCSEL-Array und Linse angedeutet. Über eine seitlich gelegene Halogenlampe kann mittels zweier Strahlteiler die Probe illuminiert und das reflektierte Licht unter Zuhilfenahme einer Linse auf eine ebenfalls seitlich gelagerte CCD-Kamera fokussiert werden. Diese ist an einen Bildschirm angeschlossen und gibt einen kleinen Ausschnitt des eingebauten VCSEL-Arrays wieder. Zur oberseitigen Kontaktierung der VCSEL werden Kontaktnadeln mit 1 μm dicker Spitze[1] verwendet, welche über einen seitlich angebrachten Nadelhalter kontrolliert werden können. Bei Proben mit Rückseitenkontakt wird der Stromkreis über eine am

[1] Cascade Microtech Inc., Modell: Probe Tip 1 μm Tungsten/Nickel

Probenhalter befestigte Schraube geschlossen. Dem Probenhalter vorgelagert liegt eine Linse, welche zur Fokussierung des Lichts der Halogenlampe bzw. zur Kollimierung des Laserlichts dient. Der Probenhalter, die vorgelagerte Linse sowie der seitlich angeordnete Nadelhalter können entlang der drei Raumrichtungen über Mikrometerschrauben bewegt werden. Ist der Kontakt hergestellt, wird die Halogenlampe ausgeschaltet und die Strahlteiler aus der optischen Achse hinausgeschoben. Dieser Aufbau ist für die Messung von polarisationsabhängigen LIV-Kennlinien und optischen Wellenlängenspektren ausgelegt. Das kollimierte Laserlicht des betriebenen Lasers wird hierzu von einem Photodetektor[2] empfangen, welcher mit einem optischen Leistungsmessgerät[3] verbunden ist. Das Leistungsmessgerät sowie die Stromquelle[4], welche zusätzlich die angelegte Spannung und den Stromfluss misst, können mittels der grafischen Programmiersprache *Labview*[5] angesteuert werden. So lassen sich Messreihen aufnehmen und die Daten direkt auf dem Messrechner (PC) abspeichern. Um nun polarisationsabhängige Messungen durchzuführen, kann ein Linearpolarisator (Glan-Thompson-Polarisator[6]) zwischen Linse und Photodetektor eingeschoben werden. Durch diesen lässt sich jeweils eines der elektrischen Felder der beiden linearen Polarisationsmoden unterdrücken. Zur Messung des optischen Spektrums ist es notwendig, das Laserlicht über eine optische Faser in einen optischen Spektrumanalysator (OSA)[7] einzuspeisen. Hierzu wird der Photodetektor seitlich aus der optischen Achse herausgeschoben und der kollimierte Laserstrahl auf das Einkopplungsmodul[8] geworfen. Das Modul besteht aus einer in alle drei Raumrichtungen beweglichen und zusätzlich verkippbaren Linse sowie einem Anschluss für eine optische Faser. Das Licht wird in eine Multimode-Faser[9] eingekoppelt, welche wiederum mit dem OSA verbunden ist. Dieser hat eine Auflösungsgenauigkeit von 0,015 nm und kann ebenfalls über ein vorhandenes Labview-Programm angesteuert werden. Vor der Messung mit dem OSA wird die Faser an ein optisches Leistungsmessgerät[10] mit eingebauter Photodiode[11] angeschlossen, um die eingekoppelte Lichtleistung zu maximieren. Der in Abb. 3.1 gezeigte Aufbau wird zur Charakterisierung aller in dieser Arbeit gezeigten Proben und Probenhalter verwendet. Zusätzlich zum Einsatz kommende Geräte, wie z.B. weitere Strom- oder Spannungsquellen, werden in den jeweiligen Kapiteln separat vorgestellt.

[2]Newport, Modell: 818-ST2, 400–1100 nm
[3]Newport, Model: 1830C
[4]ILX Lightwave Corp., Modell: LDC-3724B
[5]National Instruments, Labview 6.1
[6]B. Halle GmbH, Modell: GTP, lange Version, 60 dB Unterdrückung
[7]ANDO Electric. Corp., Model: AQ6317
[8]Thorlabs, Modell: Fiberport PAF-X-15-PC-B, Faseranschluss FC/PC, 600–1050 nm
[9]FC/PC–FC/PC, Durchmesser 50/125 μm (Kern/Mantel)
[10]Thorlabs, Modell: Compact Power and Energy Meter Console PM100D
[11]Thorlabs, Modell: Compact Fiber Photodiode Power Sensor S150C, Si, 350–1100 nm

3.2 Biegehalter für direkte mechanisch induzierte Verspannung

Um die maximal realisierbare Doppelbrechungsaufspaltung zu ermitteln, wird zuerst auf mechanische Biegung als Mittel zur Spannungsinduzierung in den Halbleiterkristall zurückgegriffen. Panajotov et al. [85] haben im Jahr 2000 mittels Verbiegung eines in einem TO-Sockel verbauten VCSEL-Chips eine Doppelbrechungsaufspaltung B von 80 GHz realisiert. Der Sockel, auf dem der VCSEL fixiert war, wurde dafür über zwei sich seitlich befindende Schrauben verbogen, sodass hier eine indirekte Spannungsinduzierung vorlag. Aufbauend auf dem in der Doktorarbeit von Johannes Michael Ostermann [86] genutzten Biegehalter wurde, unter Zuhilfenahme des Programms *Inventor*[12] zum rechnergestützten Konstruieren (engl. **c**omputer-**a**ided **d**esign, **CAD**), ein an unsere Anforderungen angepasster Halter entworfen. Der Biegehalter, welcher in der vorher genannten Arbeit verwendet wurde, und unser erweiterter Halter sind in Abb. 3.2 gezeigt.

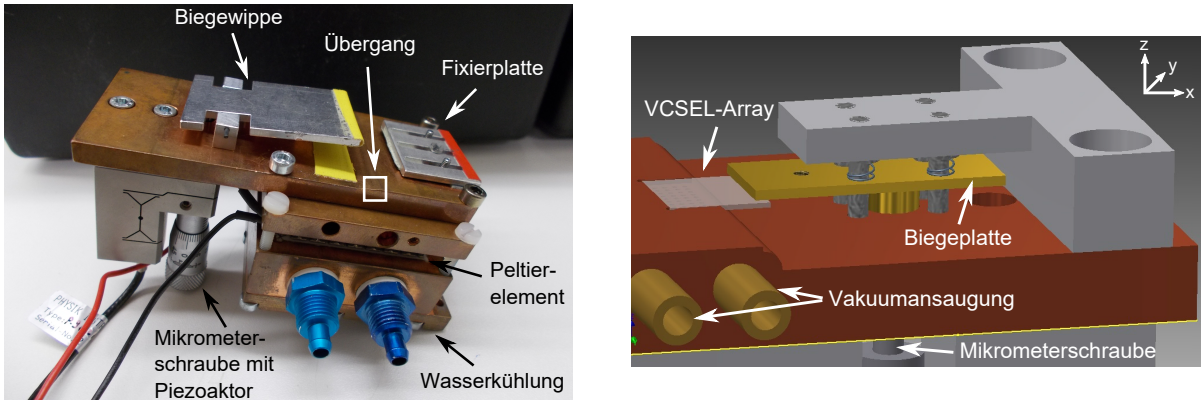


Abbildung 3.2: Fotografie des vorherigen Biegehalters von Dr. Ostermann (links). CAD-Graphik des optimierten Biegehalters für direkte mechanische Verbiegung (rechts, abgeändert aus [87] mit Erlaubnis von IET).

Wie in Abb. 3.2 (links) zu sehen, besteht der von Ostermann verwendete Halter aus einer Fixierplatte, durch die ein Teil eines VCSEL-Arrays arretiert werden kann, während auf den freien Bereich über die Biegewippe Druck ausgeübt wird. Hierzu gibt es einen minimalen Höhenunterschied zwischen rechtem und linkem Bereich, welcher als Übergang markiert ist. Der Weg der Biegewippe lässt sich durch eine Mikrometerschraube mit angeschlossenem Piezoaktor beeinflussen. Unterhalb der Fixierplatte sind zusätzlich noch ein Peltierelement sowie Anschlüsse für eine mögliche Wasserkühlung vorhanden. Diese werden benötigt, um die Probentemperatur zu variieren. Mit diesem Halter wurden

[12] Autodesk Inc: 3D-CAD Software Inventor

anfangs einige Messungen durchgeführt. Allerdings gibt es hier Schwächen, welche reproduzierbare Messungen mit maximal möglicher Aufspaltung erschweren. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, sollte die Achse, entlang der Verspannung in den Kristall eingebracht wird, parallel zu einer der beiden Achsen der linearen Polarisationsmoden stehen, um einen maximalen Effekt zu erzielen. Dies kann mit diesem Halter nicht gewährleistet werden, da die Fixierplatte keine Beschränkung bei der Positionierung des VCSEL-Arrays vorgibt (Biegeachse hängt vom Augenmaß des Experimentators ab). Die Fixierplatte selber wird durch eine mittig angebrachte Schraube Richtung Halteroberfläche bewegt. Der Druck, mit dem die Schraube angezogen wird, sowie der Anteil des VCSEL-Arrays, welcher letztendlich mittels Druck fixiert ist, variiert dabei von Messung zu Messung. Der von der Fixierplatte eingebrachte Druck sorgt für einen ungewollten Spannungseintrag in die Kristallstruktur, was wiederum einen Einfluss auf die Doppelbrechung nach sich zieht. Der eigentliche Biegevorgang erfolgt über die Biegewippe, welche beim Hineindrehen der Mikrometerschraube auf den unter der Biegewippe befindlichen Teil des VCSEL-Arrays Druck ausübt. Der maximale Biegeweg und somit die maximal mögliche eingebrachte Spannung in das Array ist durch den geringen Höhenunterschied von ca. 0,5 mm am Übergang stark begrenzt. Trotz der genannten Schwächen konnte eine Aufspaltung von 72 GHz erzielt werden, was im Bereich der vorher erwähnten bisherigen maximalen Aufspaltung von 80 GHz [85] liegt. Durch die bei der Benutzung erlangten Erfahrungswerte gibt es einige Punkte, die bei einem optimierten Biegehalter berücksichtigt werden müssen:

- Möglichkeit zur exakten Positionierung des verwendeten VCSEL-Arrays für maximalen Effekt
- Großer Biegeweg der Probe bis zur maximal möglichen Biegung (Bruchpunkt)
- Kontrolle über Biegedistanz
- Verifizierung des Nullpunkts (Start des Biegung), um einen Zusammenhang zwischen Biegeweg und Doppelbrechungsaufspaltung herzustellen.

In Abb. 3.2 (rechts) sieht man, inwiefern diese Punkte umgesetzt worden sind. Der hier abgebildete Biegehalter mit einer Grundfläche von $40 \times 70\,\mathrm{mm}^2$ (Breite × Länge) besitzt im linken Bereich eine Vertiefung mit den Abmessungen 5 mm × 10 mm × 0,5 mm (Tiefe × Breite × Höhe). Die Fixierung der Probe geschieht in diesem Fall nicht über einen Stempel, der die Probe über Druck von oberhalb fixiert, sondern per Vakuumansaugung. Hierzu sind in der Vertiefung mehrere Löcher integriert, über die sich ein Unterdruck erzeugen lässt. Dabei entsteht wie beim vorherigen Halter eine Verspannung im Kristall, welche Einfluss auf die resultierende Doppelbrechung nimmt. Jedoch ist der Einfluss konstant und

variiert nicht zwischen einzelnen Messungen. Bei einem quadratischen VCSEL-Array mit einer Fläche von $10 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ liegt somit die Hälfte des Arrays in der Vertiefung während die andere Hälfte frei beweglich bleibt. Dadurch kann eine Verspannung entlang einer der beiden bevorzugten Kristallachsen garantiert werden. Um eine bessere Kontrolle über den Biegeweg der Probe zu haben, ist auch die Biegevorrichtung angepasst. Die Biegeplatte ist über vier Stifte in der x-y-Ebene unbeweglich gelagert. Oberhalb der Platte befinden sich an den Stiften Federn, welche die Biegeplatte gleichmäßig entlang der z-Achse nach unten drücken. Die Bewegung kann über die unterhalb befindliche Mikrometerschraube gesteuert werden. Diese ist in einer an die Platte angebundenen Hülse frei gelagert und steuert die Bewegung der Platte über eine Änderung des Gegendrucks. Diese freie Lagerung ist notwendig, um die Übertragung der Drehbewegung der Schraube auf die Biegeplatte zu verhindern. Der Weg der Biegeplatte ist, im Gegensatz zum vorherigen Halter, direkt über die Mikrometerschraube ablesbar. Die Biegeplatte hat einen Überlapp mit dem VCSEL-Array von 1,5 mm, um auch bei größeren Auslenkungen eine gleichmäßige Auflagefläche zu gewährleisten. Außerdem wurde, um die Probe möglichst schonend über einen großen Bereich biegen zu können, ein abgerundeter Übergang mit einem Höhenunterschied von 2 mm etabliert, was dem vierfachen des vorherigen Höhenunterschieds entspricht. Um nun aber den Zusammenhang zwischen Biegeweg der Probe und Änderung der Mikrometerschraube herzustellen, ist die Bestimmung des Kontaktpunkts zwischen Biegeplatte und Probe notwendig. Diese Startposition der Messung, welche in später gezeigten Graphen der 0 μm-Auslenkungsposition entspricht, wird über eine Kontaktstrommessung bestimmt. Hierbei wird eine Spannung von 2 V zwischen Biegeplatte und Kupferoberfläche des Halters angelegt. Berührt nun die Biegeplatte das VCSEL-Array, wird der Stromkreis über die Probe geschlossen und ein Strom kann gemessen werden. Zur Minimierung des elektrischen Widerstands ist die Biegeplatte zusätzlich noch mit Gold beschichtet. Das Ganze ist schematisch in Abb. 3.3 dargestellt.

Damit es nicht schon vorher zu einem Stromfluss kommt, müssen alle Kontaktpunkte der Biegeplatte mit dem Halter isoliert werden. Aus diesem Grund bestehen die Stifte, welche zur Stabilisierung verwendet werden, aus Kunststoff. Auch ein möglicher elektrischer Kontakt zwischen Biegeplatte und Mikrometerschraube wird durch einen Kunststoffeinsatz in der Hülse verhindert. Für reproduzierbare Messungen ist es außerdem notwendig, Schwankungen der Substrattemperatur der Probe zu vermeiden. Dies kann über verschiedene Mechanismen gewährleistet werden. Um eine gute Abfuhr der Verlustwärme im betriebenen VCSEL zu erreichen, besteht der Hauptblock des Biegehalters aus Kupfer, was eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit aufweist. Die in Abb. 3.3 in Silber dargestellten Teile des Halters, die nicht in Berührung mit der Probe kommen, bestehen aus Aluminium.

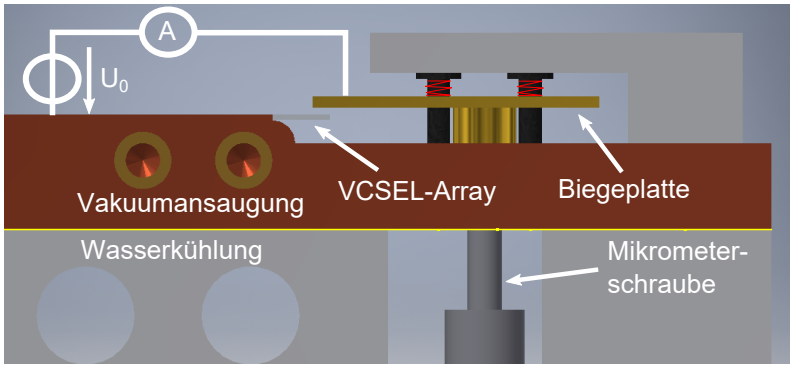


Abbildung 3.3: Seitenansicht des Biegehalters aus dem genutzten CAD-Programm. Bei Kontakt der Biegeplatte mit dem VCSEL-Array kommt es aufgrund der angelegten Spannung U_0 zu einem messbaren Stromfluss. Zusätzlich ist unterhalb der Vakuumansaugung noch ein Anschluss zur Wasserkühlung des Halters eingefügt. Abgeändert aus [88], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2567336.

Dies ist wesentlich günstiger und zudem einfacher zu verarbeiten als Kupfer. Das unterhalb der Vakuumansaugung befindliche Teilstück kann über die sichtbaren Anschlüsse von Wasser durchströmt werden und trägt damit zusätzlich zur Kühlung bei. Außerdem wird zur aktiven Steuerung der Temperatur ein Peltierelement zwischen Kupferblock und Wasserkühlung platziert. In Verbindung mit einem nah an der Probe positionierten Wärmesensor kann so mittels eines Regelkreises die Temperatur der Probe eingestellt werden. Weitere Informationen zum genutzten Probenhalter können der Quelle [89] entnommen werden.

3.2.1 Charakterisierung des Doppelbrechungsverhaltens

Um den Einfluss der direkten Biegung auf die Doppelbrechungsaufspaltung zu messen, werden VCSEL-Arrays mit einer Größe von $10 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ aus einem Teilstück eines 3-Zoll-Wafers herausgespalten. Wir nutzen elektrisch gepumpte einmodige 850 nm AlGaAs-VCSEL mit einem Oxidblendendurchmesser von $4\,\mu$m, hergestellt von Philips Photonics (jetzt TRUMPF Photonic Components). Die VCSEL sind auf [100]-orientiertem GaAs gewachsen mit den Polarisationsachsen entlang den Kristallrichtungen $[0\bar{1}\bar{1}]$ und $[01\bar{1}]$. Die Strukturen haben einen Pitch von $250\,\mu$m (Abstand zwischen zwei nebeneinander liegenden VCSELn) und eine Dicke von $150\,\mu$m, wobei ca. $10\,\mu$m die Schichtstruktur des Lasers an der oberen Seite ausmachen und der größte Teil das darunterliegende GaAs-Substrat bildet. Der VCSEL ist ein oberseitiger Emitter mit einem ringförmigen p-Kontakt auf der VCSEL-Mesa an der Oberseite und einer vollständig metallisierten Rückseite für den

n-Kontakt. Die Strominduzierung erfolgt über ein quadratisches Bondpad mit einer Seitenlänge von 80 μm, welches über einen leitfähigen Steg mit der Mesa verbunden ist. Ein VCSEL-Chip bestehend aus VCSEL, Bondpad und verbindendem Steg umgeben von Polyimid ist in Abb. 3.4 (links) zu sehen. Die bevorzugten orthogonalen Kristallachsen sind eingezeichnet. Die auf dem VCSEL-Chip zu sehenden Zahlen geben eine Aussage über Zeilen- und Spaltenposition des VCSELs. Dies ist notwendig, um bestimmte Strukturen auf einem Wafer schnell zu finden bzw. Messergebnisse einzelnen Chips zuordnen zu können. Die Kratzer auf dem Bondpad zeigen Abtragungen durch zur Charakterisierung verwendete Kontaktnadeln. Zusätzlich ist ein Bild der VCSEL-Mesa mit Oxidblende in Abb. 3.4 (rechts) dargestellt.

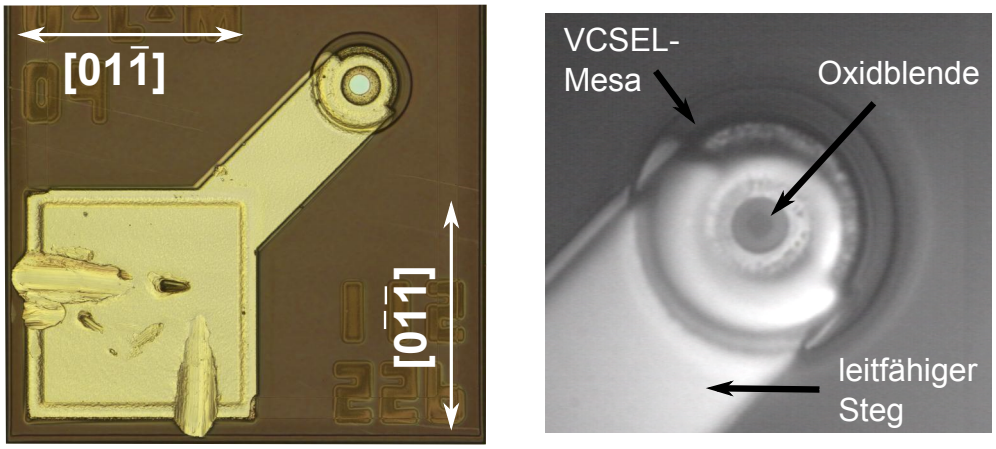


Abbildung 3.4: Fotografie eines VCSEL-Chips. Auf dem Bondpad sind die Kratzer durch Auflegen der Kontaktnadel sichtbar. Die eingezeichneten Kristallachsen [0$\bar{1}\bar{1}$] und [01$\bar{1}$] liegen parallel zu den Polarisationsachsen (links, abgeändert aus [87] mit Erlaubnis von IET). Aufnahme der VCSEL-Mesa mit Oxidblende eines einmodigen VCSELs mit einem Blendendurchmesser von 4 μm (rechts).

Für die Messung wird nun ein VCSEL-Array in die Vertiefung gelegt und durch Unterdruck fixiert. Danach wird der Halter um 90° gekippt und arretiert, damit das Laserlicht entlang der optischen Achse emittiert. Vor der Kontaktierung eines VCSELs wird die Kontaktstrommessung durchgeführt, um die Nullposition der Mikrometerschraube zu bestimmen. Danach wird ein VCSEL, welcher am Übergang vom Ansaugungsbereich zur Biegekante liegt, mittels Nadel kontaktiert. Hier gibt es zum einen den höchsten Spannungseintrag bei Biegung (dies wird in Abschnitt 3.4 genauer beleuchtet) und zum anderen ist die Strahlablenkung bei der hier vorliegenden einseitigen Biegung minimal. Letzterer Punkt ermöglicht eine Messung mit großem Biegeweg ohne großen Justageaufwand an den Messoptiken. Zur Charakterisierung werden LIV-Kennlinien und optische Spektren für verschiedene Biegewege aufgenommen. Für polarisationabhängige Resultate werden

die vorher genannten Messungen zusätzlich mit einem eingeschobenen Linearpolarisator durchgeführt, welcher eine der beiden linearen Polarisationsmoden unterdrückt. Um Messergebnisse ohne Spannungseintrag durch die Biegeplatte zu erhalten, wird bei einer Schraubenposition von $-40\,\mu$m im Bezug zur Nullposition begonnen. Bei jedem Messdurchgang wird die Biegeplatte um $10\,\mu$m Richtung VCSEL-Array verschoben. Die Probe wird zuerst entlang der $[0\bar{1}\bar{1}]$-Richtung gebogen und nach Zurückfahren auf die Startposition um 90° gedreht, um eine Biegemessung entlang der $[01\bar{1}]$-Richtung durchzuführen. Durch die Messung entlang beider bevorzugter Kristallrichtungen soll die interne Doppelbrechung einbezogen und ein erwarteter Polarisationssprung (PS) beim Wechseln der Moden im Gewinnspektrum verifiziert werden. Die Substrattemperatur der Probe wird während der gesamten Messung konstant auf 20°C gehalten. Die Änderungen der Lasercharakteristika unter mechanisch eingebrachter Verspannung entlang der $[01\bar{1}]$-Richtung sind in Abb. 3.5 (links) zu erkennen. Hier sind die LIV-Kennlinien bei Schraubenpositionen von $-40\,\mu$m (ohne Biegung) und bei maximalem Biegeweg $S_\mathrm{A} = 290\,\mu$m dargestellt. Wir erhalten eine Verringerung des Schwellstroms I_th von 0.66 auf 0.54 mA bei einer nahezu gleichbleibenden Schwellspannung $V_\mathrm{th} \approx 1.90\,\mathrm{V}$ und einem praktisch konstanten differentiellen Quantenwirkungsgrad η_d. Die Verringerung des Schwellstroms kann auf die Verschiebung der dominante PM zu höherem Gewinn zurückgeführt werden. Für beide Messungen wird eine optische Laserleistung im Bereich von 1 mW bei einem Laserstrom von 2 mA erreicht. In Abb. 3.5 (rechts) ist neben den zugehörigen Spektren zusätzlich noch das optische Spektrum bei $S_\mathrm{A} = 200\,\mu$m dargestellt. Die Spektren wurden bei einem Laserstrom von 2,1 mA gemessen. Man erkennt bei einer Schraubenposition von $-40\,\mu$m (ohne Biegung) keine Aufspaltung der beiden PM. Erst durch die durch Biegung eingebrachte Verspannung kommt es zu einer sichtbaren Aufspaltung der PM zu höheren bzw. niedrigeren Wellenlängen. Des Weiteren sind die Moden höherer Ordnung (MHO) zu erkennen. Hier ist ein Aufspalten der MHO bei $S_\mathrm{A} = 200\,\mu$m zu sehen, wobei es bei einer Erhöhung des Biegewegs auf $S_\mathrm{A} = 290\,\mu$m zu einem Überlagern der MHO mit der Polarisationsmode der Grundmode kommt. In Abb. 3.6 (links) sind beide optischen Spektren der Grundmode bei einem Laserstrom von 2.1 mA für maximale Biegung entlang der $[0\bar{1}\bar{1}]$- und der $[01\bar{1}]$-Richtung mit einen Biegeweg S_A von $320\,\mu$m bzw. $290\,\mu$m gezeigt. Aus den Spektren lässt sich für beide Biegerichtungen eine deutliche Aufspaltung der Polarisationsmoden der Grundmode herauslesen. Man erhält die Wellenlängendifferenzen $\Delta\lambda_{[0\bar{1}\bar{1}]} = 0{,}61\,\mathrm{nm}$ und $\Delta\lambda_{[01\bar{1}]} = 0{,}63\,\mathrm{nm}$. Über (2.22) aus Abschnitt 2.4 lässt sich aus der Wellenlängenaufspaltung die Doppelbrechungsaufspaltung B berechnen. Wir erhalten eine Aufspaltung von $B_{[0\bar{1}\bar{1}]} = 251\,\mathrm{GHz}$ bzw. $B_{[01\bar{1}]} = 259\,\mathrm{GHz}$, was den bisherigen maximalen Aufspaltungswert von Panajotov et al. [85] aus dem Jahr 2000 um mehr als den

Faktor drei übersteigt. Bei der Biegung entlang der [$0\bar{1}\bar{1}$]-Richtung war nach Erhöhung von S_A über den Wert von 320 μm hinaus ein Zischen zu hören, was durch das Herausheben der Probe aus der Vakuumansaugung verursacht wurde. Aus diesem Grund wurde die Messung entlang dieser Richtung abgebrochen und die Probe für eine Messung entlang der orthogonalen Kristallachse um 90° gedreht. Beim Erhöhen des Biegewegs nach dem Drehen der Probe entlang der [$01\bar{1}$]-Richtung kam es bei $S_\mathrm{A} = 300\,\mu$m zu einem Bruch des VCSEL-Arrays, weshalb bei einem Biegeweg von 290 μm der letzte Messwert aufgenommen wurde.

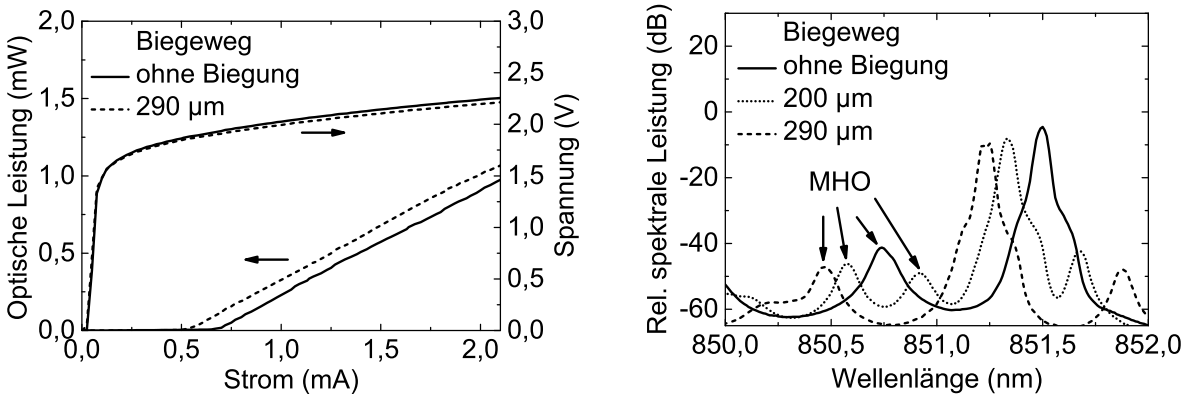


Abbildung 3.5: LIV-Charakteristika (links) und Spektren (rechts) eines VCSELs ohne Biegung und beim maximalen Biegeweg $S_\mathrm{A} = 290\,\mu$m entlang der [$01\bar{1}$]-Richtung. Zusätzlich ist rechts das Spektrum bei einem Biegeweg $S_\mathrm{A} = 200\,\mu$m zu sehen. Neben den Grundmoden sind auch die Moden höherer Ordnung (MHO) zu erkennen. Die Spektren wurden bei einem Laserstrom von 2,1 mA gemessen. Abgeändert aus [88], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2567336.

Ein weiterer interessanter Punkt, auf den hier eingegangen werden soll, ist die Frage, wie sich B bei steigender Spannungsinduzierung (hier steigendem Biegeweg) verhält. Dazu wurde in Abb. 3.6 (rechts) für beide Biegeachsen B über den Biegeweg aufgetragen. Drei Eigenschaften fallen hierbei ins Auge. Als erstes sieht man entlang beider Biegerichtungen einen Versatz in der Doppelbrechungsaufspaltung beim Schnittpunkt mit der y-Achse (0 μm-Position), bei der noch keine Spannungsinduzierung über Biegung vorliegt. Dieser ist auf eingebaute Doppelbrechung beim Kristallwachstum und den elektro-optischen Effekt zurückzuführen. Zusätzlich können auch externe Faktoren, wie die Fixierung der Probe via Vakuumansaugung oder Druckausübung durch Kontaktierung mit der Kontaktnadel, zu einer Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung beitragen. Bis $S_\mathrm{A} = 50\,\mu$m ist lediglich eine moderate Steigung der Doppelbrechungsaufspaltung mit erhöhtem Biegeweg zu erkennen. Dies kann zum Beispiel durch anfängliche Relaxation im Kristall erklärt werden. Danach kommt es unter Einbeziehung von kleineren Abweichungen zu einem linearen Anstieg von B mit S_A. Die Tatsache, dass bei einem geringeren Biegeweg entlang

der [01$\bar{1}$]-Richtung eine höhere Aufspaltung erzielt wurde, lässt sich mit der Position des untersuchten VCSELs auf dem VCSEL-Array und dem damit verbundenen Spannungseintrag erklären. Dies wird in Abschnitt 3.4 ausführlich erläutert.

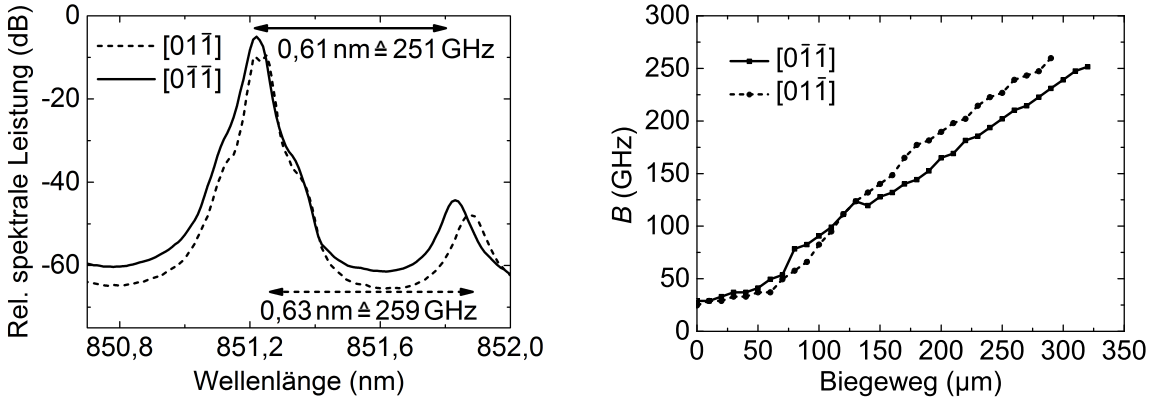


Abbildung 3.6: Optische Spektren der Grundmode für maximale Biegung entlang der beiden bevorzugten Kristallrichtungen bei einem Laserstrom von 2,1 mA (links). Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung B mit steigendem Biegeweg für eine Biegung entlang der [0$\bar{1}\bar{1}$]- und [01$\bar{1}$]-Richtung (rechts). Abgeändert aus [87] mit Erlaubnis von IET.

Bei der Betrachtung der Polarisationsmoden fällt Folgendes auf. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, kommt es beim Einbringen von Verspannung in den Kristall zu einer Wellenlängenverschiebung der Polarisationsmoden durch eine Änderung des Brechungsindexes. Aufgrund dessen können sich die Polarisationsmoden im Gewinnspektrum auf der Wellenlängenachse entweder voneinander entfernen oder zueinander hinbewegen. In unserem Experiment wird zuerst entlang einer der Achsen gestreckt (positive Verspannung) was automatisch zu einer Stauchung in Richtung der orthogonal liegenden Achse (negative Verspannung) führt. Darauf folgend wird das Experiment bei Rotation um 90° wiederholt. In unseren Messungen konnten wir bestätigen, dass es bei positiver (Streckung) bzw. negativer eingebrachter Verspannung (Stauchung) der Kristallstruktur zu einer Verschiebung der Polarisationsmoden der Grundmode zu höheren bzw. niedrigeren Wellenlängen kommt. Aufgrund dessen erwarten wir einen PS, da die Polarisationsmoden sich mindestens einmal aufeinander zubewegen müssten, um dann die Positionen im Gewinnspektrum zu wechseln, was automatisch zu einem Sprung führt. Dieses Verhalten konnte in unserer Messung nicht verifiziert werden. Im gezeigten Experiment liegt die dominante PM parallel zur Achse mit negativ eingebrachter Spannung, was sich mit steigendem Biegeweg nicht ändert. Nach Drehung des VCSEL-Arrays um 90° kann schon ohne Biegung ein Sprung der dominanten PM um 90° festgestellt werden (wieder parallel zum negativem Spannungseintrag). Als mögliche Erklärung dient hier die einseitige Fixierung der Pro-

be über Vakuumansaugung, was zu einem nicht unerheblichen Spannungseintrag führen könnte. Um den Einfluss der ungleichmäßigen Ansaugung zu testen, wurden weitere Messungen mit dem Biegehalter und zusätzlich Messungen mit vollständig angesaugter Probe durchgeführt. Hierbei wurde ein gesonderter Probenhalter ohne Biegemechanismus genutzt, welcher in Kapitel 4 genauer vorgestellt wird. Bei vollständiger Ansaugung bleibt die dominante Mode auch nach Drehung auf eine Achse fixiert. Im Gegensatz dazu konnte ein Einfluss auf das Modenverhalten bei partieller Ansaugung durch zusätzliche Messungen bestätigt werden. Daraus folgt, dass die partielle Fixierung über Unterdruck einen nicht unerheblichen gerichteten Spannungseintrag in die Kristallstruktur bewirkt.

3.3 Indirekter Spannungseintrag als Miniaturisierungsansatz

Es konnte gezeigt werden, dass extrem hohe Frequenzdifferenzen zwischen den Polarisationsmoden der Grundmode mittels direkter mechanischer Spannungsinduzierung verwirklicht werden können. Der hierfür verwendete Biegehalter ist aufgrund der geringen Anzahl der nutzbaren VCSEL pro verwendetem Array und seiner Komplexität für spätere Anwendungen ungeeignet. Als erster Schritt zur Miniaturisierung und Vereinfachung des Biegeprinzips wird auf indirekte Biegung zurückgegriffen, wobei der Mechanismus an den vorherigen angelehnt ist. Hierbei stellt sich die Frage, ob vergleichbar hohe Aufspaltungen realisiert werden können. Der vereinfachte Biegehalter sowie eine für diesen Halter angepasste Probe ist in Abb. 3.7 zu erkennen.

Der in Abb. 3.7 (links) gezeigte Halter hat eine Fläche von $30 \times 50\,\mathrm{mm}^2$ (Breite $\times$ Länge) mit vier Bohrungen in den Eckbereichen. Diese Grundmaße sowie die Bohrungen sind der Halterung im Messaufbau unserer Kooperationspartner von der Ruhr-Universität Bochum (RUB) angepasst, mit dem die Experimente zur Spininduzierung durchgeführt werden. Im linken Bereich des gezeigten Halters befindet sich wie zuvor eine Aussparung mit einer Fläche von $4 \times 5\,\mathrm{mm}^2$ (Breite $\times$ Länge), in der die Hälfte der zu vermessenen Probe fixiert werden kann. Dies geschieht in diesem Fall über einen Stempel mit den Abmessungen $4 \times 2{,}5\,\mathrm{mm}^2$ (Breite $\times$ Länge), welcher über zwei Schrauben fixiert wird. Als Ersatz für die aufwendige Biegeplatte bei der direkten Biegung wird hier auf einen breiten Schraubenkopf mit einem Durchmesser von 11,5 mm, der mit der Probe um 1,75 mm überlappt, zurückgegriffen. Die Schraube wird während der Messung von der Rückseite des Halters aus gedreht und hat eine Gewindesteigung von 0,35 mm. Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts werden wir den Schraubenkopf als Biegeplatte bezeichnen. Die verwendete Probe

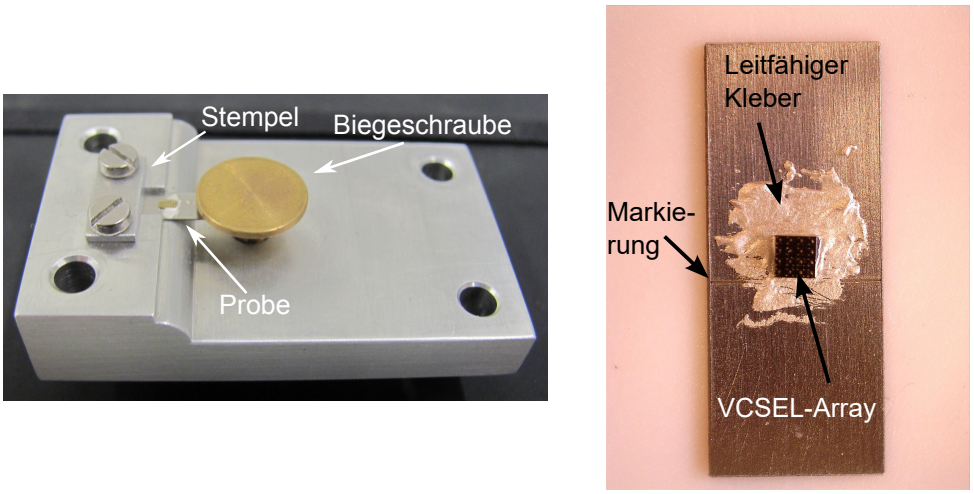


Abbildung 3.7: Biegehalter mit eingebauter Probe für indirekte Spannungsinduzierung (links). Die Probe besteht aus einem Metallstreifen und einem aufgeklebten VCSEL-Array. Zur Positionierung des Arrays befindet sich eine Markierung auf dem Streifen (rechts). Abgeändert aus [90], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2228091.

(siehe Abb. 3.7 (rechts)) besteht aus einem wesentlich kleineren VCSEL-Array, welches auf einen 10 mm langen und 4 mm breiten Stahlstreifen mit einer Dicke von 0,2 mm geklebt wird. Die Größe des VCSEL-Arrays von $1 \times 1\,\mathrm{mm}^2$ ist so gewählt, dass mit diesem noch händisch gearbeitet werden kann. Außerdem wird so sichergestellt, dass bei Ausfall eines VCSELs die Möglichkeit besteht, auf einen benachbarten Laser zurückzugreifen. Eine Verkleinerung bis auf einen einzelnen Laserchip ist mit diesem Ansatz grundsätzlich möglich. Zur Klebung wird ein leitfähiger Zwei-Komponenten-Kleber verwendet[13]. Dieser wird mit Hilfe einer Kontaktnadel (0,5 mm Durchmesser) dünn auf den Stahlstreifen über eine Fläche von ca. $2 \times 2\,\mathrm{mm}^2$ aufgetragen. Damit die Probe im Bereich des maximalen Spannungseintrags positioniert ist, wird zur Orientierung eine Markierung in 4,5 mm Entfernung von der Kante des Stahlstreifens eingebracht. Das aus einem größeren Waferstück herausgespaltene VCSEL-Array wird mittels einer Pick-and-Place-Maschine präzise auf der Klebefläche positioniert. Dies geschieht über eine steuerbare Vakuumansaugung in Verbindung mit einer Vergrößerungsoptik. Bei der Positionierung muss für einen maximalen Spannungseintrag auf eine parallele Ausrichtung der Probe zur Streifenkante geachtet werden. Aufgrund der Konstruktion der Probe ist hier nur die Verbiegung entlang einer der beiden bevorzugten Kristallrichtungen möglich. Wegen des indirekten Spannungseintrags ist mit Verlusten bei der Spannungsinduzierung zu rechnen, weshalb der Höhenunterschied am Übergang auf 4 mm vergrößert wird. Die Höhe der Verluste hängt dabei mit der Elastizität des Stahlstreifens und des verwendeten Klebers zusam-

[13] Polytec EC 101, leitfähig

men. Da kein direkter Kontakt zwischen dem VCSEL-Chip und dem Biegehalter existiert, ist im Gegensatz zum vorherigen Halter eine hohe Temperaturleitfähigkeit (Wärmesenke) des verwendeten Materials (hier Aluminium) nicht erforderlich. Auch auf die Möglichkeit zur aktiven Temperaturkontrolle wird hier verzichtet.

Zur Charakterisierung des Doppelbrechungsverhaltens bei indirekter mechanischer Spannungsinduzierung werden baugleiche VCSEL-Chips wie bei der direkten Spannungsinduzierung verwendet. Auch hier geschieht die Kontaktierung über eine Kontaktnadel auf der Vorderseite des VCSEL-Chips, bzw. über den Rückseitenkontakt, wo der Strom über den Halter abfließt. Im Gegensatz zum vorherigen Halter ist keine Kontaktstrommessung möglich, wodurch ein eindeutiger Zusammenhang zwischen B und dem Biegeweg der Probe nicht mehr hergestellt werden kann. Dies wird in Kauf genommen, da zum einen eine möglichst einfache Handhabung im Vordergrund steht und zum anderen, wie vorher erwähnt, lediglich untersucht werden soll, ob ähnlich hohe Aufspaltungen über indirekte Biegung realisiert werden können. Es werden LIV-Kennlinien und Spektren mit und ohne eingeschobenen Polarisator bei verschiedenen Biegewegen sowie vor dem Kontakt aufgenommen. Die Position der Biegeplatte vor dem Kontakt wird mittels direkter Beobachtung verifiziert. Der Kontaktpunkt zwischen Probe und Biegeplatte kann durch Beobachtung und eine spürbare Erhöhung des Drehwiderstands abgeschätzt werden. Am unteren Ende der Biegeschraube auf der Rückseite des Biegehalters befindet sich ein Drehknopf mit einer eingravierten Skala. Mit Hilfe dieser kann nach dem abgeschätzten Kontaktpunkt unter Berücksichtigung der Gewindesteigung der Biegeweg bestimmt werden. Die Ergebnisse der Messungen, welche bei einer Raumtemperatur von 21°C durchgeführt wurden, sind in Abb. 3.8 zu sehen.

In Abb. 3.8 (links) sind die LIV-Kennlinien ohne Biegung und für einen maximalen Biegeweg aufgetragen. Wie bei der direkten Biegung erhalten wir eine Verringerung des Schwellstroms I_{th} mit eingebrachter Verspannung von 0,51 auf 0,45 mA ohne sichtbare Änderung des Spannungsverhaltens. Der Laser liefert eine Leistung von $\approx 1\,\mathrm{mW}$ bei einem Strom von 2 mA. Abbildung 3.8 (rechts) zeigt die zugehörigen Spektren. Hier ist neben der Grundmode auch die Mode höherer Ordnung (MHO) abgebildet. Während vor der Biegung keine Aufspaltung der Polarisationsmoden der Grundmode sichtbar ist, zeigt sich eine hohe Wellenlängendifferenz von $\Delta\lambda = 0{,}55\,\mathrm{nm}$ bei $S_{\mathrm{A}} \approx 170\,\mu\mathrm{m}$. Dies entspricht $B = 226\,\mathrm{GHz}$, womit wir im Bereich der direkten Spannungsinduzierung liegen. Bei einer weiteren Erhöhung des Biegewegs kann es zu einem Kontaktverlust zwischen Array und Kleber und somit zu einem Abbruch der Spannungsübertragung kommen. Die nächst höhere Mode ist bei einem Laserstrom von 2,1 mA um 25 dB zur Grundmode unterdrückt. Auch hier ist eine Aufspaltung der Polarisationsmoden sichtbar, welche dem

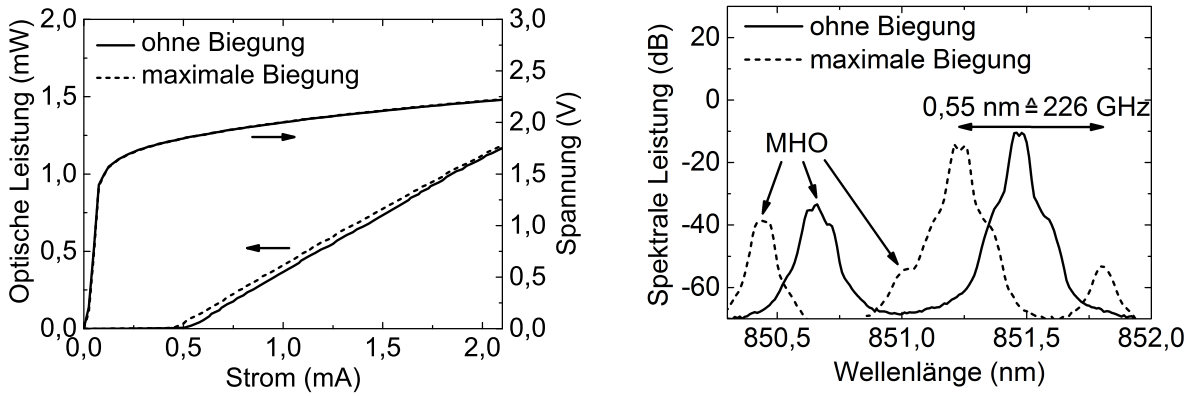


Abbildung 3.8: LIV-Kennlinien der untersuchten Probe ohne Biegung und bei maximal eingebrachter indirekter Verspannung (links). Optische Spektren ohne Biegung und mit maximalem Biegeweg für einen Laserstrom von 2.1 mA. Die Aufspaltung der Grundmode sowie der Mode höherer Ordnung (MHO) aufgrund von induzierter Spannung ist gut sichtbar (rechts). Abgeändert aus [90], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2228091.

gleichen Aufspaltungswert wie bei den Polarisationsmoden der Grundmode entspricht. Außerdem kommt es durch die Wellenlängenverschiebung zu einem Überlagern der Polarisationsmode der Grundmode und der höheren Mode bei 851 nm. Dieser Effekt wurde auch schon bei direkter mechanischer Spannungsinduzierung registriert.

3.3.1 VCSEL mit einer Wellenlänge von 1300 nm

Neben VCSELn mit einer Wellenlänge von 850 nm werden auch solche mit einer Wellenlänge von 1300 nm untersucht. Diese Wellenlänge besitzt einige interessante Eigenschaften für die optische Datenübertragung [91, 92]:

- Minimale zeitliche Aufweitung des Signals in der Glasfaser (Dispersion); ideal für hohe Bitraten
- Verluste in der Faser kleiner als bei 850 nm; höhere Reichweite
- Höhere Leistungen verwendbar im Bezug auf Augensicherheit
- Größere Modenbreite (ca. 1,5 mal der Modenbreite von 850 nm VCSELn) sorgt für einfachere Herstellung von SM-Lasern; größeres D_a für SM möglich
- Die benötigte Laserspannung kann im Gegensatz zum 850 nm VCSEL reduziert werden

Um die Wellenlänge des Lasers zu erhöhen, ist es notwendig, die Bandlückenenergie der Quantenfilme zu verringern. Bleibt man im GaAs/AlAs-Schichtsystem, was aufgrund des stabilen Wachstums von Vorteil ist, werden InGaAs Quantenfilme verwendet. Diese erhöhen jedoch die Verspannung im Kristall, sodass maximal eine Wellenlänge von etwa 1200 nm erreicht werden kann [93]. Erst durch das Einbringen von Stickstoff-Atomen (InGaAsN Quantenfilme) kann eine Verschiebung der Wellenlänge bis 1300 nm realisiert werden [92]. Die hier untersuchten Proben mit einer Wellenlänge von 1275 nm von der Firma Alight Technologies, Farum, Dänemark, sind für Datenübertragung optimiert. Ein typisches Merkmal ist die Positionierung beider Kontakte (p- und n-Kontakt) auf der VCSEL-Oberseite, um den Strompfad zu verkürzen, was in Abb. 3.9 (rechts) zu erkennen ist. Dadurch können höhere Schaltfrequenzen erreicht werden. In Abb. 3.9 (links) ist ein Ausschnitt aus einer VCSEL-Probe zu sehen. Der Pitch (Abstand zwischen zwei Mesen) beträgt 250 μm bei einer Probendicke von 650 μm. Zusätzlich zu den Zahlen für Spalten- und Zeilenposition des VCSELs ist ein geometrisches Zeichen zwischen den Zahlen eingefügt. Dieses gibt Auskunft über den Oxidblendendurchmesser des VCSELs. Die drei verwendeten Zeichen sind Quadrat, Kreis und Dreieck mit dem zugehörigen $D_a = 9$, 10 und 11 μm.

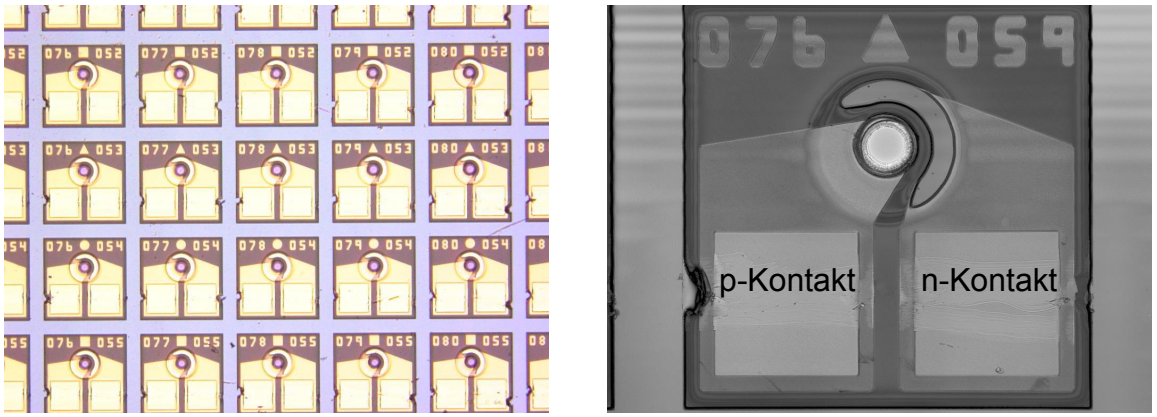


Abbildung 3.9: Übersichtsbild der verwendeten VCSEL mit Emission bei 1275 nm (links). Konfokale Aufnahme eines einzelnen VCSEL-Chips mit p- und n-Kontakt an der Oberseite (rechts). Die Markierung zwischen den Zahlen symbolisiert den Oxidblendendurchmesser. Die Beschädigungen der Chips in der Nähe der Bondpads wurden durch fehljustierte Messspitzen bei der automatisierten Messwertaufnahme verursacht und sind normalerweise nicht vorhanden.

Auch bei diesen Lasern soll über indirekte Biegung eine Doppelbrechungserhöhung $\geq$ 100 GHz realisiert werden. Da für weitere Untersuchungen zur Spininjektion bei unseren Projektpartnern an der Ruhr-Universität Bochum SM-VCSEL benötigt werden, muss

zuerst eine Charakterisierung der vorliegenden Laser erfolgen. Die optischen Spektren für die verschiedenen Oxidblendendurchmesser sind in Abb. 3.10 zu erkennen.

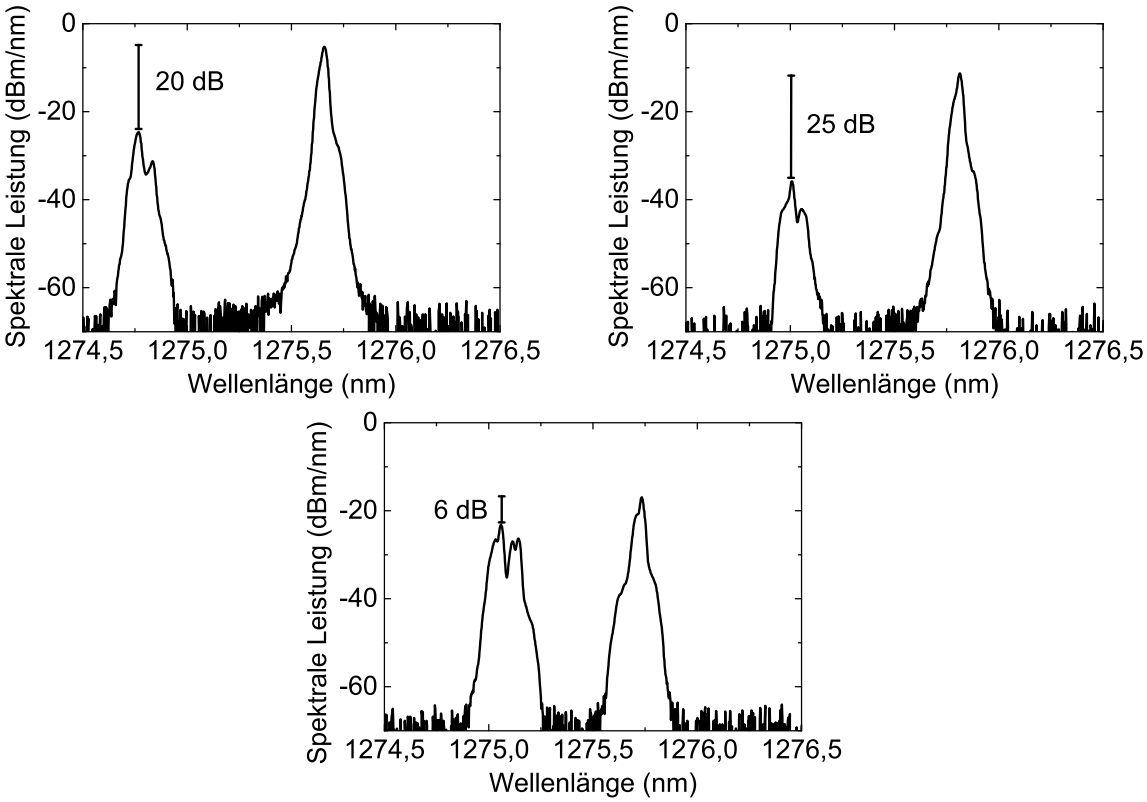


Abbildung 3.10: Optische Spektren der VCSEL mit den Oxidblendendurchmessern 9 μm (oben links), 10 μm (oben rechts) und 11 μm (unten) ohne mechanische Spannungsinduzierung. Die Grundmode und die Mode höherer Ordnung sind zu erkennen. Die Spektren wurden bei einem Laserstrom von 7 mA aufgenommen.

Hier ist neben der Grundmode auch die nächst höhere transversale Mode zu sehen. Die Spektren wurde ohne Polarisator aufgenommen, um die Unterdrückung der Nebenmoden zu untersuchen. In den beiden oberen Spektren ist eine Unterdrückung von ≥ 20 dB zu erkennen. Für den untersuchten VCSEL mit der größten Oxidblende von 11 μm in Abb. 3.10 (unten) ist nur eine minimale Unterdrückung von 6 dB messbar. Hier kann nicht mehr von einem SM-VCSEL gesprochen werden. Aus diesem Grund fokussieren wir uns auf die VCSEL mit $D_\mathrm{a} = 9$ bzw. 10 μm. Die zugehörigen LIV-Kennlinien sind in Abb. 3.11 (links) bzw. (rechts) dargestellt. Zur Vermessung der LIV-Kennlinien wurde die Silizium-Photodiode für Wellenlängen bis 1100 nm in Abb. 3.1 durch eine InGaAs-Photodiode[14] ersetzt. Wir erhalten Schwellströme von $I_\mathrm{th} = 2{,}70$ mA und $I_\mathrm{th} = 3{,}00$ mA sowie zugehörige Schwellspannungen von $V_\mathrm{th} = 1{,}40$ V bzw. $V_\mathrm{th} = 1{,}34$ V für einen Oxidblendendurchmesser

[14]Newport, Modell: 818-IG/DB, 800–1650 nm

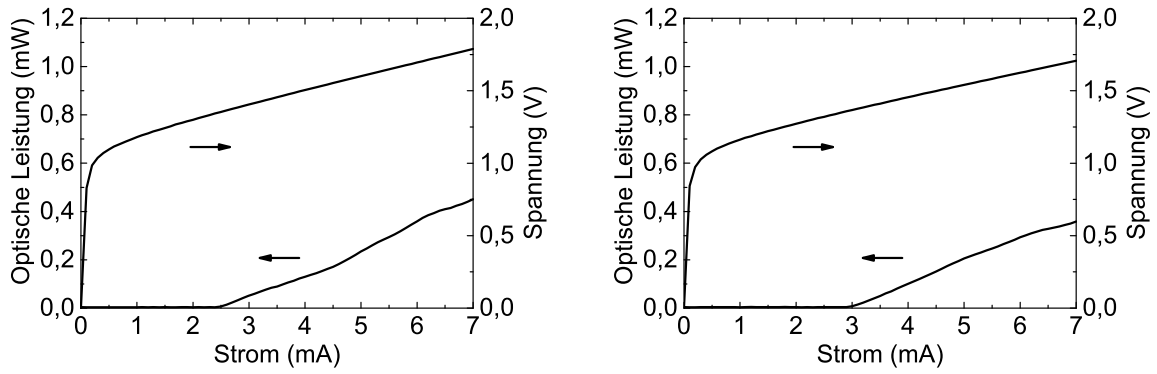


Abbildung 3.11: Zugehörige LIV-Kennlinien der in Abb. 3.10 gezeigten Spektren für einen Oxidblendendurchmesser von 9 μm (links) und 10 μm (rechts).

von 9 bzw 10 μm. Der Schwellstrom und die Schwellspannung sind höher bzw. niedriger als bei den gemessenen 850 nm VCSELn, was auf die größere Oxidblende zurückgeführt werden kann. Wir erhalten eine gemessene Laserleistung von $P = 0{,}45\,\mathrm{mW}$ (9 μm) und $P = 0{,}36\,\mathrm{mW}$ (10 μm) bei einem Laserstrom von 7 mA.

Um nun eine Erhöhung von B mittels Verspannung des Kristalls umzusetzen, wird auf den Biegehalter aus Abschnitt 3.3 zurückgegriffen. Zur Minimierung der durch das Substrat auftretenden Reduzierung der eingebrachten Verspannung bei indirekter Biegung wird das GaAs-Substrat der Probe mittels nasschemischer Ätzung gedünnt. Der Prozess der Substratdünnung wird in Kapitel 4 genauer erklärt. Nachdem die Probendicke von 650 μm auf 150 μm verringert wurde, werden $1 \times 1\,\mathrm{mm}^2$ große Stücke herausgespalten und mittels Kleber auf einen Stahlstreifen geklebt. Beim Spalten wird darauf geachtet, hauptsächlich VCSEL mit $D_\mathrm{a} = 9$ und 10 μm zu berücksichtigen. Wie anfangs erwähnt, sollen auch bei den 1300 nm VCSELn Aufspaltungen von $\geq 100\,\mathrm{GHz}$ realisiert werden. Hier werden nun Messungen an zwei VCSELn von unterschiedlichen VCSEL-Arrays gezeigt. Die Spektren der untersuchten VCSEL ohne Biegung und für verschiedene Biegewege sind in Abb. 3.12 für $D_\mathrm{a} = 9\,\mu$m (links) und für $D_\mathrm{a} = 10\,\mu$m (rechts) zu sehen. Die dargestellten Spektren wurden bei einem Laserstrom von $I_L = 7\,\mathrm{mA}$ ohne Verwendung eines Polarisator gemessen.

Bei dem in Abb. 3.12 (links) abgebildeten Spektrum ohne Biegung ist keine Doppelbrechungsaufspaltung sichtbar, da die nicht dominante PM aufgrund der Breite der dominanten PM verdeckt wird. Erst durch eine Messung mit eingeschobenem Polarisator zur Unterdrückung der dominanten PM (hier nicht abgebildet) kann eine Startaufspaltung von $B = 24\,\mathrm{GHz}$ ($\Delta\lambda = 0{,}13\,\mathrm{nm}$) identifiziert werden. Die dominante bzw. die nicht dominante Polarisationsmode liegt bei höherer bzw. niedrigerer Wellenlänge. Durch Biegung kommt es nun zu einer Erhöhung der asymmetrischen Verspannung im Kristall, wodurch

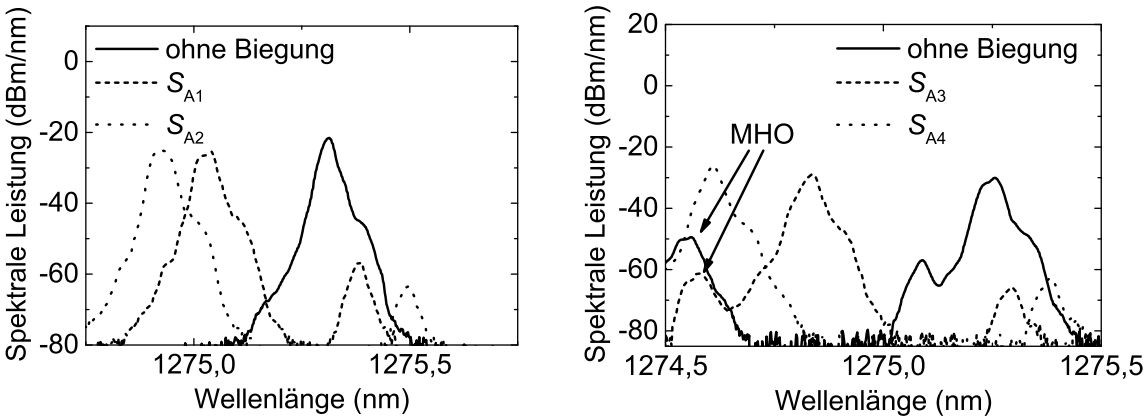


Abbildung 3.12: Spektren der Grundmode von VCSELn mit 1275 nm Wellenlänge für einen Oxidblendendurchmesser von 9 μm (links) und 10 μm (rechts) ohne Biegung und für verschiedene Biegewege S_{A}. Es gilt $S_{\mathrm{A2}} > S_{\mathrm{A1}}$ und $S_{\mathrm{A4}} > S_{\mathrm{A3}}$. Im rechten Graphen ist zusätzlich noch ein Teil der Mode höherer Ordnung (MHO) zu sehen. Die Spektren wurden bei einem Laserstrom von 7 mA ohne Verwendung eines Polarisators aufgenommen.

wir bei einer Auslenkung von S_{A1} eine Aufspaltung von $B_{S_{\mathrm{A1}}} = 64\,\mathrm{GHz}$ ($\Delta\lambda_{S_{\mathrm{A1}}} = 0{,}35\,\mathrm{nm}$) erhalten. Zusätzlich gibt es eine Änderung der dominanten PM von höherer zu niedrigerer Wellenlänge (PS). Da aufgrund der fehlenden Kontaktmessung keine Startposition bestimmt werden kann, wird für die gezeigten Biegewege keine Distanz angegeben. Eine weitere Erhöhung des Biegewegs auf S_{A2} ergibt eine Aufspaltung von $B_{S_{\mathrm{A2}}} = 108\,\mathrm{GHz}$ ($\Delta\lambda_{S_{\mathrm{A2}}} = 0{,}59\,\mathrm{nm}$). Durch den Wechsel der dominanten PM erhalten wir eine resultierende Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung von $\Delta B_{S_{\mathrm{A1}}} = 88\,\mathrm{GHz}$ bzw. $\Delta B_{S_{\mathrm{A2}}} = 132\,\mathrm{GHz}$. Für den untersuchten VCSEL mit $D_{\mathrm{a}} = 10\,\mu\mathrm{m}$ in Abb. 3.12 (rechts) ist neben der Grundmode auch teilweise die Mode höherer Ordnung (MHO) für die Messung ohne Biegung und mit dem Biegeweg S_{A3} zu sehen. Für den Biegeweg $S_{\mathrm{A4}} > S_{\mathrm{A3}}$ verschiebt sich die MHO weiter in Richtung höherer Wellenlängen, bis sie im Ausläufer der kurzwelligen Polarisationsmode der Grundmode verschwindet. Im gezeigten Spektrum ohne Biegung erkennt man eine Startaufspaltung der Polarisationsmoden von 29 GHz ($\Delta\lambda = 0{,}16\,\mathrm{nm}$), wobei wie vorher die dominante Mode bei höheren Wellenlängen und die nicht dominante bei kleineren Wellenlängen liegt. Durch Spannungsinduzierung per Biegung erhalten wir eine Erhöhung der Doppelbrechungsaufspaltung auf $B_{S_{\mathrm{A3}}} = 83\,\mathrm{GHz}$ ($\Delta\lambda_{S_{\mathrm{A3}}} = 0{,}45\,\mathrm{nm}$) bei Auslenkung um S_{A3} und auf $B_{S_{\mathrm{A4}}} = 143\,\mathrm{GHz}$ ($\Delta\lambda_{S_{\mathrm{A4}}} = 0{,}78\,\mathrm{nm}$) bei weiterer Erhöhung der Auslenkung um S_{A4}. Auch hier ergeben sich bei Betrachtung der Änderung des Vorzeichens der Doppelbrechungsaufspaltung aufgrund des Positionswechsels der Moden größere Werte von $\Delta B_{S_{\mathrm{A3}}} = 112\,\mathrm{GHz}$ und $\Delta B_{S_{\mathrm{A4}}} = 172\,\mathrm{GHz}$. Auf dem selben VCSEL-Array konnte bei einem anderen VCSEL mit $D_{\mathrm{a}} = 10\,\mu\mathrm{m}$ für den Biegeweg

S_{A4} sogar eine Aufspaltung $> 200\,\mathrm{GHz}$ gezeigt werden. Dies lässt sich mit einem höheren Spannungseintrag aufgrund einer anderen Position des Lasers auf dem Array erklären. Somit kann auch bei VCSELn im Wellenlängenbereich von 1300 nm die angestrebte Doppelbrechungsaufspaltung $\geq 100\,\mathrm{GHz}$ mittels indirekter Biegung realisiert werden.

3.3.2 Biegehalter-Design für verringerte Strahlablenkung

Mit der indirekten Biegung konnte eine erste Miniaturisierung für mechanisch induzierten Spannungseintrag bei gleichbleibend hoher Doppelbrechungsaufspaltung umgesetzt werden. Jedoch hat die einseitig eingespannte indirekte Biegung den Nachteil, dass beim Durchstimmen der Doppelbrechung (Erhöhung des Biegewegs) mit jedem Schritt eine Veränderung der Orientierung des Ausgangsstrahls des Lasers erfolgt. Um diesen Effekt zu minimieren, wird der Halter aus Abb. 3.7 angepasst. Der geänderte Bieghalter ist in Abb. 3.13 zu sehen.

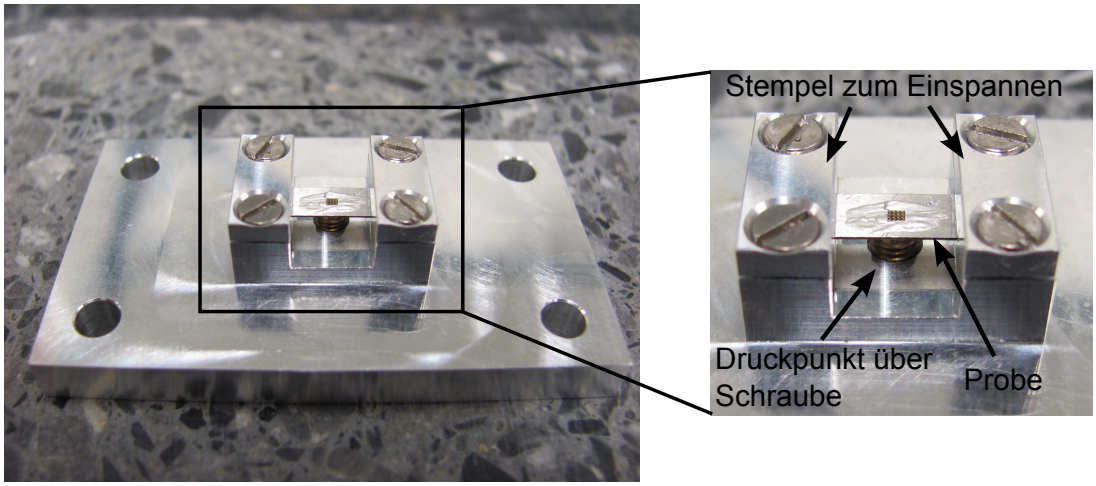


Abbildung 3.13: Vollständiger Biegehalter (links) und Ausschnitt des zentralen Bereichs (rechts). Die Probe ist beidseitig über Stempel fixiert. Die in die Probe eingebrachte Verspannung wird über die unter der Probe befindliche Schraube kontrolliert.

Bei diesem Biegehalter wird die Probe beidseitig eingespannt und die Biegung über eine unterhalb der Probe befindliche Schraube mit abgerundetem Kopf umgesetzt. Die Gewindesteigung der Schraube beträgt wie zuvor 0,35 mm. Die Probe besteht aus einem VCSEL-Array, welches wie bei der einseitigen Verspannung auf einen 0,2 mm dicken Stahlstreifen geklebt wird. Die verwendeten VCSEL entsprechen den in Abschnitt 3.2.1 gezeigten mit einer Wellenlänge von 850 nm. Der Stahlstreifen hat die Abmessungen 15 $\times$ 4 mm^2 (Länge $\times$ Breite) und liegt auf beiden Seiten 4 mm in einer Aussparung, in

der er über einen Stempel fixiert wird. Das Array wird mittig über dem Schraubenkopf platziert. Für weiterführende Arbeiten zur Polarisationsoszillation, welche in Kapitel 7 beschrieben werden, soll eine fixierte Doppelbrechungsaufspaltung im Bereich von 100 GHz realisiert werden. Die Positionierung des VCSEL-Arrays ist entscheidend, da direkt oberhalb der Schraube bei Druck der höchste Spannungseintrag umgesetzt wird. Es werden VCSEL-Arrays mit einer Größe von $2 \times 2\,\mathrm{mm}^2$ genutzt, um einen guten Überlapp mit dem Schraubenkopf sicherzustellen. In Abb. 3.14 (links) ist die LIV-Kennlinie für einen VCSEL bei eingebrachter Verspannung zu erkennen. Wir erhalten einen Schwellstrom $I_{\mathrm{th}} = 0{,}78\,\mathrm{mA}$ bei einer Spannung $V_{\mathrm{th}} = 1{,}98\,\mathrm{V}$. Ein optisches Spektrum der Grundmode sowie der höheren transversalen Mode, ohne eingeschobenen Polarisator, ist in Abb. 3.14 (rechts) dargestellt.

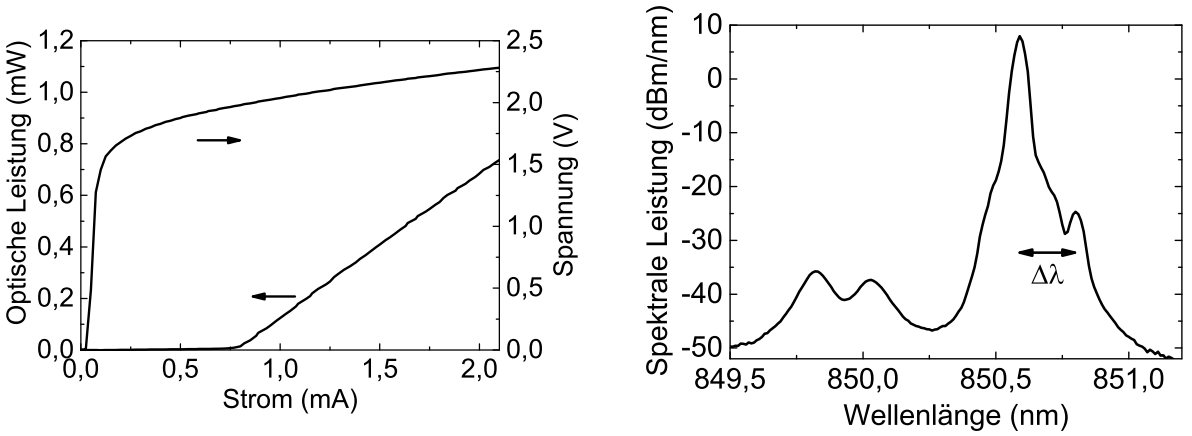


Abbildung 3.14: LIV-Charakteristik (links) und optisches Spektrum (rechts) eines VCSELs bei eingebrachter Verspannung über den Biegehalter aus Abb. 3.13.

Die gemessene Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda = 0{,}22\,\mathrm{nm}$ entspricht $B = 91\,\mathrm{GHz}$. Die nächst höhere Mode ist um $\geq 40\,\mathrm{dB}$ unterdrückt. Die sichtbare Wellenlängendifferenz beträgt hier wie bei der Grundmode 0,22 nm. Es wurde beim Experiment eine hohe Aufspaltung ($\approx 100\,\mathrm{GHz}$) schon bei minimalem Schraubenweg beobachtet. Auch bei diesem Halter ist in der gegebenen einfachen Bauform keine Kontaktpunktmessung möglich und der Kontaktpunkt wird über den Drehwiderstand abgeschätzt. Bei der Messung des VCSELs, der zentral oberhalb der Schraube platziert ist, konnte festgestellt werden, dass nahezu keine Korrektur der genutzten Laseroptiken bei Änderung der eingebrachten Verspannung erfolgen musste. Somit erfüllt dieses angepasste Design die vorher definierten Anforderungen. Um die Schraubenposition und die damit verbundene eingebrachte Verspannung zu fixieren, wird auf UV-Kleber[15] zurückgegriffen. Bei diesem kommt es zum Aushärten, sobald er hochdosierter ultravioletter (UV) Strahlung ausgesetzt ist. Der Vorteil bei diesem

[15]Loctite AA 3491

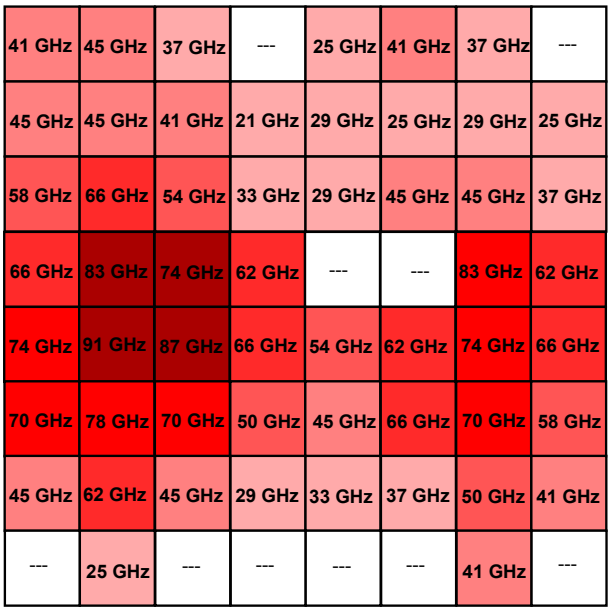


Abbildung 3.15: Verteilung der Doppelbrechungsaufspaltung auf einem $2 \times 2\,\mathrm{mm}^2$ großen VCSEL-Array mit 64 VCSELn bei fixiertem Spannungseintrag.

Kleber liegt in der steuerbaren Klebeeigenschaft. So wird der Kleber auf das Gewinde der Schraube aufgebracht und bei ausreichend hohem B der untersuchten VCSEL kann die Schraube mittels UV-Lampe fixiert werden. Über das untersuchte VCSEL-Array erhalten wir einen Gradienten der Doppelbrechungsaufspaltung, was in Abb. 3.15 zu sehen ist. Man erkennt gut eine Verringerung von B von der Mitte des VCSEL-Arrays nach außen (absteigend mit steigender Helligkeit) mit einer leichten Verschiebung zum linken Bereich, die wahrscheinlich auf die nicht zentrale Position der Probe im Halter zurückzuführen ist. Die weißen Felder zeigen defekte VCSEL oder mit dem verwendeten Spektrumanalysator nicht auflösbare Aufspaltungen. Der Vorteil eines bei einem festen Spannungseintrag fixierten VCSEL-Arrays liegt an der Variation an Aufspaltungen, die direkt ohne weiteren Justageaufwand am Halter für weiterführende Arbeiten genutzt werden können. Dies lässt sich ebenfalls mit dem Halter aus Abschnitt 3.3 umsetzten.

3.4 FEM-Simulation zur Abschätzung der eingebrachten Kristallverspannung

Mit Hilfe des in Abschnitt 3.2 genutzten Halters zur direkten Spannungsinduzierung in den zu untersuchenden VCSELn kann ein direkter Zusammenhang zwischen Auslenkung

S_A und Doppelbrechungsaufspaltung B gemessen werden. Um nun aber die daraus folgende eingebrachte Verspannung und die damit verbundene relative Längenänderung $\Delta l/L$ im Bereich des untersuchten VCSELs abschätzen zu können, greifen wir auf die Simulationssoftware COMSOL[16] zurück. Δl entspricht hier der Längenänderung und L der Ausgangslänge. Die verwendete Software nutzt die Finite-Elemente-Methode (FEM) zur Berechnung von komplexen physikalischen Zusammenhängen. Dabei wird die zu simulierende Struktur in Teilgebiete einfacher Form (z.B. Quader) aufgeteilt. Nun kann das Verhalten der einzelnen Gebiete, in unserem Fall bei Verformung durch eine einwirkende Kraft, separat unter Verwendung von Differentialgleichungen numerisch gelöst werden. Unter der Annahme von Stetigkeit an den Grenzflächen lassen sich so über ein Gleichungssystem komplexe geometrische Körper simulieren [94]. Dabei gilt je feiner die Unterteilung des Körpers desto akkurater ist das erhaltene Simulationsergebnis. Gleichermaßen steigt allerdings mit größerer Unterteilung die notwendige Rechenleistung bzw. die benötigte Rechendauer. Für unsere Simulationen wurde auf einen konventionellen Arbeitsplatzrechner zurückgegriffen mit Simulationszeiten von $< 1\,\mathrm{min}$ bis zu mehreren Minuten je nach Feinheit der Unterteilung.

Die in Abschnitt 3.2 gezeigte Methode zur Spannungsinduzierung kann auf das Modell eines einseitig eingespannten Balkens reduziert werden. Eine schematische Zeichnung eines solchen Kragbalkens ist in Abb. 3.16 zu erkennen.

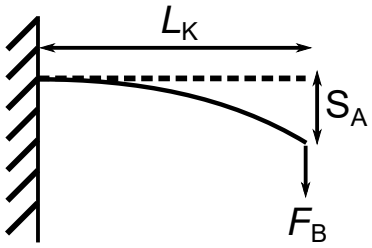


Abbildung 3.16: Schematische Darstellung eines einseitig fixierten Balkens (Kragbalken) der Länge L_K, der durch eine angreifende Kraft F_B um die Strecke S_A gebogen wird. Es gilt $L_\mathrm{K} \gg S_\mathrm{A}$.

Der einseitig eingespannte Balken mit der Länge L_K wird durch eine am freien Ende senkrecht zur Balkenoberfläche angreifende Kraft F_B um die Strecke S_A gebogen. Anders als in der Abbildung zu sehen, gilt $L_\mathrm{K} \gg S_\mathrm{A}$, weshalb genähert von einer senkrecht angreifenden Kraft gesprochen werden kann. Die induzierte Verspannung σ_B sorgt für eine Streckung der oberen Hälfte des Balkens mit der Dicke d. Im Gegensatz dazu wird die untere Hälfte

[16] COMSOL Multiphysics, Version 4.4

gestaucht. Zur Berechnung der Kraft F_B wird die Euler-Bernoulli Balkentheorie verwendet. Diese gilt bei folgenden Eigenschaften des Kragbalkens [95, 96]

- Der Balken ist schlank (Länge dominierend gegenüber Dicke des Balkens).
- In der Schwerpunktfaser des Balkens wirkt bei Biegung keine Biegespannung (neutrale Faser).
- Die Längenänderung ist klein im Verhältnis zur Länge des Balkens.
- Biegung findet innerhalb des elastischen Bereichs statt; es gilt das Hookesche Gesetz.

Entspricht das zu untersuchende System hinreichend den vorher genannten Vereinfachungen, kann die senkrecht am Balken angreifende Kraft F_B berechnet werden über [97]

$$F_\mathrm{B} = \frac{S_\mathrm{A} E_\mathrm{m} b d^3}{4 L_\mathrm{K}^3}, \tag{3.1}$$

mit b der Breite des Balkens, sowie dem Elastizitätsmodul E_m. Die eingebrachte Verspannung an einem Punkt k auf dem Balken bei einer Gesamtlänge des Balkens L_K ist [98]

$$\sigma_\mathrm{B} = \frac{6 F_\mathrm{B}}{b d^2} \cdot (L_\mathrm{K} - k), \tag{3.2}$$

wobei $k = 0$ der Position am Einspannpunkt entspricht. Da es sich aufgrund der relativ geringen Auslenkung aus der Ruhelage um eine elastische Verformung handelt (Biegung ist reversibel), lässt sich die relative Längenänderung mit dem Hookeschen Gesetz berechnen. Es gilt

$$\Delta l / L_\mathrm{K} = \sigma_\mathrm{B} / E_\mathrm{m}. \tag{3.3}$$

Um nun die Längenänderung und die eingebrachte Verspannung mit Hilfe von COMSOL an jedem Punkt des Balkens berechnen lassen zu können, wird zuerst eine dreidimensionale (3D) Geometrie des Biegebalkens erstellt. Diese ist in Abb. 3.17 (links) zu sehen.

Die Geometrie besteht aus zwei Teilstücken. Das obere Teilstück stellt das verwendete VCSEL-Array dar. Da beim Biegehalter aus Abb. 3.2 (rechts) ein Überlapp von 1,5 mm zwischen der Biegeplatte und dem 10 × 10 mm^2 großen eingebauten VCSEL-Array besteht, wird beim Übertrag auf das Simulationsmodell die Länge des Arrays um diesen Wert reduziert. Somit besitzt das obere Teilstück eine Grundfläche von 10 mm × 8,5 mm ($b \times L_\mathrm{K}$) und eine Dicke von $d = 0{,}15$ mm. Da der Anteil der Schichtstruktur des VCSELs klein im Vergleich zum Substrat ist, wird vereinfacht GaAs als Material für das obere Teilstück verwendet. Der darunter liegende Quader mit den Abmessungen 10 mm × 5 mm

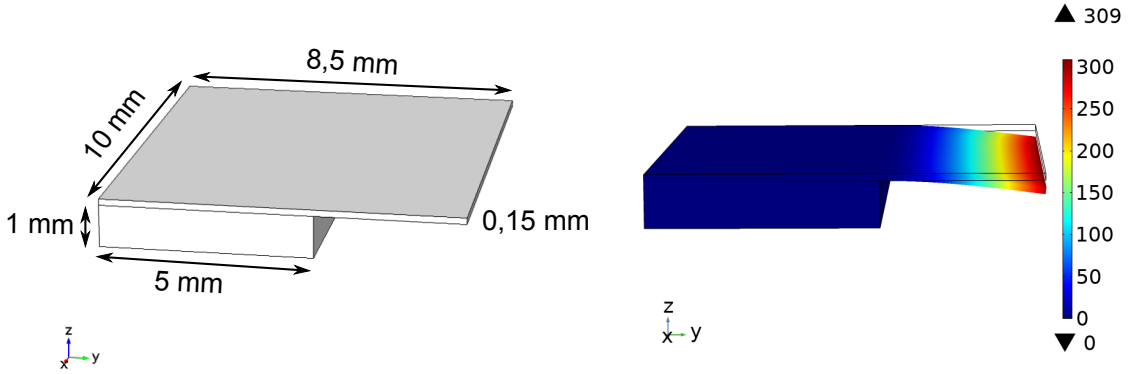


Abbildung 3.17: In COMSOL genutzte Geometrie zur Simulation der direkten Biegung in dem Halter aus dem rechten Teil von Abb. 3.2 (links). Auslenkung S_A in μm nach Anlegen einer Randlast F_B am rechten äußeren Rand in $-z$-Richtung (rechts).

$\times$ 1 mm wird benötigt, um die Biegung über die Kante zu simulieren und besteht wie auch beim Biegehalter aus Kupfer. Die beiden Teilstücke sind miteinander verbunden und werden als ein Bauteil mit unterschiedlichen Eigenschaften behandelt. Um nun eine Biegung mit den im Experiment gemessenen Auslenkungen zu simulieren, wird der Kupferblock als Festlager definiert (keine Änderung der Position bei wirkender Kraft). In unserem Simulationsmodell wird als Eingabeparameter die am rechten Rand in $-z$-Richtung angreifende Randlast F_B benötigt. Da die Auslenkung des Balkens S_A aus dem Experiment (siehe Abschnitt 3.2.1) bekannt ist, kann über (3.1) F_B für jeden Biegeweg berechnet werden. Zusätzlich werden noch das Elastizitätsmodul $E_\mathrm{m} = 77\,\mathrm{GPa}$ [99], die Poissonzahl 0.32 [100] und die in der Software-eigenen Bibliothek abgelegte Materialdichte $\rho = 5500\,\mathrm{kg/m^3}$ für GaAs eingebettet. Wir erhalten eine resultierende Auslenkung von 309 μm für eine berechnete Kraft F_B bei $S_\mathrm{A} = 320\,\mu\mathrm{m}$. Die Abweichung zu der erwarteten Auslenkung liegt in der Art der Simulation begründet. Wie vorher schon erwähnt, nutzt die Software FEM zur Berechnung der resultierenden Parameter. Um Lösungen für jeden Punkt auf der Geometrie zu erhalten, wird dementsprechend ein aufwendiges Gleichungssystem verwendet. Die Abweichung ist mit 3% vernachlässigbar gering und verifiziert, dass die Annahmen zur Nutzung der Balkengleichungen in unserem Simulationsmodell gültig sind. Wir erhalten die in Abb. 3.17 (rechts) dargestellte Änderung der Position des Biegebalkens in $-z$-Richtung. Hierbei ist zu sehen, dass die Biegung wie beabsichtigt auf den frei hängenden Bereich begrenzt ist. Um nun, wie eingangs erwähnt, die eingebrachte Verspannung σ_B und die resultierende relative Längenänderung $\Delta l/L$ auswerten zu können, wird ein Linienplot genutzt. Zur Positionierung der Linie wird die Position des VCSELs auf dem Array für beide Messungen abgeschätzt. Die Abschätzung erfolgt über den be-

kannten Pitch von 250 μm und die Anzahl der VCSEL, welche sich um den untersuchten VCSEL herum befinden. Wie in Abb. 3.18 zu erkennen, liegt der untersuchte VCSEL nah an der Biegekante. Allerdings kommt es durch die im Experiment durchgeführte Drehung um 90° zu einer Verschiebung der Position des VCSELs, sodass wir unterschiedliche Spannungswerte und daraus folgende Längenänderungen für die Biegemessungen entlang der beiden Achsen erwarten.

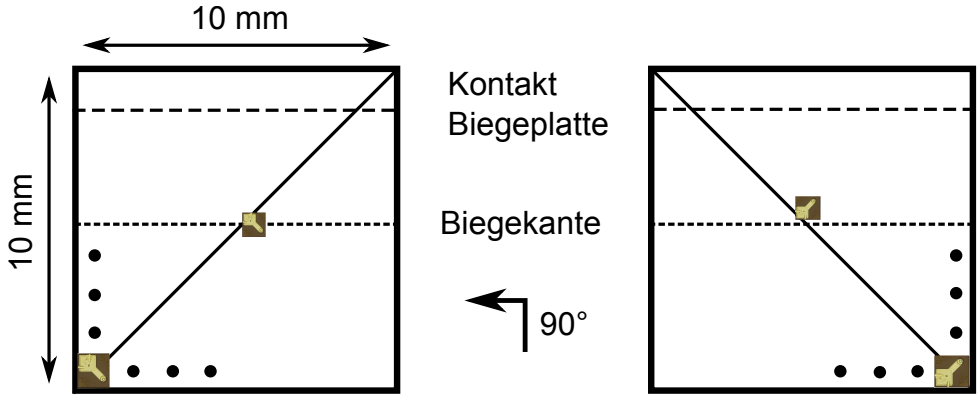


Abbildung 3.18: Position des untersuchten VCSELs auf dem genutzten VCSEL-Array (siehe Abschnitt 3.2.1) für Biegungen entlang der beiden Biegeachsen. Nach der ersten Messreihe wird die Probe um 90° gedreht und entspricht dann der rechts dargestellten Ausrichtung. Zur Orientierung sind der Kontaktpunkt der Biegeplatte mit dem VCSEL-Array sowie die Biegekante eingezeichnet.

Die simulierten Parameter werden mittig an der Oberfläche entlang der y-Richtung abgegriffen. In Abb. 3.19 (links) ist der durch die Biegung verursachte Spannungseintrag für verschiedene Biegewege dargestellt.

Man erkennt eine lineare Erhöhung des Spannungswertes σ_B vom Kontaktpunkt mit der Biegeplatte (bei 8,5 mm auf der Positionsachse) bis zu einem maximalen Spannungswert an der Biegekante (bei 5 mm). Hier kommt es zu einem rapiden Einbruch der Verspannung auf Null. Wie aus (3.1) und (3.2) zu erwarten ist, steigt die eingebrachte Verspannung linear mit steigendem Biegeweg und mit steigendem Abstand zur Biegekante. Für die erste Messung mit $S_\mathrm{A} = 320\,\mu$m liegt der VCSEL auf der Biegekante (Position 5 mm). Da in diesem Bereich die Änderungsrate der Verspannung sehr hoch ist, kann keine Aussage über den tatsächlichen Spannungseintrag getroffen werden. Nach der Drehung um 90° verschiebt sich der VCSEL in Richtung Kontaktpunkt mit der Biegeplatte (Position 5,5 mm). Für eine maximale Auslenkung von $S_\mathrm{A} = 290\,\mu$m erhalten wir $\sigma_\mathrm{B} = 360$ MPa. Der mit (3.2) berechnete Wert für die Biegespannung an diesem Punkt ist 351 MPa und bestätigt

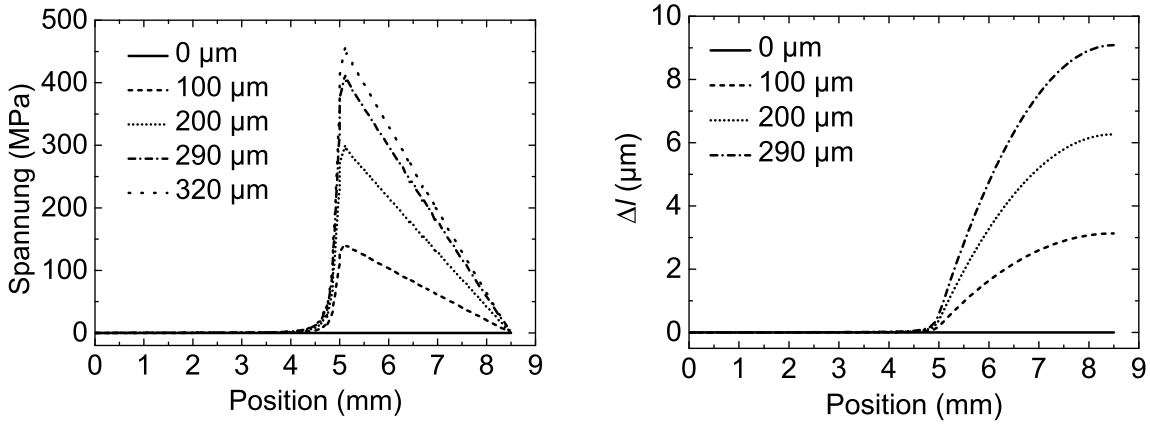


Abbildung 3.19: Eingebrachte Verspannung (links) und Längenänderung Δl (rechts) entlang der in der Simulation in Abb. 3.17 definierten y-Achse für verschiedene Biegewege S_A.

damit das Simulationsergebnis. Aufgrund der unterschiedlichen Positionierung auf dem VCSEL-Array bei beiden Messungen und dem rapiden Abfall der eingebrachten Verspannung nahe der Biegekante kann die gemessene höhere Doppelbrechungsaufspaltung bei geringerem Biegeweg erklärt werden. Zum Vergleich wurde eine weitere Kontrollmessung durchgeführt. Bei dieser Messung wurde darauf geachtet, dass der gemessene VCSEL auf einer Symmetrieachse liegt. Das heißt, dass sich der Abstand zum Kontaktpunkt der Biegeplatte des VCSELs auch bei Drehung der Probe nicht ändert. Die Symmetrieachse ist als diagonale Linie in Abb. 3.18 zu erkennen. Hier konnte bei äquivalenter Auslenkung dieselbe Doppelbrechungsaufspaltung gemessen werden.

Als nächstes wird die resultierende Längenänderung betrachtet. Diese ist in Abb. 3.19 (rechts) bei unterschiedlichen Biegewegen dargestellt. Wir fokussieren uns, aus den vorher genannten Gründen, ausschließlich auf die zweite Messreihe mit $S_\mathrm{A} = 290\,\mu$m. Man erkennt, dass die Streckung ab der Biegekante in Richtung Kontaktpunkt mit der Biegeplatte erst linear ansteigt und dann in Sättigung übergeht. Um nun die relative Längenänderung $\Delta l/L$ zu ermitteln, wird die Differenz zweier Längenänderungen in einem Intervall um den Positionspunkt (Position 5,5 mm) bestimmt und durch die Länge des Intervalls geteilt. Das Intervall wird dabei solange verkleinert, bis es zu einer Stabilisierung des Wertes für die resultierende relative Längenänderung kommt. Bei einer Auslenkung des Biegebalkens um $290\,\mu$m erhalten wir $\Delta l/L = 0{,}0042 \approx 0{,}4\,\%$. Der mit (3.3) berechnete Wert beträgt 0,0045, was mit dem aus der Simulation erhaltenen Wert vergleichbar ist. In der Simulation wird der im Experiment ermittelte Offset (Startaufspaltung) durch interne Verspannung im VCSEL nicht berücksichtigt. Somit hängt die simulierte Verspannung $\sigma_\mathrm{B} = 360\,\mathrm{MPa}$ und die relative Längenänderung $\Delta l/L \approx 0{,}4\,\%$ nicht mit der Doppelbre-

chungsaufspaltung $B_{\max} = 259\,\mathrm{GHz}$ sondern mit dem um die Startaufspaltung bereinigten Wert $B = B_{\max} - B_0 = (259 - 25)\,\mathrm{GHz} = 234\,\mathrm{GHz}$ zusammen.

Auch für den Fall des indirekten mechanischen Spannungseintrags wurden Simulationen mit COMSOL durchgeführt. Dafür wurde die Geometrie angepasst, was in Abb. 3.20 zu sehen ist. Die Geometrie besteht aus einem Aluminiumblock mit den Abmessungen $10 \times 10 \times 2\,\mathrm{mm}^3$ (Länge × Breite × Höhe), auf dem die Probe liegt. Wie schon in Abschnitt 3.3 erwähnt, besteht die Probe aus einem Stahlstreifen mit den Abmessungen $10 \times 4 \times 0{,}2\,\mathrm{mm}^3$, auf den ein $1 \times 1\,\mathrm{mm}^2$ großes VCSEL-Array geklebt ist. Da auch hier ein Überlapp mit der Biegeschraube um 1,75 mm existiert, wird in der Simulation die Länge des Stahlstreifens von 10 mm auf 8,25 mm verringert. Für das VCSEL-Array wird wie bei der Simulation für direkte Biegung GaAs als Material verwendet. Das Array befindet sich zentral auf der Biegekante. Die blauen Bereiche zeigen wo die Struktur fixiert ist, es also zu keiner Positionsänderung bei Krafteintrag kommt. Der blaugefärbte Bereich des Stahlstreifens entspricht dem Bereich, der beim Experiment durch den Stempel fixiert wird. Der Kleber zwischen Stahlstreifen und Array wird in diesem Modell nicht implementiert, da man zum einen nur einen geringen Einfluss auf die Spannungsinduzierung aufgrund der geringen Dicke erwartet und zum anderen die exakten physikalischen Parameter schwer zu ermitteln sind. Auch hier wird über das Biegebalkenmodell (3.1) eine Kraft berechnet, welche der gemessenen Auslenkung von $S_\mathrm{A} = 170\,\mu\mathrm{m}$ entspricht. Diese Kraft greift auch hier am frei hängenden Ende des Balkens in $-z$-Richtung an. Wir erhalten die in Abb. 3.20 (rechts) dargestellte Auslenkung aus der Ruheposition. Hierbei ist eine minimale Auslenkung des VCSEL-Arrays (Pfeil) bei einer Auslenkung des Stahlstreifens von $160\,\mu\mathrm{m}$ zu erkennen.

Es konnte eine gute Übereinstimmung mit der gefundenen Beziehung zwischen Spannungseintrag und resultierender Doppelbrechungsaufspaltung aus den Simulationen der direkten Spannungsinduzierung erzielt werden. Man erhält mittig auf dem VCSEL-Array eine maximale eingebrachte Verspannung von 390 MPa. Im Vergleich zur direkten Biegung mit $\sigma_\mathrm{B} = 360\,\mathrm{MPa}$ und $B = 234\,\mathrm{GHz}$ ergibt sich mit einem um die Startaufspaltung bereinigtem Messwert von $B = (226 - 12)\,\mathrm{GHz} = 214\,\mathrm{GHz}$ für einen höheren Spannungseintrag eine geringere Aufspaltung. Dies deutet auf Verspannungsrelaxation in dem im Modell nicht berücksichtigten Kleber hin. Zudem besteht eine Unsicherheit im tatsächlich vorliegenden Biegeweg der Probe.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass mit Hilfe von mechanischer Spannungsinduzierung Doppelbrechungsaufspaltungen weit über dem angestrebten Wert von $\geq 100\,\mathrm{GHz}$ erreicht werden können. Dies gilt für VCSEL mit Wellenlänge von 850 nm als auch 1300 nm. Eine erste Miniaturisierung des Biegemechanismus über einen Wechsel von direkter zu in-

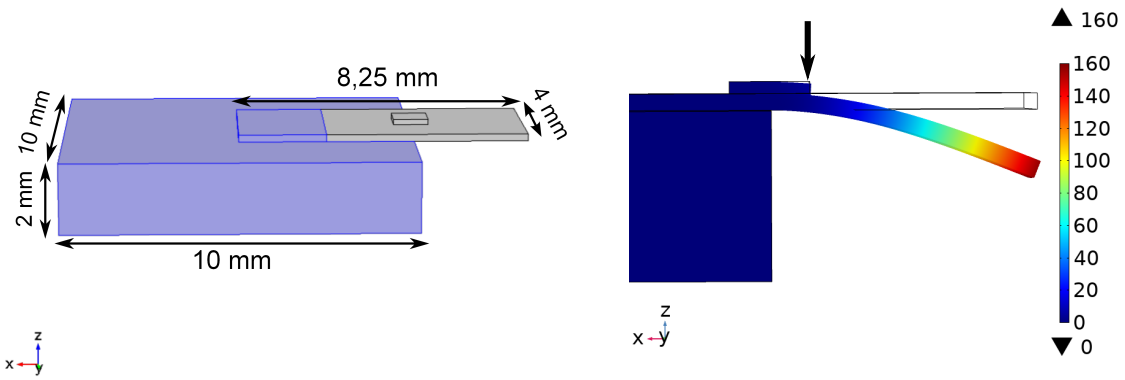


Abbildung 3.20: Abmessungen der genutzten Geometrie zur Simulation der indirekten Biegung. Der blaue Bereich wird als Festlager definiert, vollzieht also bei Krafteinwirkung keine Positionsänderung (links). Ausschnitt der Geometrie bei angelegter Kraft und resultierender Biegung (Biegeweg der Probe S_A in μm). Die sichtbare Auslenkung des VCSEL-Arrays ist durch einen Pfeil markiert (rechts).

direkter Spannungsinduzierung wurde erfolgreich getestet. Trotz der hohen realisierten Aufspaltung ist diese Art der Doppelbrechungserhöhung aufgrund der Komplexität des Mechanismus und der aufwendigen Handhabung für kommerzielle Anwendungen ungeeignet. Aus diesem Grund wird als nächster Schritt auf piezoelektrische Substrate zurückgegriffen. Die hierbei entstehenden Möglichkeiten zur weiteren Miniaturisierung und elektrischer Durchstimmbarkeit der Doppelbrechung werden im folgenden Kapitel untersucht.

Kapitel 4

Piezoelektrische Substrate zur Doppelbrechungsänderung

In diesem Kapitel wird auf die Verwendung von piezoelektrischen Substraten zur Doppelbrechungserhöhung in VCSELn eingegangen. Piezoelektrische Aktoren wurden bereits in der Vergangenheit als Manipulationswerkzeug zur Spannungsinduzierung in Halbleitermaterial verwendet [101, 102]. Wir gehen zuerst kurz auf die Eigenschaften und Mechanismen von piezoelektrischen Materialien ein. Piezoelektrische Materialen zeichnen sich dadurch aus, dass sie entweder mechanische Energie in elektrische Energie (direkter piezoelektrischer Effekt) oder elektrische Energie in mechanische Energie (indirekter piezoelektrischer Effekt) umwandeln können. Betrachtet man die Polarisationseigenschaften von ferroelektrischen Materialien, als Beispiel für Materialien mit piezoelektrischen Eigenschaften, sind diese von vorhandenen Dipolen in der Kristallstruktur beeinflusst. Diese Dipole, also die räumliche Aufspaltung von Anionen und Kationen, entstehen durch Verzerrungen im Kristall und treten somit auch ohne externe elektrische Felder auf [103]. Bereiche im Material mit derselben Ausrichtung der Dipole werden Domänen genannt. Die resultierende Ausrichtung beim Aufsummieren der Dipolmomente bestimmt die resultierende elektrische Polarisation des Materials. Wird nun ein gerichtetes elektrisches Feld angelegt, richten sich die Dipolmomente entlang des Feldes aus. Dies hat einen Einfluss auf die Gitterstruktur, da es bei gleichmäßiger Ausrichtung der Dipole zu einer Änderung der Gitterstruktur (Stauchung/Streckung) kommt, was als indirekter piezoelektrischer Effekt bezeichnet wird. Hierbei gilt, dass sich die relative Längenänderung $\Delta l/L$ des ferroelektrischen Körpers direkt proportional zur Stärke des angelegten elektrischen Feldes E verhält, also [104]

$$\Delta l/L = d^{\star} E, \tag{4.1}$$

mit $d^\star$ dem piezoelektrischen Koeffizienten. Im Fall des direkten piezoelektrischen Effekts richten sich bei eingebrachter Verspannung durch Druck oder Zug die Dipole gleichmäßig aus und erzeugen somit ein resultierendes elektrisches Feld. Die ferroelektrischen Bleizirkonattitanat(PZT) Misch-Keramiken sind typische Materialien, bei welchen der piezoelektrische Effekt besonders stark hervortreten kann [103, 104]. Um über ein piezoelektrisches Substrat Verspannung in einen VCSEL einzubringen, muss die spannungsgesteuerte Längenänderung des Substrats auf den Laser übertragen werden. Dazu wird ein VCSEL-Array mit einer Größe von $1 \times 1\,\mathrm{mm}^2$ auf das piezoelektrische Substrat geklebt. Die Piezo-Oberfläche ist isoliert, sodass im Gegensatz zum Verfahren bei der Biegung aus dem vorherigen Kapitel keine Rückseitenkontaktierung möglich ist. Wir verwenden einen elektrisch gepumpten einmodigen 850 nm AlGaAs-VCSEL mit einem Oxidblendendurchmesser von $4\,\mu$m von Philips Photonics (jetzt TRUMPF Photonic Components). Die p- und n-Kontakte befinden sich auf der Chipoberseite. Ein Foto des hier verwendeten VCSEL-Chips ist in Abb. 4.1 (links) zu sehen. Der verwendete piezoelektrische Aktor[1] hat eine Länge von 9 mm und eine Grundfläche von 2 mm × 3 mm (Höhe × Breite). Der Aktor kann mit einer angelegten Spannung von bis zu $V_{\mathrm{Piezo}} = 150\,\mathrm{V}$ betrieben werden, was eine Streckung um ca. 0,1 % bewirkt. Außerdem ist es möglich, eine negative Spannung bis zu einem Wert von $-30\,\mathrm{V}$ anzulegen, was zu einer Stauchung des piezoelektrischen Substrats führt. Zur Steuerung wird eine Hochspannungsquelle[2] verwendet. Durch die allgemeine Limitierung der relativen Längenänderung von Piezoaktoren auf ca. 0,1 % erwarten wir eine geringere maximal realisierbare Verspannung im VCSEL und daraus resultierend eine geringere Änderung der Doppelbrechung. Im Vergleich zur erzielten Doppelbrechungsaufspaltung von $B \approx 234\,\mathrm{GHz}$ bei direkter Biegung mit $\Delta l/L = 0{,}4\,\%$ (siehe Abschnitt 3.4) ist in diesem Fall bei verlustfreier Spannungsübertragung ein Wert von $B \approx 59\,\mathrm{GHz}$ zu erwarten.

Da kein Rückseitenkontakt existiert, kann zum Verbinden des VCSEL-Arrays mit dem piezoelektrischen Substrat auf einen nicht leitfähigen Zwei-Komponenten-Kleber[3] zurückgegriffen werden. Dieser kann, im Gegensatz zum verwendeten Kleber aus Abschnitt 3.3, über eine Kanüle punktgenau in kleinsten Mengen auf das Substrat aufgetragen werden, um den Einfluss des Klebers zu minimieren. Das VCSEL-Array wird über Vakuumansaugung mit einer Pick-and-Place-Maschine auf dem Aktor platziert. Das piezoelektrische Substrat mit aufgeklebtem VCSEL-Array ist in Abb. 4.1 (rechts) zu erkennen.

[1] Piezomechanik, Modell: Piezo stack PSt 150/2x3/7
[2] PI Physik Instrumente, Modell: High Voltage Power Supply, P-263
[3] Epoxy Technology: EPO-TEK 353ND

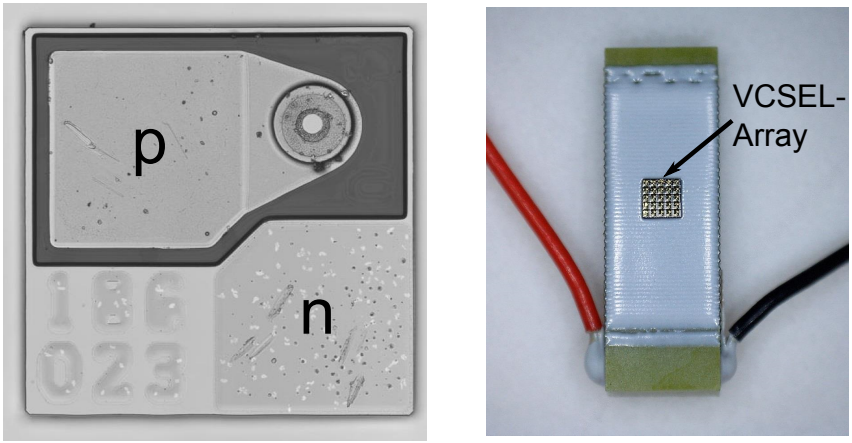


Abbildung 4.1: Für Piezo-Messungen genutzter VCSEL-Chip der Größe $160 \times 160\,\mu m^2$ mit p- und n-Kontakten an der Oberseite (links). Piezoelektrischer Aktor mit aufgeklebtem $1 \times 1\,mm^2$ großen VCSEL-Array (rechts). Abgeändert aus [90], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2228091.

Zum Charakterisieren des mit dem piezoelektrischen Substrat verbundenem VCSEL-Arrays wird ein angepasster Probenhalter benötigt. Dieser ist in Abb. 4.2 (links) abgebildet. Der Halter besteht aus einem Kupferblock mit quadratischer Grundfläche. Zur Fixierung von Proben existiert eine gelöcherte Fläche von $8{,}5 \times 8{,}5\,mm^2$, an welcher durch eine seitliche Bohrung Unterdruck angelegt werden kann. Die Positionierung des piezoelektrischen Substrats mit VCSEL-Array ist in Abb. 4.2 (rechts) skizziert. Bei dieser Draufsicht ist zu erkennen, dass nur eine minimale Überschneidung der Ansaugung mit dem Aktor vorliegt. Dies ist notwendig, um trotz Fixierung einen minimalen Einfluss auf die Längenvariation des piezoelektrischen Substrats zu erhalten. Außerdem sind die Kontaktkabel zur Änderung der angelegten Spannung am piezoelektrischen Substrat zu erkennen. Die frei liegenden Löcher werden mit Glasplättchen abgedeckt, um eine stabile Ansaugung zu ermöglichen. Der verwendete oberseitig emittierende VCSEL hat eine Dicke von $120\,\mu m$, wobei nur ca. die obersten $8\,\mu m$ das Schichtsystem des VCSELs bilden. Somit nimmt das GaAs-Substrat einen Großteil der Dicke ein. Die ersten Experimente zur Doppelbrechungserhöhung bei einer Probendicke von $120\,\mu m$ zeigten keine messbare Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung bei maximaler Auslenkung des piezoelektrischen Substrats. Bei Spannungseintrag über Streckung, wie es in diesem Fall vorliegt, kommt es zur Spannungsreduktion im Substrat des VCSEL-Arrays. Dies reduziert den möglichen Spannungseintrag in die aktiven Schichten. Der aufgetragene Kleber hat eine Dicke von ca. $15\,\mu m$ und sollte keinen nennenswerten Einfluss auf den Spannungseintrag haben, wobei wichtige Faktoren wie die elastischen Eigenschaften des Klebematerials nicht bekannt sind. Um den Einfluss der Probendicke abzuschätzen, wurden Simulationen mit der Simulationssoftware COMSOL durchgeführt. Dabei wurde die Dicke des aufgeklebten

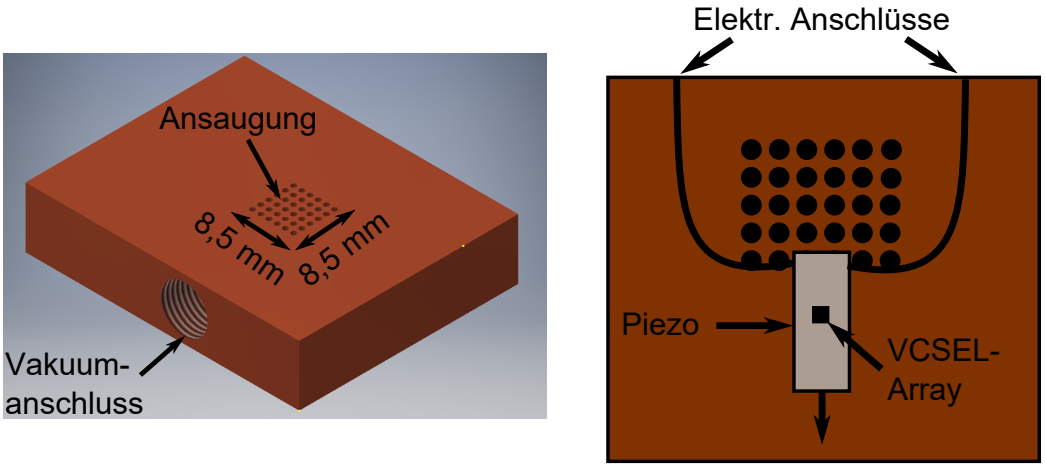


Abbildung 4.2: Aus dem CAD-Programm entnommene Abbildung des Probenhalters mit Vakuumansaugung an der Oberfläche (gelöcherter Bereich) und zugehörigem Anschluss an der Seite (links). Skizze der Draufsicht bei positioniertem piezoelektrischen Substrat auf dem Halter mit elektrischen Anschlüssen zum Anlegen einer Spannung am Substrat. Der Aktor wird am äußersten Rand platziert, um die Einschränkung der Beweglichkeit durch Ansaugung zu minimieren. Der nach unten gerichtete Pfeil zeigt die Streckrichtung des Substrats bei positiver angelegter Spannung (rechts).

VCSEL-Arrays variiert und die resultierende Längenänderung bei maximaler Streckung des piezoelektrischen Substrats registriert. In Abb. 4.3 (links) ist die für die Simulation verwendete Geometrie zu sehen.

Diese besteht aus einem Quader mit den Abmessungen $9 \times 3 \times 2\,\mathrm{mm}^3$ (Länge × Breite × Höhe), welcher das piezoelektrische Substrat darstellt. Als Material wird PZT verwendet. Oberhalb davon befindet sich ein $1 \times 1\,\mathrm{mm}^2$ großer Quader, dessen Dicke während der Simulation variiert wird (abgebildet ist der Quader mit einer Dicke von $100\,\mu\mathrm{m}$). Zur Vereinfachung wird GaAs als Material verwendet. Zum einen ist bei großer Probendicke das GaAs-Substrat dominant und zum anderen benötigt die Simulationssoftware bei gleichzeitiger Verwendung von großen Strukturen (piezoelektrisches Substrat mit Abmessungen im mm-Bereich) und Schichtstrukturen im nm-Bereich enorm viel Arbeitsspeicher. Die Klebeschicht zwischen dem Aktor und dem VCSEL-Array ist hier nicht berücksichtigt. Um nun, wie im Datenblatt des verwendeten piezoelektrischen Substrats angegeben, eine Streckung um $9\,\mu\mathrm{m}$ (entspricht $\Delta l/L = 0{,}1\,\%$) bei einer angelegten Spannung von $150\,\mathrm{V}$ zu simulieren, müssen die aus der Comsol-Bibliothek verwendeten Parameter für PZT mit den Parametern des real verwendeten Substrats verglichen und gegebenenfalls ersetzt werde. Für die Simulation wird (4.1) gelöst. Neben dem piezoelektrischen Koeffizienten $d^\star$ wird auch die relative Permittivität des Materials ϵ_r benötigt, um über die

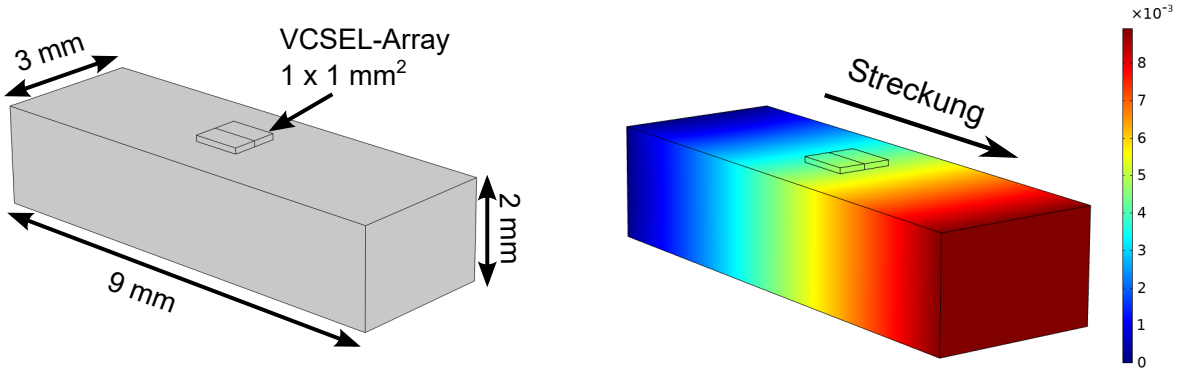


Abbildung 4.3: Für Simulation genutzte Geometrie. Das piezoelektrische Substrat mit aufgesetztem VCSEL-Array ist zu erkennen (links). Streckung des piezoelektrischen Substrats bei einer angelegten Spannung von 15500 V. Die gezeigte Skala hat die Einheit mm (rechts). Die Schnittlinie in der Mitte des VCSEL-Arrays zeigt den Bereich, über den die Längenänderung des Arrays gemessen wird.

vorgegebene Potentialdifferenz das elektrische Feld berechnen zu können. Das elektrische Potential ϕ hängt mit der dielektrische Verschiebung $\vec{D}_{\text{elek}}$ über [105]

$$\triangle\phi = \nabla\vec{D}_{\text{elek}}/\epsilon_0 \tag{4.2}$$

zusammen. Da außerdem $\vec{D}_{\text{elek}} = \epsilon_0\epsilon_{\text{r}}\vec{E}$ gilt, lässt sich (4.2) umschreiben zu

$$\triangle\phi = \nabla(\epsilon_{\text{r}}\vec{E}). \tag{4.3}$$

ϵ_0 beschreibt die Permittivität des Vakuums. Der griechische Buchstabe $\triangle$ in $\triangle\phi$ steht für den sogenannten Laplace-Operator mit $\triangle = \nabla^2$. $d^\star$ und ϵ_{r} sind anisotrop und können als Tensoren zweiter Stufe geschrieben werden [103]. Da nicht alle Matrixelemente der vorher genannten Faktoren für das verwendete piezoelektrische Substrat bekannt sind, werden an diesen Stellen weiterhin die Einträge aus der COMSOL-Bibliothek verwendet.

Um nun eine Streckung zu erhalten, wird eine Spannung zwischen den beiden Enden des Aktors angelegt und eine Seitenfläche als Festlager definiert (keine Bewegung möglich). Aufgrund der unvollständigen Informationen über die Parameter des real verwendeten PZT-Materials wird für eine Streckung Δl um 9 μm eine Spannung $V = 15500$ V benötigt. Für die Untersuchung des Einflusses der Probendicke auf die Spannungsinduzierung im VCSEL ist lediglich die Auslenkung des Substrats aufgrund der angelegten Spannung von Bedeutung, weshalb der erhöhte Spannungswert keinen Einfluss auf das angestrebte Simulationsergebnis hat. Die resultierende Streckung der simulierten Geometrie ist in

Abb. 4.3 (rechts) dargestellt. Die erhaltene maximale Streckung des piezoelektrischen Substrats von $\approx 9\,\mu$m entspricht der anvisierten relativen Längenänderung von 0,1 %. Es ist gut zu erkennen, dass ein lineares Streckverhalten vorliegt. In Abb. 4.4 (links) ist die Längenänderung entlang des VCSEL-Arrays im Detail zu sehen. Man erkennt ein gleichmäßiges Δl von ca. $1\,\mu$m über den mittleren Bereich des GaAs-Quaders. An den Randbereichen ist eine Verringerung der Längenänderung zu beobachten. Die Schnittlinie mittig an der Oberfläche des Quaders stellt den Bereich dar, über den die Längenänderung bei verschiedenen Probendicken abgenommen wird. Diese ist in Abb. 4.4 (rechts) für Probendicken von 10, 50 und $100\,\mu$m zu sehen. Es fällt auf, dass für eine Dicke von $10\,\mu$m (komplett entferntes Substrat) nahezu über den gesamten Bereich eine relative Längenänderung von 0,1 % vorliegt. Erhöht man nun die Probendicke, kommt es zu einer Verkleinerung des Bereichs, bei dem maximale Längenänderung vorliegt (Verkürzung des Plateaus). Zusätzlich kommt es zu einer Verringerung der maximalen Längenänderung. Wir erhalten eine Reduzierung von $\Delta l/L$ bezogen auf den Fall ohne Substrat (Probendicke $10\,\mu$m) um 5 % bzw. 19 % bei einer Probendicke von $50\,\mu$m bzw. $100\,\mu$m, mit L der Länge des VCSEL-Arrays.

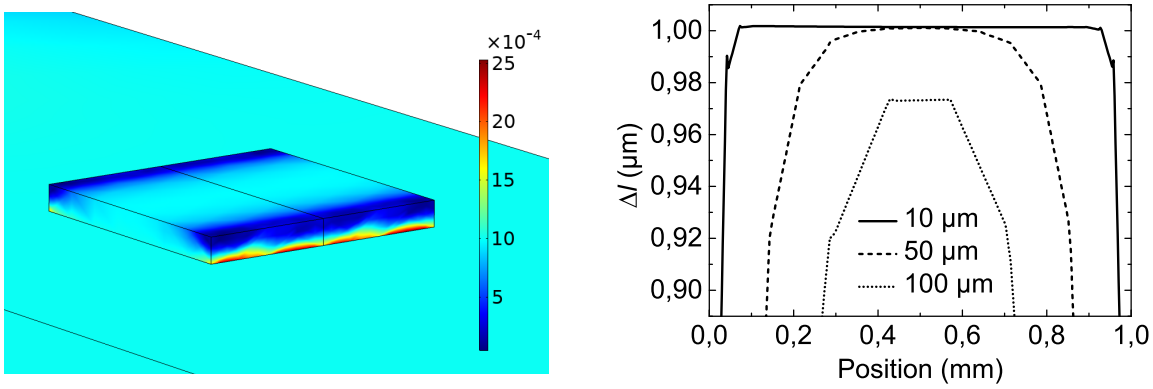


Abbildung 4.4: Längenänderung Δl des VCSEL-Arrays mit einer Dicke von $100\,\mu$m bei maximaler Streckung des darunter liegenden piezoelektrischen Substrats um 0,1 % der Ausgangslänge. Die gezeigte Skala hat die Einheit mm (links). Längenänderung für verschiedene Dicken des VCSEL-Arrays von 10, 50 und $100\,\mu$m entlang der mittig an der Oberfläche des Arrays liegenden Schnittlinie im linken Bild (rechts).

Wie aus den gezeigten Simulationsergebnissen ersichtlich, ist es notwendig, das Substrat so weit wie möglich zu dünnen, um den Spannungseintrag in den VCSEL zu erhöhen. Hierzu wird auf ein nasschemisches Ätzverfahren zurückgegriffen. Dies hat im Gegensatz zur mechanischen Variante Vorteile wie schonenderes und gleichmäßigeres Entfernen des Materials bei niedriger Ätzrate. Zuerst wird ein $5 \times 5\,\mathrm{mm}^2$ großes VCSEL-Array mit der

Austrittsfacette nach unten auf einen Glasträger mittels Crystalbond[4] aufgeklebt. Die zur Ätzung verwendeten VCSEL-Proben sind größer als die später auf dem piezoelektrischen Substrat platzierten Arrays. Dadurch kann sichergestellt werden, dass durch den Ätzvorgang beschädigte Randbereiche vor dem Platzieren abgespalten werden können. Nach dem Kleben wird über einen Stempel gleichmäßig Druck auf die Probenrückseite ausgeübt, sodass man eine homogene Klebeschicht im gesamten Bereich erhält. Um ein Anätzen der Probe von der Seite zu verhindern, wird auch hier Crystalbond aufgetragen. Der Kleber zeichnet sich durch eine gute Haftung auf den verwendeten Materialien und Unempfindlichkeit gegenüber der benutzten Ätzlösung aus. Zum Ätzen wird eine Lauge aus Ammoniak (NH_3) und Wasserstoffperoxid (H_2O_2) mit einem pH-Wert von 8,3 genutzt. Diese wird über eine Düse mit gleichmäßigem Druck auf die Rückseite der Probe gesprüht. Um die Ätzrate zu bestimmen, werden VCSEL-Teststücke verwendet und die Probendicke in bestimmten Zeitabständen gemessen. Normalerweise befindet sich bei Proben, bei denen das Substrat entfernt werden soll, eine Ätzstoppschicht zwischen Substrat und dem unteren DBR. Diese besteht meist aus AlAs, da bei der verwendeten Ätzlösung die Ätzrate für Ga wesentlich höher ist als für Al und somit der Vorgang kontrolliert gestoppt werden kann. Bei den hier verwendeten VCSELn existiert keine solche Ätzstoppschicht, was den Vorgang weiter verkompliziert. Da es sich bei der Ätzvorrichtung um ein Kreislaufsystem handelt, also die Ätzflüssigkeit mit dem abgelösten Material in eine Wanne tropft und durch Unterdruck wieder zur Düse geführt wird, nimmt mit längerer Ätzzeit die Reaktivität und damit auch die Ätzrate ab. Auch die Zeit bis zum Einsetzen des Ätzvorgangs (Totzeit) ist schwer abzuschätzen, weshalb versucht wird, die anvisierte Ätztiefe ohne Unterbrechung zu erreichen. Nach dem Ätzvorgang wird die Glasplatte mit der aufgeklebten Probe auf 100°C erwärmt, um den Kleber zu lösen. Zurückgebliebene Ablagerungen des Crystalbonds auf der Probe werden danach im Acetonbad entfernt. Es wurden VCSEL-Arrays mit Dicken von 120 bis 20 μm in 10 μm-Schritten anvisiert. Bei Proben mit Dicken unterhalb von 20 μm kommen wir zum einen sehr nah an das VCSEL-Schichtsystem und zum anderen werden die Proben zu instabil, um mit ihnen händisch zu arbeiten. Die minimal erzielte Probendicke liegt bei 28 μm.

Zur Charakterisierung werden LIV-Kennlinien und optische Spektren mit und ohne Berücksichtigung der Polarisation aufgenommen. Die gemessenen LIV-Kennlinien ohne angelegte Spannung am Aktor (durchgezogene Linie) und bei maximaler positiver Spannung von $V_{\text{Piezo}} = 150\,\text{V}$ (gestrichelte Linie) sind in Abb. 4.5 (links) für die 28 μm dicke Probe zu sehen. Wir erhalten einen Schwellstrom $I_{\text{th}} = 0{,}5\,\text{mA}$ bei $V_{\text{th}} = 1{,}72\,\text{V}$. Für einen Laserstrom $I_L = 3{,}5\,\text{mA}$ konnte eine Ausgangsleistung von 0,95 mW erreicht werden. Es ist

[4] T-E Klebetechnik, Modell: Crystalbond 509

weder im Leistungs- noch im Spannungsverhalten ein signifikanter Unterschied ohne und mit angelegter elektrischer Spannung zu erkennen. Die zugehörigen optischen Spektren der Grundmode bei unterdrückter dominanter PM sind in Abb. 4.5 (rechts) dargestellt. Es ist auch ohne Streckung des piezoelektrischen Substrats ($V_{\mathrm{Piezo}} = 0\,\mathrm{V}$) bereits eine Aufspaltung der beiden PM zu erkennen. Die Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda_{0\mathrm{V}} = 0{,}07\,\mathrm{nm}$ resultiert in einer Startaufspaltung von $B_{0\mathrm{V}} = 29\,\mathrm{GHz}$ (durchgezogene Linie). Bei einer maximal angelegten Spannung von $V_{\mathrm{Piezo}} = 150\,\mathrm{V}$ erhalten wir eine Erhöhung der Wellenlängendifferenz mit einem Wert von $\Delta\lambda_{150\mathrm{V}} = 0{,}16\,\mathrm{nm}$. Dies entspricht $B_{150\mathrm{V}} = 67\,\mathrm{GHz}$.

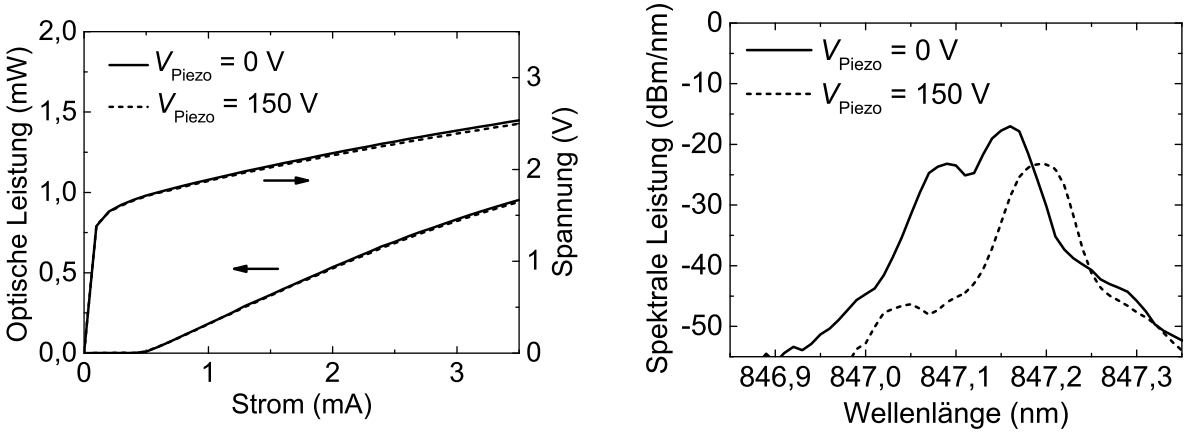


Abbildung 4.5: LIV-Kennlinien (links) und optische Spektren (rechts) der Grundmode des untersuchten VCSELs mit 28 μm Probendicke ohne angelegte Spannnung und bei maximal angelegter Spannung von 150 V am piezoelektrischen Substrat. Das Spektrum wurde bei $I_{\mathrm{L}} = 3{,}5\,\mathrm{mA}$ aufgenommen. Abgeändert aus [106], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2295917.

Betrachtet man jetzt die Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung bei Änderung der angelegten Spannung am piezoelektrischen Substrat, erhalten wir den in Abb. 4.6 gezeigten Verlauf. Es ist zu erkennen, dass es zu einer Reduzierung von B bei Änderung von V_{Piezo} von $-30\,\mathrm{V}$ auf $10\,\mathrm{V}$ kommt. Eine Erhöhung der angelegten Spannung von 50 V bis zum maximalen Wert von 150 V resultiert in einer kontinuierlichen Erhöhung von B. Dabei kann man zwei Bereiche unterschiedlicher Steigung aus dem Graphen herauslesen. Der Erste mit höherer Änderung von B bei steigendem V_{Piezo} liegt zwischen 50 bis 80 V. Für höhere V_{Piezo} zeigt sich ein geringerer Anstieg der Doppelbrechungsaufspaltung. Dies lässt sich mit einem wachsendem Einfluss des vorhandene Klebers auf die Spannungsübertragung vom piezoelektrischen Substrat zum VCSEL-Array erklären. Bei V_{Piezo} im Bereich von 10 bis 40 V liegt B unterhalb des Auflösungsvermögens des verwendeten Spektrumanalysators von 0,015 nm. Die grauen bzw. schwarzen Messpunkte stehen für eine dominante PM in x- bzw. in y-Richtung. x, y stehen dabei für die beiden bevorzugten Kristallachsen der Polarisation. Bei Änderung der angelegten Spannung treten zwei PS-Punkte auf,

nämlich zwischen 10 und 50 V sowie bei $V_{\mathrm{Piezo}} = 110\,\mathrm{V}$. Bei $V_{\mathrm{Piezo}} = -30\,\mathrm{V}$ ist PM_x bei kürzeren Wellenlängen die dominante PM, während PM_y die nicht dominante PM bei längeren Wellenlängen darstellt. Beim ersten PS-Punkt kommt es zu einer Annäherung der beiden Polarisationsmoden, bis diese auf der Wellenlängenachse die Positionen tauschen. Somit bleibt zwar die dominante PM bei kurzen Wellenlängen aber es kommt zu einem Positionswechsel von PM_x und PM_y, sodass nun die Letztere dominant ist. Unter Berücksichtigung des PS erhalten wir eine maximale gemessene Änderung der Doppelbrechung $\Delta B = B_{150\mathrm{V}} - B_{0\mathrm{V}} = (67\ -(-29))\,\mathrm{GHz} = 96\,\mathrm{GHz}$. Legt man nun eine Gerade durch den vorher genannten Bereich höherer Steigung (50–80 V) erhält man am Punkt $V_{\mathrm{Piezo}} = 0\,\mathrm{V}$ einem Wert von $B = -25\,\mathrm{GHz}$, der unter Berücksichtigung der Messungenauigkeit des OSA den gemessenen Wert von $-29\,\mathrm{GHz}$ bestätigt. Für $V_{\mathrm{Piezo}} = 150\,\mathrm{V}$ ergibt sich $B = 107\,\mathrm{GHz}$. Somit liegt der maximale theoretisch erreichbare Wert ohne Einfluss des verwendeten Klebers nahezu doppelt so hoch wie der durch die Simulationen aus Abschnitt 3.4 erwartete Wert. Die hohe Diskrepanz zwischen dem erwarteten und erhaltenem Wert für die Doppelbrechungsaufspaltung lässt sich mit den bei der Simulation getroffenen Vereinfachungen nicht erklären[5]. Der zweite PS-Punkt bei $V_{\mathrm{Piezo}} = 110\,\mathrm{V}$ ist vom Typ I, also ein Sprung der dominanten PM von kurzen zu langen Wellenlängen. Da die Messungen bei konstanter Temperatur durchgeführt wurden, können thermische Effekte ausgeschlossen werden. Eine mögliche Erklärung liegt in der spannungsinduzierten Anisotropie des Gewinnspektrums, d.h. unterschiedlicher Gewinn für die beiden PM (siehe Abschnitt 2.4).

Neben VCSELn mit einer Dicke von $28\,\mu\mathrm{m}$ konnte eine Erhöhung der Modenaufspaltung bei Lasern mit Dicken von 58, 50 und $40\,\mu\mathrm{m}$ bei maximalem $V_{\mathrm{Piezo}} = 150\,\mathrm{V}$ gezeigt werden. B steigt von 37 GHz bei einer Dicke von $58\,\mu\mathrm{m}$ auf 67 GHz bei einer Dicke von $28\,\mu\mathrm{m}$. Allerdings wurde für 50 bzw. $40\,\mu\mathrm{m}$ Probendicke mit $B = 54\,\mathrm{GHz}$ derselbe Wert gemessen. Ein Grund hierfür vermuten wir in der Klebung zwischen VCSEL-Array und Substrat. Trotz des gezielten Auftragens des Klebers über eine Kanüle geschieht dies wie auch die Platzierung des VCSEL-Arrays nicht automatisiert, sodass es zu Unterschieden in der Dicke der Klebeschicht bzw. im Kontakt zwischen VCSEL-Array und piezoelektrischem Substrat kommen kann. Weiterführende Informationen zur Spannungsinduzierung in VCSELn unter Verwendung von piezoelektrischen Substraten können der Quelle [108] entnommen werden.

[5]Eine andere Simulationssoftware, welche zur Berechnung des Modenverhaltens eines VCSELs bei Änderung des Brechungsindizes genutzt werden kann, zeigt für eine relative Längenänderung von 0,1 % eine Doppelbrechungsaufspaltung $B = 141\,\mathrm{GHz}$. Der verwendete elasto-optische Koeffizient $p_{44} = -0{,}072$ für GaAs unterscheidet sich jedoch stark vom Wert für AlAs mit $p_{44} = -0{,}010$. Da der VCSEL aus einem AlGaAs-Schichtsystem aufgebaut ist, könnte hier der ermittelte B-Wert überschätzt sein [107].

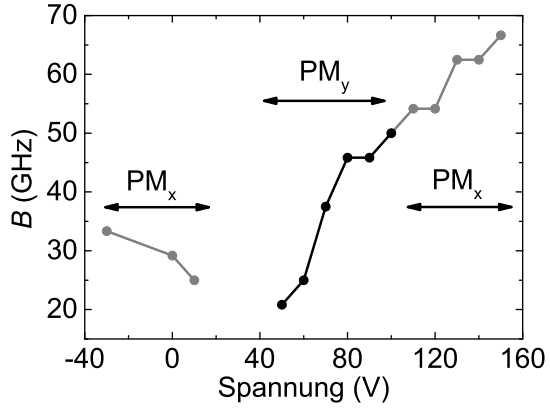


Abbildung 4.6: Doppelbrechungsaufspaltung B bei Änderung der angelegten Spannung am piezoelektrischen Substrat. Eine Änderung der dominanten PM von PM_x (grau) zu PM_y (schwarz) und letztendlich wieder zu PM_x (grau) ist zu erkennen. Die Indizes x und y stehen für die beiden Polarisationsachsen. Abgeändert aus [106], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2295917.

Es konnte gezeigt werden, dass über piezoelektrische Substrate asymmetrische Verspannung in einen VCSEL induziert werden kann, welche in einer nennenswerten Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung resultiert. Dabei zeichnet sich dieser Mechanismus durch die Möglichkeit der elektrischen Durchstimmbarkeit bei möglicher Reduzierung der Probengröße auf einen einzelnen VCSEL-Chip aus. Demgegenüber ist die durch angelegte Spannung resultierende Streckung des piezoelektrischen Substrats auf 0,1 % begrenzt. Trotzdem konnte eine Aufspaltungsänderung $\approx 100\,\mathrm{GHz}$ realisiert werden. Eine weitere Steigerung könnte mit rückseitig emittierenden VCSELn mit vollständig entferntem Substrat erreicht werden, wobei hier neue Wege zur elektrischen Kontaktierung gefunden werden müssen. Auch das Miniaturisierungspotential von piezoelektrischen Substraten ist begrenzt, weshalb wir im folgenden Kapitel thermisch eingebrachte Verspannung als Möglichkeit für eine erste On-Chip-Lösung betrachten.

Kapitel 5

VCSEL mit thermisch durchstimmbarer Doppelbrechung

Mit der Verwendung von piezoelektrischen Substraten konnte ein erster Schritt zur Miniaturisierung des Mechanismus für Doppelbrechungserhöhung bei gleichzeitiger Vereinfachung der Steuerung gezeigt werden. Jedoch ist auch damit eine für spätere Anwendungen bevorzugte Lösung, welche direkt auf den einzelnen VCSEL-Chip integriert werden kann, noch nicht gefunden. Um diesen Schritt umsetzen zu können, wechseln wir vom mechanischen Ansatz zur Doppelbrechungsmanipulation zu der Verwendung von steuerbaren Temperaturgradienten zur Spannungsinduzierung. Die Idee liegt im Integrieren von Heizquellen in der Nähe der VCSEL-Mesa. Über diese kann dann, elektrisch gesteuert, ein veränderlicher Hitzeeintrag realisiert werden, aus welchem eine temperaturabhängige Verspannung des Halbleitermaterials folgt. Um einen maximalen Effekt auf die Doppelbrechung zu erhalten, muss ein Temperaturgradient entlang einer der beiden bevorzugten Polarisationsachsen auftreten. Eine schematische Skizze des Temperaturverlaufs bei einer neben der Mesa gelegenen Wärmequelle ist in Abb. 5.1 zu sehen. Der Temperaturgradient verläuft entlang einer der beiden Polarisationsachsen (hier x-Achse) von links nach rechts über die VCSEL-Mesa. T_0, T_1 und T_2 stehen hierbei für Temperaturen an verschiedenen Positionen um die Mesa. Existiert ein linearer Temperaturgradient entlang einer Achse, kommt es zu einer Verringerung der Temperatur entlang dieser Achse mit $T_0 > T_2$. Dies resultiert in einer auf thermische Ausdehnung des Kristalls zurückzuführenden Verspannung entlang dieser Achse. Bei der Annahme einer linearen Ausdehnung des Materials gilt [109]

$$\Delta l = L\alpha_{\mathrm{t}}\Delta T, \tag{5.1}$$

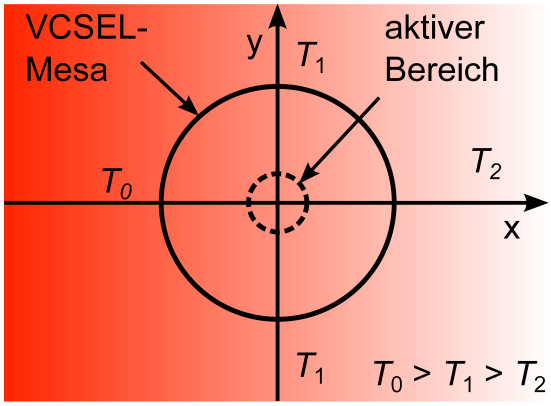


Abbildung 5.1: Skizze des Temperaturgradienten bei einer Wärmequelle an der linken Seite (außerhalb des Bilds) entlang der x-Achse. T_0, T_1 und T_2 mit $T_0 > T_1 > T_2$ beschreiben unterschiedliche Temperaturen an verschiedenen Positionen um die Mesa.

mit α_t dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten für die resultierende Längenänderung Δl bei Temperaturänderung ΔT. Betrachtet man die orthogonal liegende Achse (y-Achse) bleibt die Temperatur entlang dieser Achse, bei homogener Wärmereduzierung ab der Wärmequelle, konstant mit der Temperatur T_1. Es gilt $T_0 > T_1 > T_2$. Interessant ist die räumliche Temperaturdifferenz ΔT_Z im Bereich, in dem sich die Mode ausbildet (aktiver Bereich). Für einen maximalen Effekt auf die Doppelbrechung sollte der Temperaturgradient in diesem Bereich maximiert werden.

Arbeiten zur Änderung des Doppelbrechungsverhaltens durch Hitzeeintrag wurden schon 1996 von Jansen van Doorn et al. publiziert [110, 111]. In den veröffentlichten Arbeiten wurde der Strahl eines Titan-Saphir-(TiSa-)Lasers ca. 30 μm neben eine Mesa eines elektrisch gepumpten VCSELs fokussiert. Durch Variation der Laserleistung war es möglich, eine Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung ΔB von bis zu 23 GHz zu realisieren. Dabei kam es jedoch zum Abplatzen von Material an der Oberfläche durch die hohe eingebrachte Leistung, sodass man hier nicht von einem reversiblen Vorgang sprechen kann. Außerdem wurde auf einen großvolumigen externen Laser zurückgegriffen, was in unserem Fall der Idee einer On-Chip-Lösung zuwiderläuft.

5.1 Erste Arbeiten zum thermischen Durchstimmen mit vorprozessierten VCSELn

Um nun einen Temperaturgradienten mit einem auf dem VCSEL-Chip integrierten Mechanismus zu erzeugen, wird zunächst auf ein VCSEL-Design von Philips Photonics (jetzt

TRUMPF Photonic Components) zurückgegriffen. Die verwendeten Laser sind elektrisch gepumpte einmodige 850 nm AlGaAs-VCSEL. Bei dem genutzten Design befinden sich neben dem emittierenden VCSEL zusätzlich zwei weitere Mesen ohne angeschlossenes Bondpad. Diese sind über eine Oberflächenmetallisierung verschlossen. Ein Bild des Chips ist in Abb. 5.2 (links) zu sehen.

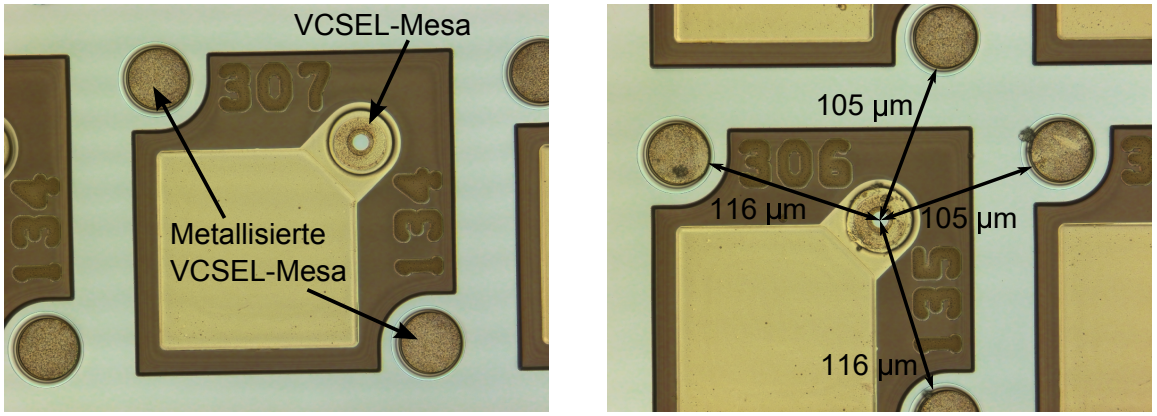


Abbildung 5.2: Konfokale Aufnahme eines Teils einer VCSEL-Probe, auf der pro Einheitszelle zwei zusätzliche Mesen an den Außenseiten vorgesehen sind (links) sowie eingezeichnete Entfernungen zwischen dem Zentrum der aktiven Mesa und den umliegenden metallisierten Mesen (rechts, abgeändert aus [90], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2228091).

Um nun einen Temperaturgradienten zu erzeugen, wird eine metallisierte VCSEL-Mesa als Wärmequelle genutzt. Eine optische Auskopplung ist durch die Oberflächenmetallisierung ausgeschlossen, sodass bei elektrischem Pumpen die gesamte eingebrachte Leistung in Verlustleistung P_{diss} umgewandelt wird. Da es zu einer Abnahme des Temperaturanstiegs mit größer werdendem Abstand zur Wärmequelle kommt, muss diese möglichst nah an der aktiven (nicht metallisierten) VCSEL-Mesa liegen. Bezieht man die Abstände zu den metallisierten VCSELn der umgebenden Chips mit ein, liegen diese mit einem Abstand von 105 μm näher als die metallisierten VCSEL auf demselben Chip (Abstand von 116 μm). Dies ist in Abb. 5.2 (rechts) sichtbar. Für die Messung werden nun die reguläre und die nächstgelegene metallisierte Mesa über Kontaktnadeln kontaktiert, wobei der Kontakt am emittierenden VCSEL über das angeschlossene Bondpad erfolgt, während beim metallisierten VCSEL direkt die Mesa kontaktiert wird. Für den Stromeintrag in den metallisierten VCSEL wird eine zusätzliche Stromquelle verwendet[1]. Zur Untersuchung eines vorher abgespaltenen VCSEL-Arrays wird auf den in Kapitel 4 vorgestellten Probenhalter zurückgegriffen. Der Laserstrom wird konstant gehalten (I_{L} = 0–2 mA für die Messung der LIV-Kennlinien und 2 mA für die optische Spektrenmessung, um SM-Verhalten zu ga-

[1]Keithley, Modell: 224 Programmable Current Source

rantieren), während der Heizstrom I_{H} und damit auch die Heizspannung V_{H} schrittweise erhöht werden. Die LIV-Kennlinien des betriebenen VCSELs ohne Wärmeeintrag und bei $P_{\mathrm{diss}} = 35{,}10\,\mathrm{mW}$ sind in Abb. 5.3 (links) dargestellt.

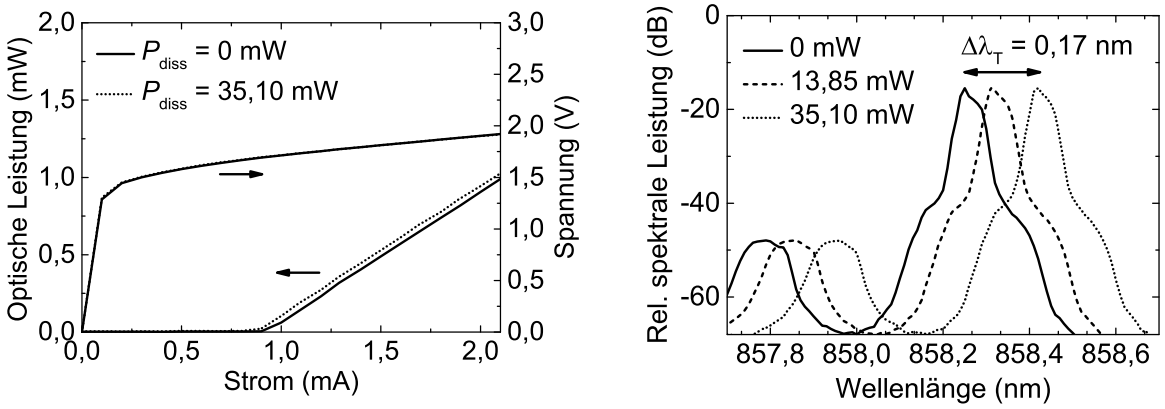


Abbildung 5.3: LIV-Kennlinien eines VCSELs ohne und mit einer dissipierten Leistung von 35,10 mW (links). Optische Spektren für drei verschiedene dissipierte Leistungen am metallisierten VCSEL. Es sind jeweils die Grundmode und die Mode höherer Ordnung zu erkennen. Die Spektren wurden bei einem Laserstrom von 2 mA aufgenommen (rechts, abgeändert aus [90], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2228091).

Die Laserschwelle ohne Einfluss durch externen Wärmeeintrag liegt bei $I_{\mathrm{th}} = 0{,}92\,\mathrm{mA}$ und $V_{\mathrm{th}} = 1{,}48\,\mathrm{V}$. Durch die externe Erwärmung ist nahezu keine Änderung im Laserverhalten zu erkennen. Um den Wärmeeintrag im VCSEL abschätzen zu können und den möglichen Effekt auf die Doppelbrechung zu ermitteln, wurden zusätzlich noch optische Spektren bei verschiedenen Heizströmen und $I_{\mathrm{L}} = 2\,\mathrm{mA}$ aufgenommen. Die Spektren für drei verschiedene Heizströme sind in Abb. 5.3 (rechts) abgebildet. Zu sehen ist die Grundmode sowie eine Mode höherer Ordnung, welche ohne eingeschobenen Polarisator gemessen wurden. Wir erhalten eine Rotverschiebung (Verschiebung zu höheren Wellenlängen) aufgrund der Erhöhung der VCSEL-Temperatur mit einer maximalen Wellenlängenänderung von $\Delta\lambda_{\mathrm{T}} = 0{,}17\,\mathrm{nm}$ für $P_{\mathrm{diss}} = V_{\mathrm{H}} \cdot I_{\mathrm{H}} = 35{,}10\,\mathrm{mW}$ mit $V_{\mathrm{H}} = 3{,}51\,\mathrm{V}$ und $I_{\mathrm{H}} = 10\,\mathrm{mA}$. Über den in Abschnitt 2.3 vorgestellten Verschiebungsfaktor der Emissionswellenlänge bei Änderung der Lasertemperatur $\delta\lambda_{\mathrm{M}}/\delta T = 0{,}07\,\mathrm{nm/K}$ erhalten wir eine resultierende Temperaturerhöhung von 2,4 K. Eine Änderung der Doppelbrechung konnte nicht gemessen werden, was auf die geringe eingebrachte Wärme zurückzuführen ist. Des Weiteren liegt die Wärmequelle nicht auf einer der bevorzugten Kristallachsen. Dies sorgt für eine Temperaturdifferenz entlang beider Achse, was der angestrebten Erhöhung der Anisotropie zwischen den Achsen zuwiderläuft. Bei einer weiteren Erhöhung des Heizstroms auf 13 mA kam es zu einem Einbruch der optischen Leistung des untersuchten VCSELs. Um

festzustellen, woher dieser radikale Einbruch der optischen Leistung kommt, wurden Aufnahmen des genutzten VCSELs mit einem konfokalen Mikroskop gemacht, welche in Abb. 5.4 zu sehen sind.

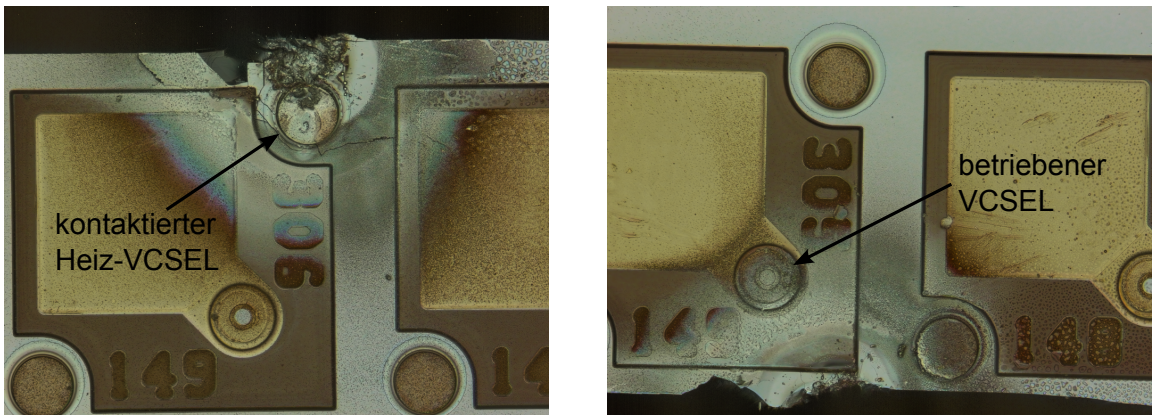


Abbildung 5.4: Konfokale Aufnahme des genutzten metallisierten Heiz-VCSELs (links) und des charakterisierten VCSELs (rechts) nach einem Stromeintrag in den Heiz-VCSEL von 13 mA.

Im linken Bild ist zu erkennen, dass der genutzte Heiz-VCSEL stark beschädigt ist. Die Erwärmung durch den Stromeintrag resultiert in einem Ablösen bzw. Verdampfen der Oberflächenmetallisierung, welche sich auf den umliegenden Bereich kreisförmig niederschlägt. Aufgrund der Erwärmung kam es zusätzlich zu einer Beschädigung des genutzten VCSEL-Arrays und damit beim Anheben des Arrays zum Bruch an der beschädigten Stelle. Abb. 5.4 (rechts) zeigt den untersuchten VCSEL. Hier ist sehr gut eine starke Verschmutzung der Austrittsfacette durch das verdampfte Metall des Heiz-VCSELs zu erkennen. Dies erklärt den gemessenen radikalen Einbruch der Ausgangsleistung.

Um einen gerichteten Wärmegradienten entlang einer Vorzugsachse zu erhalten, muss die Heizstruktur einer bestimmten Geometrie entsprechen. Zur Umsetzung fokussieren wir uns beim nächsten Schritt auf Metallbahnen, welche auf einer vorhandenen VCSEL-Probe nachprozessiert werden. Die verwendeten VCSEL entsprechen den in Abschnitt 3.2.1 vorgestellten. Diese Metallbahnen sollen idealerweise entlang einer der beiden bevorzugten Polarisationsachsen ausgerichtet werden. Aufgrund des Designs der verwendeten komplett prozessierten VCSEL müssen die Metallbahnen so gestaltet werden, dass sie den VCSEL unter einem rechten Winkel umschließen. Dies ist notwendig um Kontaktflächen zu kreieren, welche groß genug sind, um sie mit Nadeln zu kontaktieren. Ausreichend große freie Bereiche befinden sich nur in der oberen linken und unteren rechten Ecke (siehe Abb. 3.4 (links) aus Abschnitt 3.2.1). Um trotzdem einen möglichst gerichteten Temperaturgradienten zu erhalten, gibt es bestimmte Vorgaben für die Abmessung und Positionierung der Leiterbahnen. So sollte der Einfluss einer der beiden Leiterbahnen dominant sein, um

die Reduzierung des gewünschten Effekts durch die orthogonal stehende Leiterbahn zu minimieren. Das Maskenlayout des entworfenen VCSEL-Chips ist in Abb. 5.5 zu sehen.

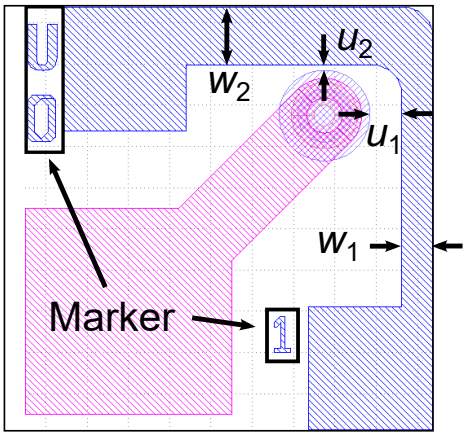


Abbildung 5.5: Maskenlayout eines VCSEL-Chips mit nachträglich zu prozessierender umliegender Heizstruktur. Die Dimensionen $w_{1,2}$ und $u_{1,2}$ definieren die Breite der Leiterbahnen und die Abstände zur VCSEL-Mesa. Die Marker dienen zur Ausrichtung und Identifizierung der Leiterbahngeometrie. Der gezeigte VCSEL-Chip hat die Außenmaße 210 μm × 210 μm.

Man erkennt den VCSEL mit Bondpad und Verbindungssteg sowie die umliegende Heizstruktur. Wie vorher erwähnt, besteht die Heizstruktur aus zwei Leiterbahnen, welche den VCSEL umschließen. Diese sind über die Stegbreiten $w_{1,2}$ und den Abstand zur VCSEL-Mesa $u_{1,2}$ definiert. Die zur Kontaktierung genutzten Bereiche haben eine quadratische Grundfläche mit der Seitenlänge 60 μm und sind mit den Leiterbahnen verbunden. Zur späteren exakten Positionierung der Lithographiemaske auf dem fertig prozessierten VCSEL-Chip sind Marker neben der oberen Kontaktfläche eingefügt (Buchstaben U,O). Außerdem befindet sich ein weiterer Marker neben der unteren Kontaktfläche. Dieser gibt Auskunft über die Daten $w_{1,2}$ und $u_{1,2}$ der Leiterbahnen. Ein starkes Aufheizen der Leiterbahnen erfordert einen hohen ohmschen Widerstand. Für diesen gilt [112]

$$R = \frac{\rho l}{A} \tag{5.2}$$

mit ρ dem spezifischen Widerstand, l der Länge und A der Querschnittsfläche der Struktur. Die elektrische Leitfähigkeit ist definiert als $\sigma_{\text{elek}} = 1/\rho$. Um nun einen hohen Netto-Wärmeeintrag (resultierender Wärmeeintrag entlang einer Achse) zu erhalten, ist es wichtig, den Abstand zur VCSEL-Mesa u für eine der Leiterbahnen zu minimieren und für die orthogonal stehende Leiterbahn so weit wie möglich zu erhöhen. Der Abstand vom Rand der VCSEL-Mesa zur äußeren Kante des VCSEL-Chips beträgt 30 μm. Wie in Glei-

chung 5.2 zu erkennen ist, sorgt eine Verringerung der Breite der Leiterbahn, welche im Faktor A steckt, für eine Erhöhung des Widerstands. Je höher der Widerstand ist, desto wahrscheinlicher kommt es jedoch, durch zu hohes P_{diss}, zu einer Zerstörung der Leiterbahn (Ablösen des verwendeten Materials). Dies limitiert wiederum den möglichen Wärmeeintrag in den aktiven Bereich. Aus diesem Grund wird als Kompromiss für die 'passive' Leiterbahn u_1 und w_1 auf je $15\,\mu$m festgelegt. Bei der 'aktiven' Leiterbahn wird w_2 variiert, wobei der Marker an der unteren Kontaktfläche als Orientierung dient. Die Zusammenhänge zwischen Marker und w_2 sind in Tab. 5.1 dargestellt.

Tabelle 5.1: Zusammenhang zwischen Breite der 'aktiven' Leiterbahn w_2 und den verwendeten Markern.

Marker	1	2	3	4	5	6
w_2 (μm)	28	25	22	19	16	13

Das die vorhandene Breite von $30\,\mu$m nicht vollständig genutzt wird (also $w_2 = 30\,\mu$m), liegt an der Limitierung durch die Prozessierung. Die Maske kann mit dem genutzten Gerät zur Photolithographie (MJB3)[2] nur auf ca. $1\,\mu$m genau ausgerichtet werden. Das Festlegen von u_2 auf einen Wert von $2\,\mu$m ist ein Kompromiss für geringe Verluste beim Wärmeübertrag zwischen Leiterbahn und VCSEL-Mesa bei gleichzeitigem Vermeiden eines Überlapps mit dem Ringkontakt. Im Kontaktbereich der beiden Leiterbahnen wurde die Struktur abgerundet, um keine hohen Stromdichten am Übergang zu erzeugen. Für die Prozessierung wird eine Lithographiemaske mit den vorher genannten Abmessungen und Markierungen angefertigt. Um beide Achsen zu berücksichtigen, befinden sich zusätzlich noch Heizstrukturen mit getauschten Abmessungen $w_{1,2}$ und $u_{1,2}$ auf der Maske.

Die gesamte Prozessierung erfolgt im Reinraum, um eine Verunreinigung der Probe zu verhindern. Zur Prozessierung wird zunächst auf ein $10 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ großes VCSEL-Array ein Negativlack aufgeschleudert. Nachdem die Probe für 120 s auf 110 °C erhitzt wurde, richtet man die behandelte Probe zur verwendeten Maske aus und belichtet diese mit UV-Licht. Durch die Belichtung kommt es zu einer Veränderung des Lacks, sodass dieser in Verbindung mit dem nachfolgenden Ausheizen (90 s auf 110 °C) stabilere Molekülstrukturen bildet [113]. Im anschließenden Entwicklungsschritt greift die genutzte Entwicklerflüssigkeit nun wesentlich stärker die nicht belichteten Bereiche an, sodass die Bereiche, an denen später die Heizstruktur entstehen soll, vom Lack befreit werden. Anschließend wird eine 120 nm dicke Nickel-Schicht aufgedampft. Im darauffolgenden 'Lift-Off'-Prozess

[2] Suess, Modell: MJB3, Mask Aligner

kommt es zum Ablösen des Negativlacks und damit auch des auf dem Lack abgeschiedenen Nickels, sodass nur an den vorgesehenen Stellen Nickel verbleibt. Das verwendete Reinraumrezept kann in Anhang B nachgeschlagen werden. Eine Aufnahme des verwendeten VCSEL-Chips vor (links) und nach dem Aufbringen der Leiterbahnen (rechts) ist in Abb. 5.6 dargestellt.

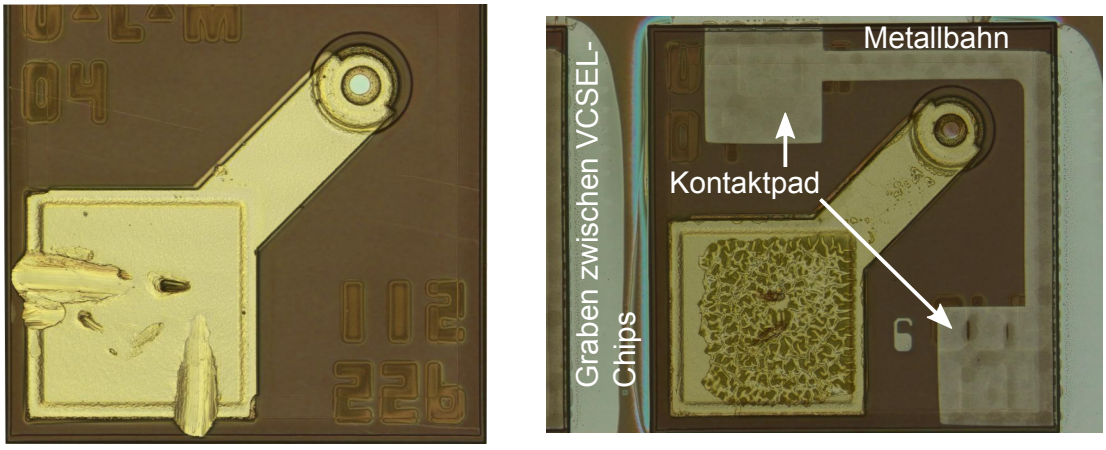


Abbildung 5.6: Konfokale Aufnahme des verwendeten VCSEL-Chips vor der Prozessierung (links) und nach dem Aufbringen eines Heizelements mit geometrischen Parametern $w_1 = 15\,\mu\text{m}$, $u_1 = 15\,\mu\text{m}$, $w_2 = 13\,\mu\text{m}$ und $u_2 = 2\,\mu\text{m}$ (rechts, abgeändert aus [90], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2228091).

Es ist zu erkennen, dass die Heizstrukturen klare Konturen aufweisen, man also von einer erfolgreichen Nachprozessierung sprechen kann. Allerdings befinden sich auf dem Bondpad, dem Verbindungssteg und der VCSEL-Mesa sowie im Graben zwischen den einzelnen Chips Lackreste. Gerade die Verschmutzung der Austrittsfacette könnte sich negativ auf die Lasercharakteristik auswirken. Zur Charakterisierung werden nun LIV-Kennlinien und Spektren bei verschiedenen dissipierten Leistungen in den verwendeten Leiterbahnen aufgenommen. Die Charakteristika eines VCSEL-Chips mit einer Leiterbahnbreite von $w_1 = 19\,\mu\text{m}$ ('aktive' Leiterbahn an der rechten Seite) sind in Abb. 5.7 zu sehen. Im linken Bild sind LIV-Kennlinien ohne Einfluss der Heizstruktur und bei einer maximalen dissipierten Leistung von 125,77 mW dargestellt. Wir erhalten $I_{\text{th}} = 1{,}13\,\text{mA}$ bei einer Spannung von $V_{\text{th}} = 2{,}04\,\text{V}$ ohne Einfluss durch Wärmeeintrag der Heizstruktur. Im Gegensatz zur VCSEL-Struktur vor der Nachprozessierung mit $I_{\text{th}} = 0{,}66\,\text{mA}$ und $V_{\text{th}} = 1{,}90\,\text{V}$ haben wir eine deutliche Verschlechterung der VCSEL-Eigenschaften, was auf die Prozessierung und die vorhandenen Lackablagerungen zurückgeführt werden kann. Durch das Aufheizen der umliegenden Struktur kommt es zu einer minimalen Änderung des Schwellstroms auf 1,07 mA sowie der Schwellspannung auf 2,08 V im Verhältnis ohne Erwärmung über die Heizstruktur. Betrachtet man nun die resultierenden optischen

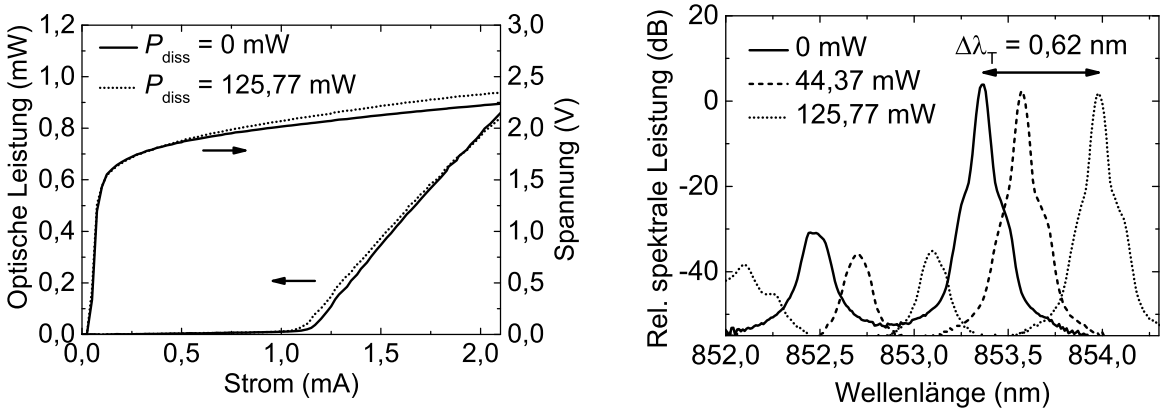


Abbildung 5.7: LIV-Kennlinien (links) und Spektren (rechts, abgeändert aus [90], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2228091) des untersuchten VCSELs bei unterschiedlichen dissipierten Leistungen in der aufgebrachten Heizstruktur.

Spektren bei verschiedenen Heizleistungen, welche in Abb. 5.7 (rechts) zu sehen sind, ist eine Rotverschiebung durch eine Erhöhung der VCSEL-Temperatur erkennbar. Gezeigt sind die Grundmode und die Mode höherer Ordnung. Die durch die extern eingebrachte Wärme resultierende Wellenlängenverschiebung bei $P_{\mathrm{diss}} = 125{,}77\,\mathrm{mW}$ beträgt $\Delta\lambda_{\mathrm{T}} = 0{,}62\,\mathrm{nm}$. Dies entspricht einer Temperaturerhöhung im VCSEL um $\Delta T = 8{,}9\,\mathrm{K}$. Wie schon bei der vorherigen Versuchsreihe, bei der metallisierte VCSEL als Heizquelle verwendet wurden, konnte keine messbare Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung ermittelt werden. Das gewählte Design mit Leiterbahnen entlang beider dominanter Achsen entspricht kaum den gewünschten idealen Konfigurationen zur Erzeugung eines entlang einer Achse gerichteten Wärmegradienten. Die limitierte Variationsmöglichkeit der Leiterbahnparameter sorgt dafür, dass auch die 'passive' Leiterbahn einen nicht zu vernachlässigenden Anteil einbringt. Um dies zu vermeiden, wäre die Idee einer Einbeziehung von mehreren VCSEL-Chips interessant. Diese sind jedoch durch einen Graben voneinander getrennt (siehe Abb. 5.6 (rechts)), was weitere aufwändige Prozessierungsschritte nötig machen würde. Ein weiterer entscheidender Faktor, welcher den Wärmetransport zwischen Heizstruktur und VCSEL erschwert, ist die extrem geringe Wärmeleitfähigkeit des Polyimids. Dieses dient zur Planarisierung und elektrischen Isolation der VCSEL-Mesa. Die dominantere Limitierung besteht allerdings in der maximal möglichen eingebrachten Leistung in die Heizstruktur. Es kommt in Abhängigkeit von den verwendeten Leiterbahnabmessungen aufgrund des hohen Wärmeeintrags zu einem Ablösen des aufgebrachten Nickels. In Abb. 5.8 ist dies an zwei Beispielen zu erkennen.

Links ist ein VCSEL-Chip mit dem Leiterbahnparameter $w_2 = 13\,\mu\mathrm{m}$ zu sehen. Aufgrund des höheren Widerstands kommt es bei der 'aktiven' Leiterbahn (oben) zum 'Durchbren-

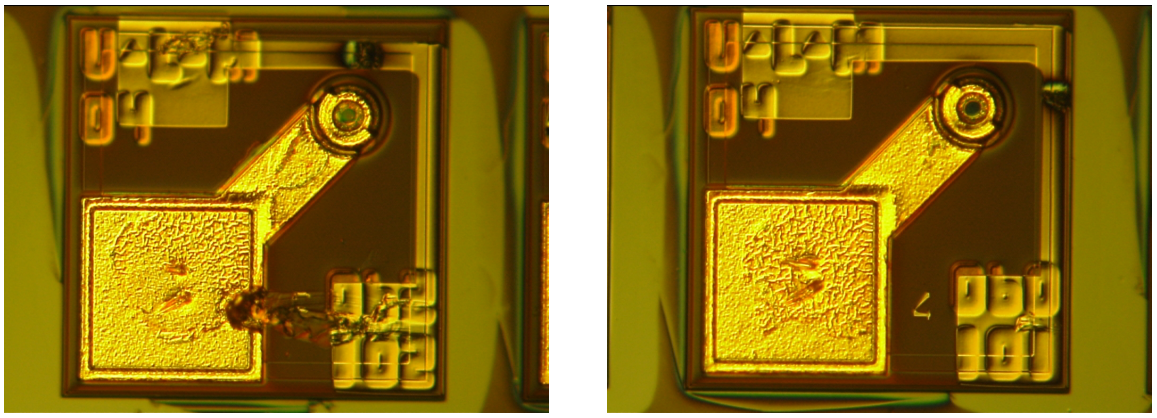


Abbildung 5.8: Versagen der ‘aktiven’ (links) bzw. ‘passiven’ (rechts) Leiterbahn nach hohem Stromeintrag in die Heizstruktur.

nen’ der Struktur durch hohen Leistungseintrag. In Abb. 5.8 (rechts) mit $w_2 = 19\,\mu$m kommt es im Gegensatz dazu zu einem ‘Durchbrennen’ an der ‘passiven’ Leiterbahn, da nun hier mit $w_1 = 15\,\mu$m der größere Widerstand vorliegt. Dies zeigt nochmal die Problematik, die durch die notwendige Verwendung von zwei verbundenen Leiterbahnen auftritt. Da die ‘passive’ Leiterbahn zur Minimierung des Wärmeeintrags in größerem Abstand zur VCSEL-Mesa platziert werden muss und somit deren mögliche Breite limitiert ist, beschränkt dies die maximal mögliche eingebrachte Heizleistung zur Doppelbrechungsmanipulation. Um höhere Heizleistungen zu realisieren und die schlechte Wärmeleitfähigkeit des Polyimids zu umgehen, ist es notwendig, ein eigenes VCSEL-Design umzusetzen.

5.2 Monolithisch integrierter Ansatz zur Doppelbrechungserhöhung

Durch ein eigenes VCSEL-Design und die damit einhergehende Prozessierung des VCSEL-Chips von Grund auf entstehen komplett neue Möglichkeiten zur Umsetzung eines integrierten Heizelements. Wie aus den vorherigen Messungen ersichtlich, sind die beiden wichtigsten Punkte eine möglichst hohe dissipierte Leistung ohne Beschädigung des Bauteils sowie eine gute Wärmeleitfähigkeit zwischen Heizelement und VCSEL-Mesa. Um dies zu erreichen, wird der Halbleiter selbst als Wärmequelle genutzt. Eine schematische Draufsicht eines solchen VCSEL-Chips ist in Abb. 5.9 (links) zu sehen. Dazu wird die Form der Mesa abgeändert, von einer runden Form zu der Form eines Schlüssellochs, was durch die Erweiterung um einen angeschlossenen Halbleitersteg realisiert wird. Um nun einen asymmetrischen Heizeffekt zu erhalten, muss Strom durch den Halbleitersteg ge-

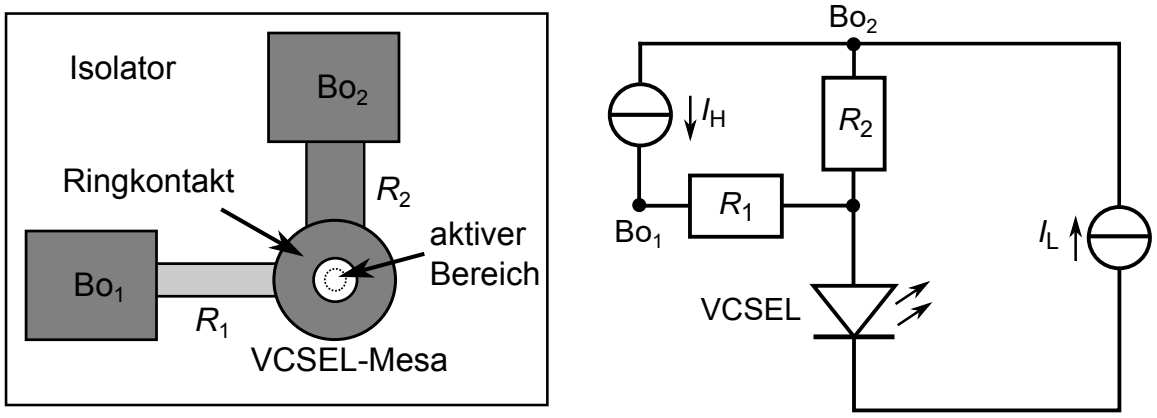


Abbildung 5.9: Schematische Draufsicht eines VCSEL-Chips zum asymmetrischen Heizen der VCSEL-Mesa. Der VCSEL-Chip besteht aus zwei Bondpads $Bo_{1,2}$ und zwei Verbindungen mit der VCSEL-Mesa mit den Widerständen $R_{1,2}$, wobei $R_1 \gg R_2$ ist (links). Zugehöriges Schaltbild mit den Strompfaden des Heizstroms I_H und des Laserstroms I_L (rechts). Abgeändert aus [90], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2228091.

schickt werden. Die Idee liegt dabei im Integrieren von zwei Bondpads (Bo_1,Bo_2) an der Oberseite, wobei eines mit dem Halbleitersteg mit dem Widerstand R_1 verbunden ist und das andere an den Ringkontakt der VCSEL-Mesa gekoppelt wird, mit dem Widerstand R_2. Zwischen diesen beiden Bondpads und dem dazwischengeschalteten Halbleitersteg fließt dann der Heizstrom I_H. Für einen asymmetrischen Heizeffekt muss $R_1 \gg R_2$ gelten. Die gesamte Struktur ist von einem elektrisch isolierenden Material umgeben. Um neben dem Heizelement auch den VCSEL elektrisch pumpen zu können, wird ein Rückseitenkontakt benötigt. So kann ein konstant gehaltener Laserstrom I_L zwischen dem Bondpad Bo_2 und dem Rückseitenkontakt fließen. In Abb. 5.9 (rechts) ist das zugehörige elektrische Schaltbild zu erkennen.

5.2.1 Simulationen zum asymmetrischen Heizen

Zur Umsetzung eines monolithisch integrierten Mechanismus zur thermischen Durchstimmbarkeit der Doppelbrechung muss zuerst der Einfluss der Steggeometrie auf den Temperaturgradienten über der aktiven Zone abgeschätzt werden. In der späteren Umsetzung wird auf Wafermaterial für einen oberseitig emittierenden 850 nm AlGaAs-VCSEL von Philips Photonics (jetzt TRUMPF Photonic Components) zurückgegriffen. Das hierfür notwendige dreidimensionale (3D) thermo-elektrische Simulationsmodell wird mit der Simulationssoftware COMSOL unter Nutzung des Moduls 'Joule Heating' erstellt. Die ver-

wendete Geometrie stellt einen einzelnen VCSEL-Chip dar und ist in Abb. 5.10 (links) zu sehen.

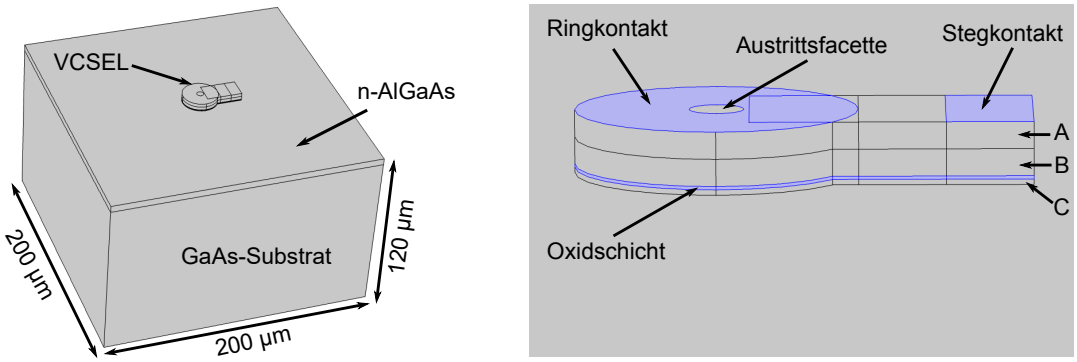


Abbildung 5.10: Abbildung der gesamten simulierten Geometrie. Diese besteht aus dem Substrat, einer darüber liegenden n-dotierten Schicht, und der schlüssellochförmigen Mesa (links). Detaillierte Abbildung der Mesa. Diese ist in verschiedene Schichten A, B und C unterteilt. Die beiden Kontaktflächen (Ringkontakt, Stegkontakt) und die Oxidschicht sind hervorgehoben. Zusätzlich ist noch der Bereich der Austrittsfacette markiert (rechts, in Anlehnung an [114]).

Diese besteht aus einem GaAs-Substrat mit einer Grundfläche von $200 \times 200\,\mu\text{m}^2$ und einer Höhe von $120\,\mu$m sowie einem darauf liegenden n-dotierten Bereich mit einer Höhe von $5\,\mu$m. Auf der n-dotierten Fläche ist die schlüssellochförmige Mesa aufgebracht, welche in einzelne Bereiche unterteilt ist. In Abb. 5.10 (rechts) ist die Mesa mit den einzelnen Unterteilungen im Detail zu erkennen. Die reale Schichtstruktur besteht aus einer hohen Anzahl von Schichten mit Dicken im Bereich von zehn Nanometern. Außerdem kann sich der Al- bzw. Ga-Anteil im verwendeten AlGaAs in den einzelnen Schichten stark unterscheiden. Aufgrund der Größe der gesamten Struktur ist es aus praktischen Gründen (Rechenleistung) nicht sinnvoll, Nanometer große Schichtstrukturen und Abmessungen größer $100\,\mu$m in einem Modell zu simulieren. Da es hier lediglich um eine Abschätzung des thermischen Verhaltens geht, um eine bevorzugte Geometrie zu ermitteln, werden die einzelnen Schichten des VCSELs zu Blöcken zusammengefasst. Der obere Block A wird als Bereich mit hoher p-Dotierung definiert, was dem Verhalten in der realen Schichtstruktur entspricht. Der darunter liegende Block B sowie der dünnere Block C weisen eine geringere p-Dotierung auf. Zwischen Block B und C befindet sich die Oxidationsschicht (blau markiert), welche zur Stromführung verwendet wird. Diese nimmt die gesamte Fläche der schlüssellochförmigen Mesa ein, bis auf den Bereich der Austrittsfacette mit einem Durchmesser von $5\,\mu$m. Da die ursprüngliche Dicke der Oxidationsschicht von 30 nm zu gering zum Simulieren ist, wird diese auf 300 nm erhöht, wobei gleichzeitig die thermische Leitfähigkeit λ_{Th} an die Längenänderung angepasst wird. Damit es bei einer

Erhöhung der Schichtdicke um den Faktor 10 zu einer identisch hohen Wärmereduzierung im Material kommt, muss somit λ_{Th} um den selben Faktor reduziert werden. Die meisten physikalischen Materialparameter konnten direkt aus der COMSOL-Bibliothek übernommen werden. Für die thermische Leitfähigkeit der Oxidationsschicht wird auf den Wert $\lambda_{\mathrm{Th}} = 4{,}9\,\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m\cdot K}}$ für Siliziumoxid (Si_2O_3) zurückgegriffen, da im realen Bauteil amorphes Aluminiumoxid (Al_2O_3) vorkommt, welches im Gegensatz zum in der COMSOL-Bibliothek hinterlegten kristallinen Al_2O_3 mit $\lambda_{\mathrm{Th}} = 39\,\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m\cdot K}}$ eine geringe thermische Leitfähigkeit besitzt. Die Oxidationsschicht wirkt elektrisch isolierend, weshalb eine geringe elektrische Leitfähigkeit von $\sigma_{\mathrm{elek}} = 1\cdot 10^{-5}\,\mathrm{S/m}$ angenommen wird. Auf der Oberfläche (blau hervorgehoben) sind die beiden Kontaktflächen, nämlich der Ringkontakt und der Stegkontakt, sichtbar. Als Material für die Blöcke A, B und C wird als Vereinfachung auf $Al_{0,5}Ga_{0,5}As$ zurückgegriffen. Bei diesem Wert liegt die geringste Beweglichkeit der Ladungsträger [115] sowie ein Minimum in der thermische Leitfähigkeit [116] vor. Die elektrische Leitfähigkeit der dotierten Schichten unter Berücksichtigung der Dotierkonzentration $n_{\mathrm{n,p}}$ im n- bzw. p-dotierten Bereich kann berechnet werden über [117]

$$\sigma_{\mathrm{elek_{n,p}}} = q\, n_{\mathrm{n,p}}\, \mu_{\mathrm{n,p}} \tag{5.3}$$

mit $\mu_{\mathrm{n,p}}$ der Beweglichkeit der Ladungsträger, wobei komplette Ionisation der Störstellen angenommen wird. Die verwendeten Materialeigenschaften der einzelnen Schichten sind in Tab. 5.2 aufgeführt.

Tabelle 5.2: Dicken und physikalische Größen der für die Simulation verwendeten Schichten (aus [114]).

Schicht	Dicke (μm)	Material	Dotierung ($\mathrm{cm^{-3}}$)	$\sigma_{\mathrm{elek_{n,p}}}$ (S/m)	λ_{th} ($\mathrm{W/(m\cdot K)}$)	$\mu_{\mathrm{n,p}}$ ($\mathrm{cm^2/(Vs)}$)
A	2,5	p-$Al_{0,5}Ga_{0,5}As$	$1\cdot 10^{19}$	11215	11	70
B	2,5	p-$Al_{0,5}Ga_{0,5}As$	$1\cdot 10^{18}$	1121	11	70
Oxidschicht	0,3	Al_20_3	-	$1\cdot 10^{-5}$	4,9	-
C	0,5	p-$Al_{0,5}Ga_{0,5}As$	$1\cdot 10^{18}$	1121	11	70
n-AlGaAs	5	n-$Al_{0,5}Ga_{0,5}As$	$1\cdot 10^{18}$	2323	11	140
Substrat	120	GaAs	intrinsisch	1000	46	-

Der entscheidende Faktor für eine optimale Steggeometrie ist der Temperaturgradient ΔT_{Z} über dem aktiven Bereich. Als weiterer Faktor wird die maximale Temperatur am Steg T_{max} berücksichtigt. Dieser Faktor ist wichtig, da es im späteren Experiment zu keiner Beschädigung des VCSELs kommen soll (reversibler Prozess gewünscht). Somit ist das

Ziel eine Maximierung von ΔT_Z bei gleichzeitig möglichst geringer Maximaltemperatur zu realisieren. Zur Bestimmung von ΔT_Z wird in unserem Simulationsmodell auf halber Höhe im Bereich C eine Messlinie eingebracht, welche in der aktiven Zone (siehe Abschnitt 2.1) des VCSELs liegt. Die Erfassung des Temperaturgradienten erfolgt auf 5 μm Breite unterhalb des oxidfreien Bereichs. Eine schematische Darstellung des simulierten VCSEL-Querschnitts mit rot eingezeichneter Messlinie ist in Abb. 5.11 zu sehen. Der Durchmesser der Mesa wird konstant bei 26 μm gehalten und ausschließlich die Breite und die Länge des angeschlossenen Halbleiterstegs variiert.

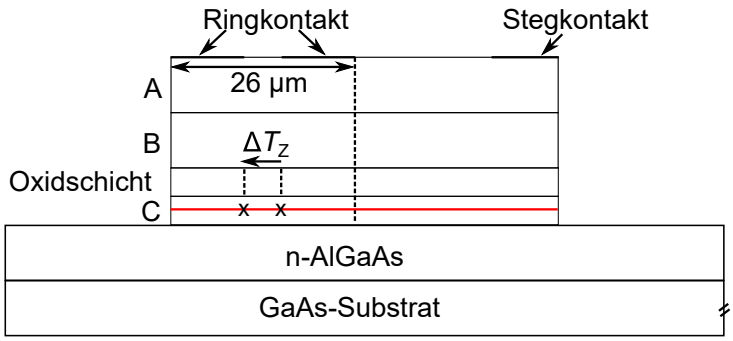


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung des simulierten VCSEL-Querschnitts. Neben den einzelnen Schichten, welche in Tab. 5.2 beschrieben sind, ist der Bereich, über den der Temperaturgradient ΔT_Z erfasst wird, auf der eingezeichneten roten Linie markiert.

Zwischen dem Stegkontakt und dem Ringkontakt kann ein Potential angelegt werden, wobei das Nullpotential auf dem Ringkontakt liegt. Beide Kontakte sind ohmsch. Die untere Fläche des Substrats stellt die Wärmesenke dar und wird auf $T_a = 20\,°C$ gesetzt. Alle anderen Flächen sind thermisch isoliert, sodass hier kein Wärmeverlust stattfindet. Beim späteren realen VCSEL-Chip ist die Mesa von Polyimid umgeben, mit einer extrem niedrigen Wärmeleitfähigkeit, was die getroffene Vereinfachung unterstützt. Um die simulierten Ergebnisse der verschiedenen Steggeometrien vergleichen zu können, wird jeweils der Einfluss von 100 mW dissipierter Leistung im Halbleitersteg betrachtet. Hierzu wird zuerst der Widerstand für die einzelnen Geometrien von COMSOL berechnet. Danach wird per Hand der zugehörige Spannungswert für jede Geometrie bei einem festem Stromwert ermittelt, welcher einen Leistungswert $P_{diss} = V_H \cdot I_H = R \cdot I_H \cdot I_H$ 100 mW ergibt. Als letzter Schritt erfolgt die Simulation für jede Geometrievariante bei $P_{diss} =$ 100 mW. Die widerstandsabhängige Erwärmung kann über die Stromdichte $\vec{j}$ und die

elektrische Leitfähigkeit σ_{elek} bestimmt werden. Die resultierende Verlustleistungsdichte Q lässt sich berechnen über [118]

$$Q = \nabla\vec{q} = \frac{1}{\sigma_{\text{elek}}} \cdot |\vec{j}|^2 \tag{5.4}$$

mit der Wärmestromdichte $\vec{q}$, die über die Wärmeleitungsgleichung [119]

$$\vec{q} = -\lambda_{\text{th}} \nabla T \tag{5.5}$$

berechnet wird. Über (5.4) und (5.5) folgt die in COMSOL gelöste stationäre Wärmeflussgleichung

$$\nabla(\lambda_{\text{th}} \nabla T) + Q = 0. \tag{5.6}$$

Zusätzlich zur Variation der Stegbreite/-länge wird zuerst die Länge des Stegkontakts variiert, um einen möglicher Effekt auf ΔT_{Z} zu ermitteln. Die Breite des Kontakts entspricht immer der Stegbreite. Aus den Simulationen erhalten wir, dass die Länge des Stegkontakts keinen Einfluss auf ΔT_{Z} hat. Um beim späteren Bauteil ausreichend Spielraum für den Überlapp mit dem Bondpad sicherzustellen, wird für den Stegkontakt eine Länge von $8\,\mu$m gewählt. Betrachtet man die Stegbreite, gibt es eine zusätzliche Einschränkung, die durch die spätere praktische Umsetzung des Designs vorgegeben wird. So brauchen wir für den angestrebten Effekt einen komplett durchoxidierten Halbleitersteg bei einem aktiven Durchmesser (oxidfrei) im Mesa-Bereich von $D_{\text{a}} = 4$–$5\,\mu$m. Um größere Stegbreiten umsetzen zu können, müsste dementsprechend der Durchmesser der Mesa steigen, was ΔT_{Z} negativ beeinflusst. Zur Illustration ist die Temperaturverteilung bei einer Steggeometrie von $16 \times 8\,\mu\text{m}^2$ (Länge $\times$ Breite) in Abb. 5.12 abgebildet, wobei der Stegkontakt von $8\,\mu$m Länge die äußere Hälfte des Stegs bedeckt. Es ist ersichtlich, dass die maximale Temperatur nahe am Übergang vom Stegkontakt zum Halbleitersteg vorliegt. Die Kante des Stegkontakts ist als schwarzer Strich auf dem Steg markiert. Der Stromfluss ist aufgrund der höheren elektrischen Leitfähigkeit auf den höher dotierten oberen Teil des Stegs konzentriert. Wir erhalten eine näherungsweise radiale Wärmeverteilung in das Halbleitermaterial, welche erst durch die Oxidschicht (gestrichelte Linie) geblockt wird. Die Stegbreite wie auch die Steglänge wird zwischen 4 und $16\,\mu$m variiert mit den Werten 4, 8, 12 und $16\,\mu$m, wobei der Wert für die Steglänge abzüglich des Kontaktbereichs von $8\,\mu$m angegeben wird. Um den Einfluss der Stegbreite zu zeigen, wird das Verhalten von unterschiedlichen Stegbreiten bei einer fixierten Steglänge von $8\,\mu$m analysiert. Die erhaltenen Werte für ΔT_{Z} und T_{max} sind in Tab. 5.3 aufgelistet.

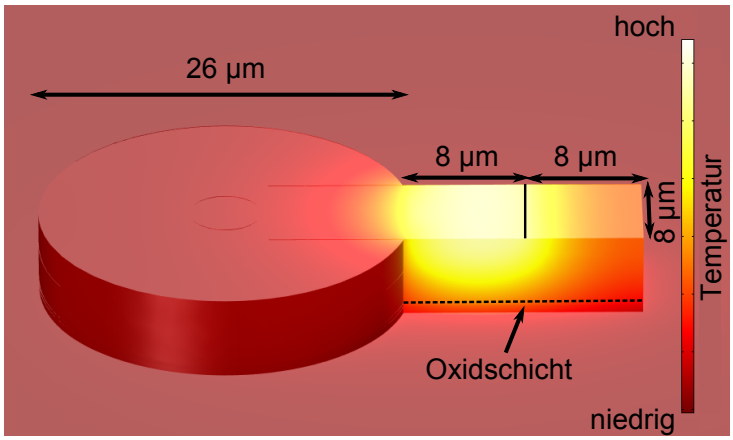


Abbildung 5.12: 3D-Simulationsergebnis der Wärmeverteilung im VCSEL bei dissipierter Leistung im Halbleitersteg mit einer Steggeometrie von 16 × 8 μm^2 (Länge × Breite), wobei sich der Stegkontakt auf 8 μm Länge des äußeren Stegbereichs befindet. Abgeändert aus [120], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2306215.

Man erhält eine minimale Erhöhung von ΔT_Z hin zu kleineren Stegbreiten. Allerdings kommt es gleichzeitig zu einer starken Erhöhung von T_max aufgrund des erhöhten Widerstands. So erhalten wir für eine Reduzierung der Stegbreite von 8 auf 4 μm eine Erhöhung von ΔT_Z um ca. 7 % (21 K auf 22,5 K) während T_max (in °C) um ca. 40 % steigt. Außerdem wurden, um den Einfluss der dissipierten Leistung in Verbindung mit der gewählten Steggeometrie auf T_max abzuschätzen, zusätzliche Simulationen bei einer reduzierten dissipierten Leistung von $P_\mathrm{diss} = 50\,\mathrm{mW}$ durchgeführt. Vergleicht man nun den Faktor T_max eines 16 μm breiten Stegs bei $P_\mathrm{diss} = 100\,\mathrm{mW}$ und eines 4 μm breiten Stegs bei $P_\mathrm{diss} = 50\,\mathrm{mW}$, liegen die Werte sehr nah beieinander. Im Vergleich dazu zeigt sich jedoch ein signifikanter Unterschied zwischen ΔT_Z mit $\Delta T_\mathrm{Z} = 10{,}4\,\mathrm{K}$ (4 μm) und $\Delta T_\mathrm{Z} = 18{,}1\,\mathrm{K}$ (16 μm). Somit hat die eingebrachte Leistung einen höheren Einfluss auf ΔT_Z als die Steggeometrie. Unter Berücksichtigung der Stabilität des Stegs im späteren Experiment und aufgrund des geringen Effekts der Stegbreite auf ΔT_Z zeigen breitere Stege ein bevorzugtes Verhalten.

Tabelle 5.3: Aus Simulation erhaltene Werte für ΔT_Z und T_max für verschiedene Stegbreiten. Die gewählte Steglänge beträgt 8 μm.

Breite des Stegs (μm)	4	8	12	16
ΔT_Z (K)	22,5	21,0	19,6	18,2
T_max (°C)	1007	581	434	348

Als nächstes wird die Steglänge variiert. Mit den Erkenntnissen aus den vorausgegangenen Simulationen wird die Breite auf 16 μm festgelegt. Die Simulationsergebnisse sind in Tab. 5.4 zu sehen.

Tabelle 5.4: Aus Simulation erhaltene Werte von ΔT_Z und T_max für verschiedene Steglängen. Die gewählte Stegbreite beträgt 16 μm.

Länge des Stegs (μm)	4	8	12	16
ΔT_Z (K)	23,0	18,4	15,2	12,9
T_max (°C)	437	350	300	266

Im Gegensatz zur Änderung der Stegbreite erhalten wir bei der Änderung der Steglänge von 8 auf 4 μm eine Erhöhung von ΔT_Z um ca. 20 %, während die maximale Temperatur T_max (in °C) in gleichen Maße ansteigt. Aus den Simulationen ergibt sich, dass ein möglichst breiter und gleichzeitig kurzer Steg im höchsten Temperaturgradienten bei gleichzeitig niedrigster Maximaltemperatur resultiert.

5.2.2 Prozessierung im Reinraum

In diesem Abschnitt wird jeder Prozessschritt zur Herstellung der VCSEL separat vorgestellt. In Abb. 5.13 sind die einzelnen Prozessschritte graphisch dargestellt. Die für die Herstellung benötigten Lithographiemasken werden mit der frei verfügbaren Software KLayout gezeichnet und danach unter Nutzung von Elektronenstrahllithographie (engl. **e**lectron **b**eam **l**ithography, **EBL**) hergestellt. Eine Abbildung der verwendeten Masken sowie das genutzte Reinraumrezept sind in Anhang A bzw. Anhang B dargestellt.

In Abb. 5.13 **(1)** ist ein Querschnitt der Schichtstruktur des verwendeten Wafers vor der Prozessierung zu erkennen. Die Schichtstruktur besteht aus 23 p- bzw. 37,5 n-dotierten Spiegelpaaren. Dazwischen liegt zum einen die aktive Zone mit drei GaAs-Quantenfilmen, sowie eine 30 nm dicke AlGaAs-Schicht mit einem Al-Anteil von 99 %. Wie in der Abbildung dargestellt, wird dieser Bereich hier als Oxidationsschicht bezeichnet. Die Schichtstruktur ist auf dem darunter liegenden n-GaAs-Substrat aufgewachsen. Vor der Prozessierung werden aus einem 3-Zoll-Wafer $10 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ große Stücke herausgespalten. Diese Größe lässt sich während der Prozessierung gut handhaben und entspricht nur einem kleinen Teil des gesamten Wafers, sodass ausreichend viele Probenstücke zur Verfügung stehen. Im ersten Prozessschritt wird die schlüssellochförmige Mesa strukturiert (runde Mesa mit angeschlossenem Halbleitersteg). Dazu wird ein Positivlack aufgeschleudert und

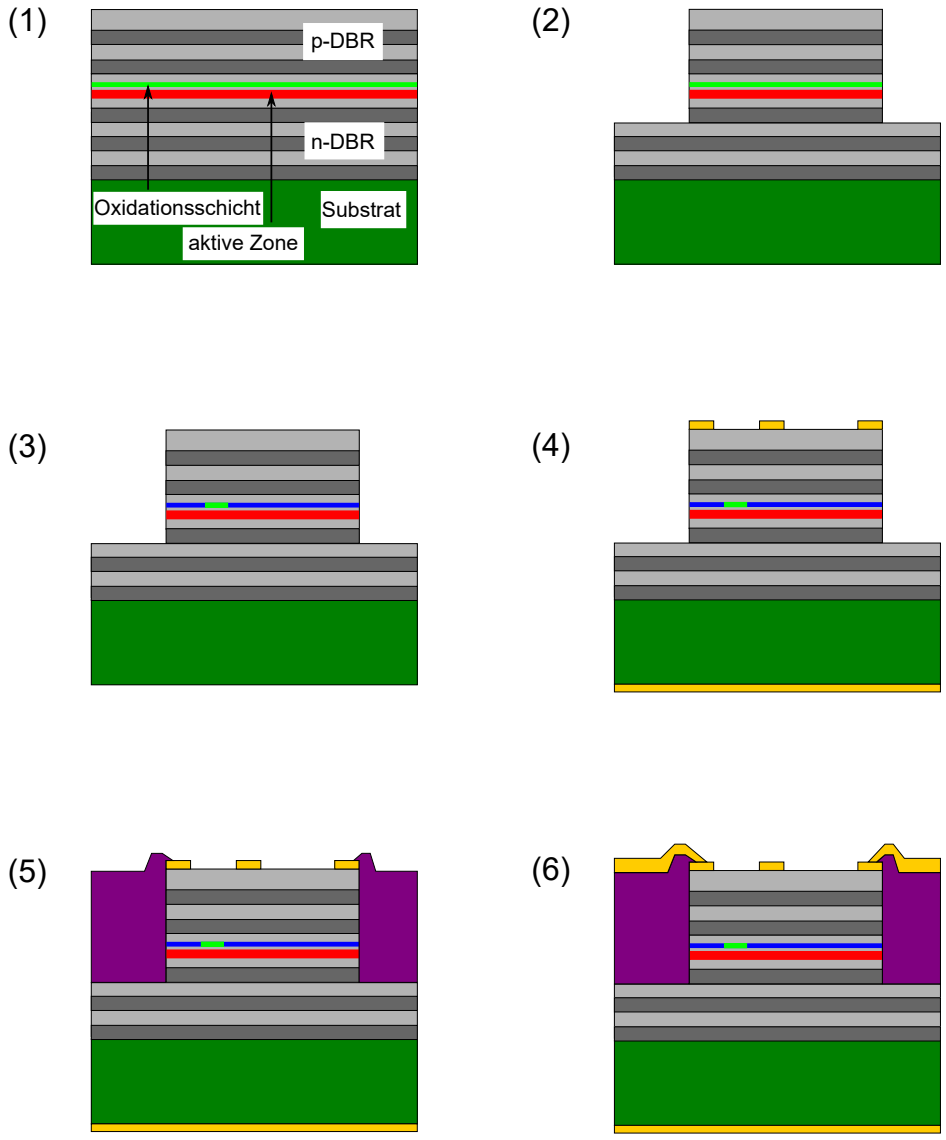


Abbildung 5.13: Darstellung der einzelnen Prozessierungsschritte bei der Herstellung der thermisch durchstimmbaren VCSEL. Schichtstruktur (1), Mesaätzung (2), Oxidation (3), ober- und unterseitige Kontakte (4), Polyimid (5), Bondpads (6).

für 10 min bei 90°C ausgebacken. Danach wird die Probe, nach Ausrichtung der Masken im MJB3, UV-Licht ausgesetzt, was zu einer Schwächung der Bindungen im belichteten Teil des Lacks führt. Anschließend wird durch Kontakt mit der Entwicklerflüssigkeit der belichtete Teil des Lacks bevorzugt abgetragen. Um nun die freistehende Mesa zu erhalten, wird auf reaktives Ionenätzen (engl. **r**eactive **i**on **e**tching, **RIE**) zurückgegriffen. Bei diesem Ätzverfahren wird ein Gasgemisch aus Tetrachlorsilan ($SiCl_4$) und Argon (Ar) ionisiert und die Ionen zur Probenoberfläche hin beschleunigt. Durch die beim Auftreffen des Argons auf die Probenoberfläche eingebrachte Energie werden die chemischen Verbindungen zerstört, weshalb hier durch eine chemische Reaktion mit dem ionisierte $SiCl_4$ bevorzugt Material abgetragen wird. Die mit Lack überzogenen Bereiche sind geschützt und es kommt nur zu einem minimalen Abtrag des Lacks. Durch den Energieeintrag in den Lack ist ein sogenanntes Einbrennen des Lacks möglich. Das heißt, dass sich der Lack beim späteren Ablöseschritt nur schwer entfernen lässt. Der genutzte Positivlack hat hierbei den Vorteil, dass er aufgrund der fehlenden Quervernetzung allgemein leichter lösbar ist als ein vergleichbarer Negativlack [121]. Dieser Prozess ist höchst anisotrop, sodass wir nahezu vertikale Ätzkanten an den belackten Strukturen erhalten. Eine Aufnahme der resultierenden freistehenden Mesa mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) ist in Abb. 5.14 sichtbar.

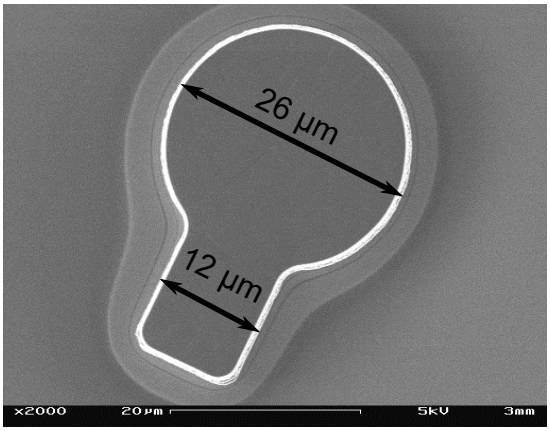


Abbildung 5.14: Rasterelektronenaufnahme der VCSEL-Mesa mit einer Stegbreite von 12 μm nach dem RIE-Ätzen. An der weißen Umrandung erkennt man die nicht perfekte anisotrope Ätzung.

Bei dieser Draufsicht ist die schlüssellochförmige Mesa zu erkennen. Diese hat einen Durchmesser von 26 μm im runden Bereich und eine Breite von 12 μm des angeschlossenen Stegs. Die weiße Umrandung der Mesa zeigt die nicht vollständig anisotrope RIE-Ätzung. Es kommt zum Entstehen einer Flanke, sodass die Querdimension des höher gelegenen

freistehenden planaren Bereichs verringert ist. Die Abweichung ist mit $\leq 1\,\mu$m jedoch vernachlässigbar klein. Wir erhalten den in Abb. 5.13 **(2)** zu sehenden resultierenden Querschnitt der Mesa. Entscheidend für den nächsten Schritt ist, dass die Oxidationsschicht bei ca. 3,3 μm unterhalb der Oberfläche nach dem Ätzvorgang frei liegt. Nach einer Ätzzeit von 17,5 min erhält man mit den gewählten RIE-Parametern nach Entfernen des Schutzlacks eine Ätztiefe von 4,3 μm. Diese liegt innerhalb des unteren Spiegels und damit auch unterhalb der Oxidationschicht.

Im nächsten Schritt wird die für die Stromführung notwendige Oxidblende umgesetzt. Wie schon in Abschnitt 2.1 erwähnt, ist es zur Realisierung von geringen Schwellströmen notwendig, den eingebrachten Laserstrom in der Nähe der aktiven Zone zu fokussieren, um hohe Stromdichten zu erhalten. Durch laterale Oxidation einer AlGaAs-Schicht entsteht amorphes Al_2O_3. Dieses hat neben seiner elektrisch isolierenden Funktion auch einen geringeren Brechungsindex und bewirkt damit zusätzlich eine Wellenführung im VCSEL [122]. Beim Oxidationsprozess ist die Dicke und der Aluminium-Anteil der Schicht entscheidend. So nimmt die Oxidationsrate bei sinkender Dicke der Oxidationsschicht linear ab [123]. Hingegen ergibt sich ein exponentieller Anstieg der Oxidationsrate mit dem Aluminium-Anteil [124]. Diese hohe Selektivität ist vorteilhaft, da ansonsten auch die umliegenden Schichten beim Oxidationsprozess stark oxidiert werden. Durch den großen Unterschied im Aluminium-Anteil (die Oxidationsschicht des verwendeten Wafermaterials hat einen Al-Anteil von 99 % im Gegensatz zu einem Anteil von maximal 90 % im umgebenen Material) verbleibt die Oxidation der umliegenden AlGaAs-Schichten jedoch im Randbereich der Mesa und hat keinen Einfluss auf das Modenverhalten. Ein Nachteil bei der Verwendung einer Oxidblende liegt in der Verspannung des Kristalls in der Nähe der aktiven Zone, was sich aus der Volumenreduzierung des Kristallgitters ergibt [125]. Bei der hier verwendeten nassen Oxidation wird ein Ofen mit einem angeschlossenen Bubbler verwendet. Es handelt sich um einen 3-Zonen-Ofen, was bedeutet, dass sich drei verschiedene Temperaturen im linken bzw. rechten Bereich und in der Mitte einstellen lassen. Mit einer Temperaturwahl von 383 °C/382 °C/383 °C (links/Mitte/rechts) wird eine stabile Temperatur in der Mitte gewährleistet. Direkt vor dem Oxidationsprozess wird die Probe für 5 s in verdünnte Flusssäure getaucht, um eine möglicherweise vorhandene dünne Oxidschicht an der Mesa-Außenseite zu entfernen. Nach dem Einschleusen der Probe in den Ofen wird der Oxidationsprozess gestartet. Dabei wird Wasserdampf, welcher im angeschlossenen Bubbler bei einer Temperatur von 97 °C entsteht, mit Hilfe von Stickstoff durch

den Ofen über die Probe geleitet. Bei kurzen Oxidationszeiten kann von einem linearen Oxidationsverhalten ausgegangen werden. Es gilt [124]

$$d_{\mathrm{ox}} = \sigma_{\mathrm{ox}}(t_{\mathrm{ox}} - \tau_{\mathrm{ox}}) \qquad \text{für} \qquad t_{\mathrm{ox}} \geq \tau_{\mathrm{ox}}, \tag{5.7}$$

mit d_{ox} der Oxidationsweite, σ_{ox} der Oxidationsrate, t_{ox} der Oxidationszeit und τ_{ox} der Totzeit. Die Totzeit entspricht der verstrichenen Zeit, bis eine stabile gleichmäßige Wasserdampfumgebung gegeben ist. Wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, ist die vollständige Oxidation des Halbleiterstegs entscheidend. Die Oxidation erfolgt dabei gleichmäßig an allen frei liegenden Bereichen der Struktur. Die maximale Stegbreite der prozessierten VCSEL liegt bei 16 μm, sodass mindestens eine Oxidationsweite von 8 μm erzielt werden muss. Dies würde in einer Oxidblende mit einem Druchmesser von $D_{\mathrm{a}} = (26 - 2 \cdot 8)\,\mu\mathrm{m}$ = 10 μm resultieren. Da wir SM-Verhalten anstreben, was bei D_{a} = 4–5 μm, zu erwarten ist, wird $d_{\mathrm{ox}} = 11\,\mu\mathrm{m}$ anvisiert. Aufgrund des linearen Verhaltens beim Oxidationsprozess kann die benötigte Oxidationszeit über zwei Testmessungen und eine lineare Regression abgeschätzt werden. Wir erhalten für $t_{\mathrm{ox}} = 85\,\mathrm{min}$ mit $\sigma_{\mathrm{ox}} \approx 0{,}15\,\mu\mathrm{m/min}$ eine Oxidationsweite von 10,5 μm. Dies entspricht $D_{\mathrm{a}} = 5\,\mu\mathrm{m}$. Die berechnete Totzeit beträgt $\tau_{\mathrm{ox}} \approx$ 15 min. Die Oxidationsweite kann nach dem Prozess mit Hilfe eines Infrarotmikroskops abgeschätzt werden. Aufnahmen mit sichtbarer Oxidblende sind in Abb. 5.15 zu erkennen. Helle Strukturen in der Mesa zeigen oxidierte und dunkle Strukturen nicht oxidierte Bereiche.

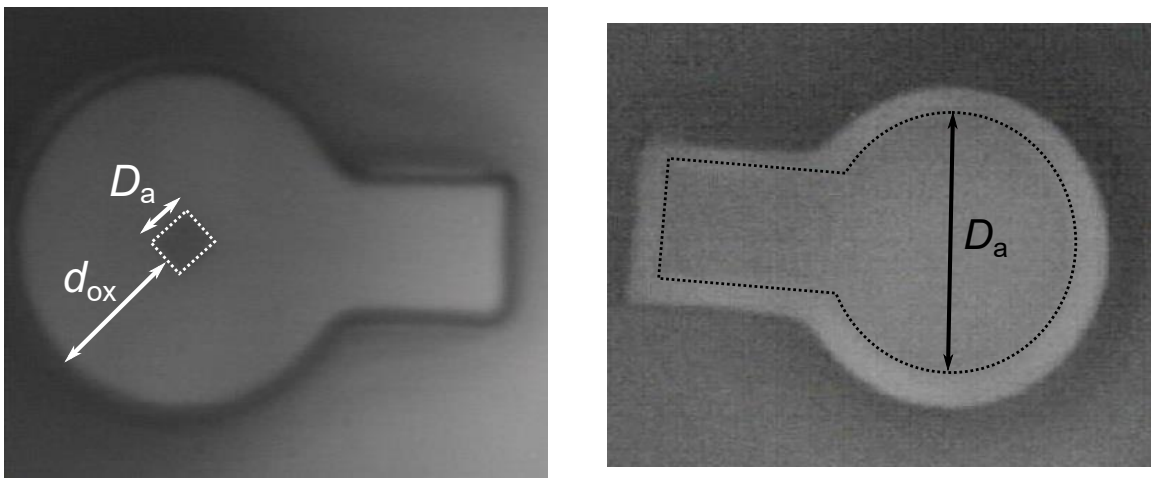


Abbildung 5.15: Infrarotbilder nach dem Oxidationsprozess mit $D_{\mathrm{a}}/d_{\mathrm{ox}} = 5\,\mu\mathrm{m}/10{,}5\,\mu\mathrm{m}$ (links) bzw. $21\,\mu\mathrm{m}/2{,}5\,\mu\mathrm{m}$ (rechts). Oxidierte Bereiche sind hell, nicht oxidierte dunkel auf der Mesa zu erkennen.

In Abb. 5.15 (links) ist eine Mesa mit einer Oxidblende von 5 μm zu sehen. Der angeschlossene Steg ist vollständig oxidiert. Die Oxidblende hat eine rechteckige Form. Dies lässt sich mit einer leicht erhöhten Oxidationsrate entlang bestimmter Kristallachsen (hier die [110]- und [$\bar{1}$10]-Achse) ab einer Al-Konzentration von $\geq 94\,\%$ erklären [124]. In Abb. 5.15 (rechts) ist zum Vergleich das Resultat bei zu kurzer Oxidationszeit zu sehen. Aufgrund der geringen Oxidationsweite von nur 2,5 μm ist der angeschlossene Halbleitersteg nicht durchoxidiert. Beim Einbringen des Heizstroms im späteren Experiment besteht hier die Möglichkeit, das der Strompfad nicht entlang des Stegs vom Bondpad zum Ringkontakt verläuft, sondern der Heizstrom zum Rückseitenkontakt fließt. Die aus dem Oxidationsschritt resultierende Änderung der Oxidationsschicht im Querschnitt ist in Abb. 5.13 **(3)** zu sehen.

Als nächstes werden die Kontakte auf den Halbleiter aufgebracht. Für den Rückseitenkontakt wird die Rückseite der Probe vollständig mit Metall bedampft. Die verwendeten Materialien sind Germanium(Ge)–Gold(Au)–Nickel(Ni)–Gold(Au) mit den Schichtdicken Ge(17 nm)–Au(50 nm)–Ni(10 nm)–Au(50 nm). Bei einem elektrischen Übergang von Metall auf Halbleitermaterial erhält man üblicherweise einen sogenannten Schottky-Kontakt. Hier kommt es zu einer Bandverbiegung, die zu einem Sperrverhalten führt [126]. Um nun einen ohmschen Kontakt zu erhalten, wird die Probe nach dem Aufdampfen für 10 s auf 400 °C erhitzt. Dies ist notwendig, um eine Diffusion der Ge-Atome in das n-dotierte Substrat zu erhalten, was dem Kontakt ein ohmsches Verhalten gibt. Für den oberseitigen Kontakt auf der hoch p-dotierten GaAs-Abschlussschicht wird ein weiterer Lithographieschritt benötigt. Zum einen wird ein Ringkontakt auf der Mesa und ein weiterer Kontakt am äußeren Ende des Steges aufgebracht. Der Ringkontakt auf der Mesa hat einen äußeren Durchmesser von 22 μm und wird zentral auf der Mesa platziert, sodass 2 μm Abstand zum Rand der Mesa verbleiben, um Justagefehler auszugleichen. Der Innendurchmesser beträgt 10 μm, sodass sichergestellt wird, dass der oxidfreie Bereich nicht von Metall bedeckt ist. Die Metallisierung auf dem Steg hat eine Länge von 8 μm und bedeckt die komplette Breite des Stegs. Der recht große metallisierte Bereich auf dem Steg sorgt für einen guten Überlapp mit dem späteren aufgebrachten Bondpad. Aus den Simulationen in Abschnitt 5.2.1 ist auch erkennbar, dass eine Vergrößerung des metallisierten Bereichs auf dem Steg keinen Einfluss auf den Temperaturgradienten über der aktiven Zone hat. Für den Lithographieschritt des oberseitigen Kontakts wird ein Umkehrlack verwendet. Dieser ist zwar komplexer in der Handhabung, jedoch entsteht ein ausgeprägter Unterschnitt. Dieser ist notwendig, um nach dem Aufdampfen des Metalls das auf dem Lack abgeschiedene Metall leichter ablösen zu können. Dazu muss die verwendete lacklösende Flüssigkeit den darunter liegenden Lack erreichen können. Je kleiner die mögliche Angriffsfläche

ist (z.B. der innere Bereich des Ringkontakts), desto schwieriger ist dieser Schritt. Nach dem Lithographieschritt erfolgt das Aufdampfen des Metalls. Die verwendeten Materialien sind Titan(Ti)–Platin(Pt)–Gold(Au) mit Dicken Ti(20 nm)–Pt(50 nm)–Au(150 nm). Hier wird im Gegensatz zum Rückseitenkontakt kein nachträgliches Erhitzen für eine höhere elektrische Leitfähigkeit benötigt. Aufgrund der hohen Dotierung der Abschlussschicht erhält man einen Tunnelkontakt, welcher in einem ohmschen Verhalten des Kontakts resultiert [127]. Der VCSEL-Querschnitt nach Aufbringen der Kontakte ist in Abb. 5.13 **(4)** zu sehen.

Als vorletzter Schritt erfolgt das Aufbringen von Polyimid, welches zur elektrischen Isolierung und Planarisierung genutzt wird. Um im letzten Schritt einen guten Kontakt zwischen Bondpad und p-Kontakt zu erhalten, ist dieser Schritt entscheidend. Das Polyimid wird wie ein normaler Lack aufgeschleudert, danach für 6,5 min bei 100 °C gebacken und abschließend nach Justage im MJB3 belichtet. Nach der Entwicklung erhalten wir einen Überlapp von 3 μm mit der VCSEL-Mesa und dem äußeren Bereich des Halbleiterstegs. Zur Stabilisierung ist ein weiterer Heizschritt erforderlich, um restliche Lösungsmittel und photoaktive Substanzen zu verdampfen. Dabei wird die Probe für 1 h auf 300 °C erhitzt, was zu einer Reduzierung der ursprünglichen Polyimid-Dicke von 4,5 μm um ca. 1 μm und einem leichten Rückgang auf der frei stehenden Struktur führt. Die Ätztiefe der Mesa aus dem ersten Prozessierungsschritt ist hier entscheidend. Bei einem Höhenunterschied zur Umgebung des Mesa von ca. 4,3 μm erhalten wir keine Ablagerungen von Polyimid auf der Austrittsfacette und gleichzeitig einen minimalen Höhenunterschied zwischen umgebendem Polyimid und Mesa. Dieser ist wichtig, da ansonsten bei den Bondpads, welche auf beiden Bereichen liegen, durch den Höhenunterschied Risse im Metall entstehen könnten. Der VCSEL-Querschnitt nach dem Polyimid-Schritt ist in Abb. 5.13 **(5)** dargestellt. In Abb. 5.16 (links) ist eine REM-Aufnahme der VCSEL-Mesa nach dem Polyimid-Schritt zu sehen. Man erkennt den aufgebrachten p-Kontakt als Ringkontakt an der Mesa und am Ende des Halbleitersteges. Das Polyimid bedeckt den umliegenden Bereich und hat zusätzlich noch einen gleichmäßigen Überlapp mit dem p-Kontakt.

Im letzten Schritt werden nun die Bondpads aufgebracht. Diese werden so platziert, dass sie einen Überlapp von 3,5 μm mit dem p-Kontakt besitzen. Der Abstand zur Laserfacette bzw. zum nicht metallisierten Teil des Halbleiterstegs beträgt 1,5 μm und ist somit ausreichend groß, um Justagefehler auszugleichen. Zur Umsetzung wird nun in einem weiteren Lithographieschritt ein Negativlack aufgeschleudert, vorgebacken (110 °C für 2 min) und im MJB3 nach Justage mit der entsprechenden Lithographiemaske belichtet. Beim Negativlack werden die nicht belichteten Stellen beim Entwickeln entfernt. Nach dem Belichten erfolgt deshalb ein weiterer Backschritt, um Restlösemittel aus dem Lack zu entfernen.

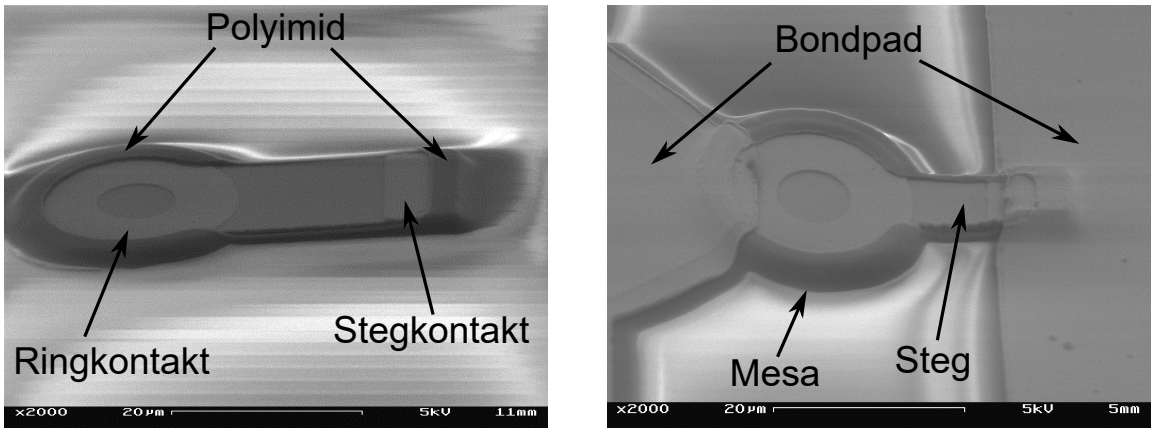


Abbildung 5.16: REM-Aufnahme nach dem Polyimid-Schritt. Der Überlapp des Polyimids mit der Mesa und dem Steg ist zu erkennen. Zusätzlich sind der Ringkontakt auf der Mesa und der Kontakt am Rand des Stegs zu sehen (links, in Anlehnung an [114]). REM-Aufnahme des fertig prozessierten VCSELs. Es ist ein guter Überlapp der Bondpads mit den oberseitigen Kontakten der schlüssellochförmigen Mesa erkennbar (rechts, abgeändert aus [120], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2306215). Die Struktur ist in beiden Bildern von Polyimid umgeben.

Dies ist bei höheren Lackdicken sinnvoll [128]. Nach dem Belichten entstehen im Negativlack im Gegensatz zum Positivlack Quervernetzungen. Diese stabilisieren den Lack und sorgen für scharfe Flanken. Da im Gegensatz zum ersten Prozessschritt nur ein geringer Energieeintrag beim Bedampfen auf den Lack einwirkt, stellt das mögliche Einbrennen hier keine Gefahr dar. Als Bondpad-Materialien verwenden wir Ni(100 nm)–Au(50 nm)–Ni(100 nm)–Au(100 nm)–Ti(20 nm)–Pt(50 nm)–Au(150 nm). Das Bondpad ist mit einer Schichtdicke von 570 nm sehr dick gewählt, um einen stabilen Übergang zum Ring- bzw. Stegkontakt zu gewährleisten. Wir erhalten den in Abb. 5.13 **(6)** zu sehenden resultierenden Querschnitt nach dem letzten Prozessschritt. Eine REM-Aufnahme des VCSELs nach Abschluss der Prozessierung ist in Abb. 5.16 (rechts) dargestellt. Mittig befindet sich der VCSEL mit Mesa und angeschlossenem Steg. Die Bondpads an der linken und rechten Seite sind teilweise erkennbar, um den Übergang zu dem VCSEL zu verdeutlichen. Hier ist der Höhenunterschied zwischen umliegendem Polyimid und dem VCSEL, welcher vom Bondpad überbrückt werden muss, gut zu sehen. Außerdem ist der Abfall der Bondpad-Metallisierung vom Polyimidüberzug zum p-Kontakt gut zu erkennen.

5.2.3 Experimentelle Charakterisierung

Um die in Abschnitt 5.2.1 ermittelten Trends prüfen zu können, wurden, wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, VCSEL-Chips mit den Stegabmessungen 4, 8, 12 und 16 μm (Brei-

te oder Länge) prozessiert. Die hier genannten Werte entsprechen der Länge ohne den metallisierten Teil des Stegs (Stegkontakt), sodass jeweils noch eine zusätzliche Länge von 8 μm berücksichtigt werden muss. Die prozessierten VCSEL werden im vorhandenen Messaufbau charakterisiert, wobei, wie schon in Abschnitt 5.1, eine zusätzliche Stromquelle zur Bereitstellung des Heizstroms verwendet wird. Eine konfokalmikroskopische Aufnahme eines fertig prozessierten VCSELs-Chips ist in Abb. 5.17 (links) zu sehen. Man erkennt die beiden Bondpads, welche links und rechts über die Kontaktflächen mit der schlüssellochförmigen Mesa verbunden sind. Die Bondpads haben eine Fläche von 90 × 100 μm^2 (rechts) bzw. 90 × 150 μm^2 (links). Die schwarzen Spitzen illustrieren die für die Messungen genutzten Kontaktnadeln. So fließt zwischen der rechten und einer der linken Nadeln (A, B) der Heizstrom I_H, während die zweite Nadel (C) auf dem linken Bondpad in Verbindung mit dem Rückseitenkontakt für den Laserstrom I_L genutzt wird. Hier nicht sichtbar ist ein Graben, der den VCSEL-Chip vom nächstgelegenen Chip trennt. Dieser Graben entsteht durch die Abwesenheit von Polyimid, welches die Mesa und die Bondpads umgibt. Zur Markierung der Steggeometrie sind unterhalb des VCSEL-Chips (in der Aufnahme nicht sichtbar) die Abmessungen als Zahlen vermerkt, z.B. 8 × 16 (Länge × Breite). In Abb. 5.17 (rechts) ist der Querschnitt entlang der in Abb. 5.17 (links) eingezeichneten gestrichelten Linie dargestellt.

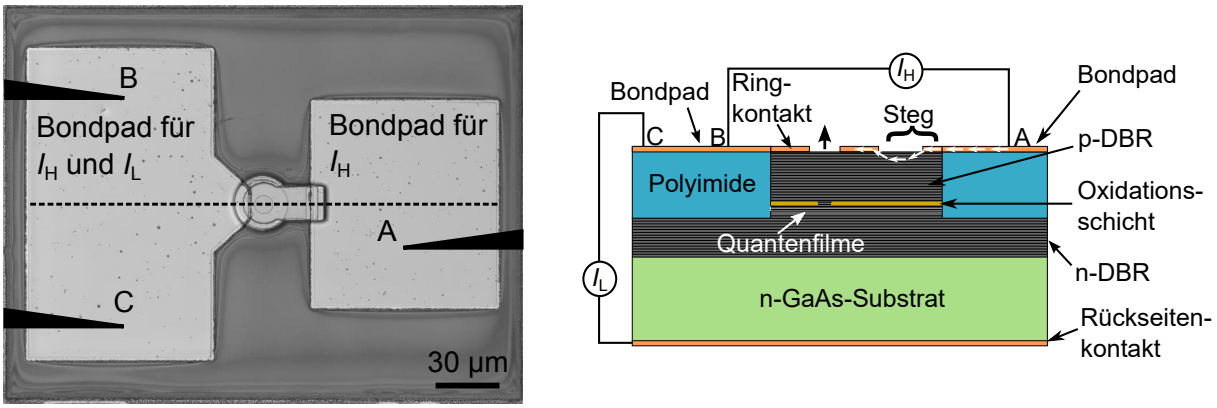


Abbildung 5.17: Konfokale Aufnahme eines prozessierten VCSEL-Chips mit skizzierten Kontaktnadeln auf den Bondpads, welche zur Etablierung des Laserstroms I_L und des Heizstrom I_H genutzt werden. Der gezeigte Heizsteg ist 8 μm lang und 16 μm breit (links, abgeändert aus [120], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2306215). Querschnitt durch den VCSEL-Chip entlang der im linken Bild eingezeichneten gestrichelten Linie mit den Strompfaden des Heiz- bzw. Laserstroms. Der Weg des Heizstroms durch das Halbleitermaterial ist durch eingezeichnete weiße Pfeile markiert (rechts, abgeändert aus [129], DOI: 10.1063/1.4980025, mit Erlaubnis von AIP Publishing). A, B und C entsprechen in beiden Teilbildern den elektrischen Kontaktpunkten.

Der Querschnitt zeigt das Schichtsystem des verwendeten VCSELs sowie die Strompfade. Wie schon in Abschnitt 5.2.2 erwähnt, besteht die Struktur aus p- bzw. n-dotierten Spiegeln, welche die Quantenfilme und die Oxidationsschicht umschließen. Die Schichtstruktur liegt dabei auf n-dotiertem GaAs-Substrat. Die Bondpads am linken und rechten Rand befinden sich auf dem zur Planarisierung und elektrischen Isolierung verwendeten Polyimid. Zusätzlich sind die Strompfade für den Laserstrom I_L und den Heizstrom I_H zu erkennen. I_L fließt vom Kontaktpunkt C am linken Bondpad durch die Oxidblende zum Rückseitenkontakt. Der Heizstrom I_H wird im rechten Bondpad (Kontaktpunkt A) injiziert, dann in die gut leitenden oberen Schichten des Halbleiterstegs gezwungen und fließt danach über den Ringkontakt zum linken Bondpad (Kontaktpunkt B). Zur Charakterisierung wurde der Heizstrom I_H schrittweise erhöht. Bei jedem Schritt wurden LIV-Kennlinien und optische Spektren aufgenommen. Der im Folgenden untersuchte VCSEL hat die Stegabmessungen 16 × 12 μm^2 (Länge × Breite). Wir erhalten die in Abb. 5.18 (links) zu sehenden LIV-Kennlinien für eine Messung ohne Heizstrom (durchgezogene Linie).

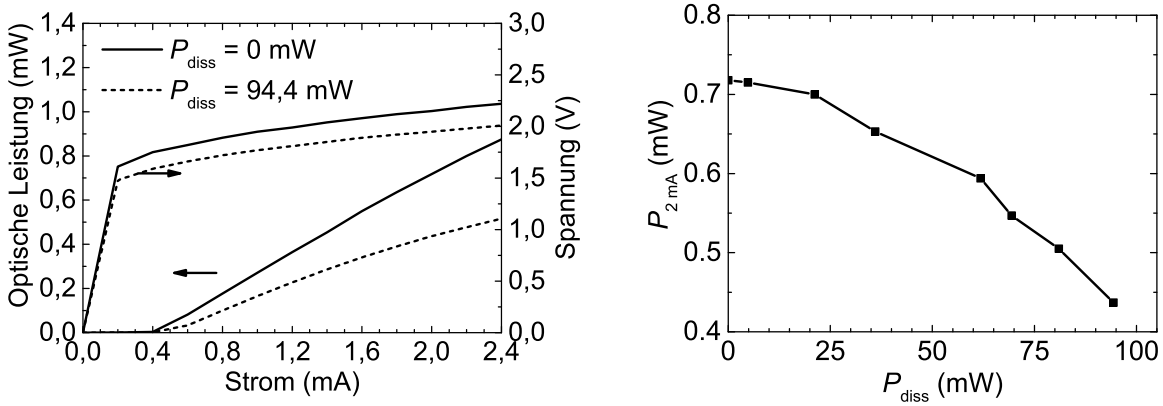


Abbildung 5.18: LIV-Kennlinien ohne asymmetrische Erwärmung über den 16 μm langen und 12 μm breiten Heizsteg und bei einer dissipierten Leistung P_diss = 94,4 mW (links). Verhalten der Ausgangsleistung bei I_L = 2 mA mit steigendem P_diss (rechts). Abgeändert aus [129], DOI: 10.1063/1.4980025, mit Erlaubnis von AIP Publishing.

Der Laser hat ohne externes Heizen einen Schwellstrom von I_th = 0,42 mA bei V_th = 1,76 V. Unter Verwendung von (2.20) erhält man eine differentielle Quanteneffizienz η_d von 31 %. In Abb. 5.19 (links) ist das zugehörige optische Spektrum der beiden PM (durchgezogene Linie) zu sehen. Das Spektrum wurde bei einem Laserstrom von 2,3 mA unter Verwendung eines eingeschobenen Linearpolarisators aufgenommen. Schon ohne Einfluss von externer Erwärmung ist eine Wellenlängendifferenz von $\Delta\lambda_0$ = 0,04 nm zu erkennen. Der Linearpolarisator unterdrückt die dominante PM bei höherer Wellenlänge, um ein Verschwinden der nicht dominanten PM im wesentlich stärkeren Peak der dominanten

Polarisationsmode zu vermeiden. Die nächst höhere transversale Mode ist um 25 dB (ohne eingeschobenen Polarisator) unterdrückt.

Wird nun ein Heizstrom in den Steg injiziert, kommt es zu einer Reduzierung der Ausgangsleistung durch die eingebrachte dissipierte Leistung und die damit einhergehende Erwärmung des Lasers. Die resultierenden LIV-Kennlinien bei einer dissipierten Leistung $P_{\mathrm{diss}} = 94{,}4\,\mathrm{mW}$ (gestrichelte Linien) sind in Abb. 5.18 (links) zu sehen. Man erhält eine minimale Erhöhung des Schwellstroms bzw. Verringerung der Schwellspannung auf $I_{\mathrm{th}} = 0{,}44\,\mathrm{mA}$ bzw. $V_{\mathrm{th}} = 1{,}60\,\mathrm{V}$. Auch η_{d} sinkt durch den Wärmeeintrag auf einen Wert von 19 %. In Abb. 5.18 (rechts) ist der Verlauf der ausgekoppelten Leistung mit steigendem P_{diss} bei einem Laserstrom von 2 mA zu erkennen. Nach einem leichten Rückgang der Ausgangsleistung für kleine dissipierte Leistungen erhält man einen etwa linearen Abfall von P_{L} mit P_{diss} um bis zu 40 %. Um eine Beschädigung des VCSELs zu vermeiden, wurde die dissipierte Leistung nicht weiter als 94,4 mW erhöht.

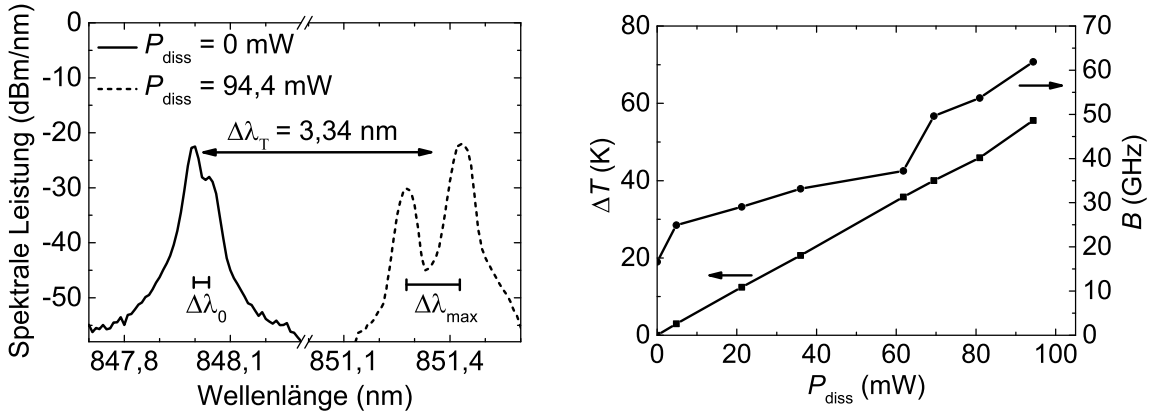


Abbildung 5.19: Optische Spektren ohne asymmetrische Erwärmung über den Heizsteg und bei einer dissipierten Leistung $P_{\mathrm{diss}} = 94{,}4\,\mathrm{mW}$ bei einem Laserstom von 2,3 mA. Zur Messung der Spektren wurde ein Polarisator verwendet, welcher die dominante PM bei höheren Wellenlängen (durchgezogene Linie) bzw. bei kleineren Wellenlängen (gestrichelte Linie) unterdrückt (links). Verhalten der Temperaturerhöhung ΔT und der Doppelbrechungsaufspaltung B des VCSELs mit Änderung von P_{diss} (rechts). Abgeändert aus [129], DOI: 10.1063/1.4980025, mit Erlaubnis von AIP Publishing.

Das optische Spektrum der beiden PM bei maximaler eingebrachter dissipierter Leistung ist in Abb. 5.19 (links) als gestrichelte Linie dargestellt. Es kommt zu einer Erhöhung der Wellenlängenaufspaltung auf $\Delta\lambda_{\mathrm{max}} = 0{,}15\,\mathrm{nm}$. Der verwendete Linearpolarisator sorgt für eine Unterdrückung der dominanten PM bei kleineren Wellenlängen. Da zuvor ohne asymmetrische Erwärmung die dominante PM bei höheren Wellenlängen lag, kommt es durch den Wärmeeintrag zu einem Sprung der dominanten PM von höheren zu niedrigeren

Wellenlängen (PS II). Mit dem in Abschnitt 2.4 vorgestellten Zusammenhang zwischen Wellenlängenaufspaltung und Doppelbrechungsaufspaltung erhält man eine thermisch induzierte Änderung von B um $\Delta B = B_{\max} - B_0 = (62 - 17)\,\mathrm{GHz} = 45\,\mathrm{GHz}$ bei einer maximalen Aufspaltung von $B_{\max} = 62\,\mathrm{GHz}$. Die Änderung von B mit erhöhter dissipierter Leistung ist in Abb. 5.19 (rechts) zu sehen. B wächst mit steigendem P_{diss}, wobei man aus dem abgebildeten Graphen zwei Bereiche mit unterschiedlicher Steigung herauslesen kann. Eine Erhöhung der Steigung erfolgt bei $P_{\mathrm{diss}} \approx 60\,\mathrm{mW}$, was im Bereich des vorhandenen PS-Punkts liegt. Um die Reversibilität zu untersuchen, wird der Heizstrom nach Erreichen der maximal genutzten dissipierten Leistung schrittweise auf Null verringert. Dabei erhalten wir, wie schon am Anfang der Messung, eine Startaufspaltung von $B_0 = 17\,\mathrm{GHz}$, sodass hier von einem reversiblen Prozess gesprochen werden kann. Mit Erhöhung der thermisch induzierten Verspannung entlang der Polarisationsachse parallel zum Halbleitersteg kommt es zu einer Änderung der Orientierung der PM. Definieren wir die Richtung parallel zum Steg als 90° und orthogonal zum Steg als 0°, erhalten wir ohne vorhandenen Temperaturgradienten eine Startposition der dominanten PM von 6°. Durch die eingebrachte Verspannung bei maximalem $P_{\mathrm{diss}} = 94{,}4\,\mathrm{mW}$ kommt es zu einem Wechsel der Orientierung der dominanten PM auf 90°, welche nach Zurückfahren der Heizleistung auf Null wieder den ursprünglichen Wert einnimmt. Diese Art des Modenverhaltens bei anisotroper Verspannung wurde auch schon in [130] dokumentiert. Aufgrund der eingebrachten Wärme in den VCSEL kommt es zu einer Wellenlängenverschiebung (Rotverschiebung) der Grundmode um $\Delta\lambda_{\mathrm{T}} = 3{,}34\,\mathrm{nm}$. Dieses Verhalten kann größtenteils auf eine Änderung der Brechungsindizes zurückgeführt werden (siehe Abschnitt 2.3). Zur Bestimmung der Wellenlängenverschiebung wird die Mittenwellenlänge der beiden PM ohne Doppelbrechung λ_{avg} für die verschiedenen Heizströme verwendet mit

$$\lambda_{\mathrm{avg}} = \frac{\lambda_{\mathrm{PM1}} + \lambda_{\mathrm{PM2}}}{2}. \tag{5.8}$$

Mit einer gemessenen Wellenlängenverschiebung von 0,06 nm/K erhalten wir eine Temperaturerhöhung im VCSEL von 56 K bei maximal eingebrachtem P_{diss}. In Abb. 5.19 (rechts) ist ein linearer Zusammenhang zwischen Temperaturerhöhung und dissipierter Leistung zu erkennen, woraus der thermische Übertragswiderstand $R_{\mathrm{tx}} = \Delta T/\Delta P_{\mathrm{diss}} = 0{,}58\,\mathrm{K/mW}$ resultiert. Dieser ist um den Faktor 9 kleiner als der thermische Widerstand R_{Th} des VCSELs [45]. Obwohl das neue Design einen wesentlich besseren Wärmeübertrag als in Abschnitt 5.1 erzielt, zeigt der Unterschied zwischen den Widerständen das trotzdem eine eher geringe Wärmekopplung zwischen Steg und VCSEL vorliegt.

Bei einer weiteren Erhöhung der dissipierten Leistungen kommt es zu einem schlagartigen Anstieg der elektrischen Spannung (von $\approx 3\,\mathrm{V}$ auf $> 10\,\mathrm{V}$) am Steg, was auf eine drastische Verschlechterung des Kontakts hinweist. Um dies zu überprüfen, wurden Aufnahmen mit dem Rasterelektronenmikroskop gemacht. Eine dieser Aufnahmen ist in Abb. 5.20 (links) zu sehen. Man erkennt deutlich den Grund für die beobachtete Spannungserhöhung. So befindet sich um die schlüssellochförmige Mesa ein Graben, welcher in einem minimalen Überlapp des Ring- und Stegkontakts mit den Bondpads resultiert. Aufgrund des geringen Querschnitts der Kontaktfläche zwischen Bondpad und Stegkontakt entstehen hier hohe Stromdichten, die in einem 'Durchbrennen' und damit im Kontaktverlust resultieren können. Dies ist auf ein Problem beim Polyimid-Schritt während der Prozessierung zurückzuführen. Im ersten Versuch wurde bei der zugehörigen Maske nicht auf einen ausreichend großen Polyimid-Überlapp geachtet. Bei der optimierten Maske, welche für die in Abschnitt 5.2.2 vorgestellte Prozessierung verwendet wurde, ist dieser Fehler behoben. In Abb. 5.20 (rechts) ist eine REM-Aufnahme des optimierten fertig prozessierten VCSELs mit angeschlossenem Steg zu sehen. Aufgrund des ausreichend großen Überlapps des Polyimids mit der schlüssellochförmigen Mesa kommt es zu einem stabilen Überlapp der umgebenden Bondpads mit dem Steg- bzw. Ringkontakt.

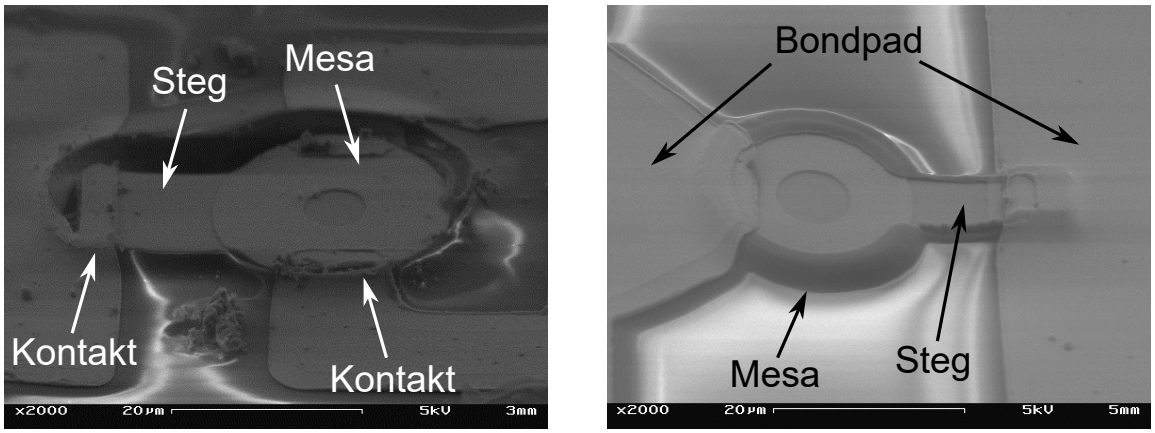


Abbildung 5.20: REM-Aufnahme des fertig prozessierten VCSELs mit angeschlossenem Steg ohne (links) und mit ausreichend großem (rechts) Überlapp des Polyimids mit der Struktur. Abgeändert aus [120], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2306215.

Die optimierten Proben wurden ebenfalls charakterisiert. Beim untersuchten VCSEL mit den Abmessungen $8 \times 16\,\mu\mathrm{m}^2$ (Länge × Breite) des angeschlossenen Stegs konnte eine dissipierte Leistung von bis zu 140 mW erreicht werden. Die hier gezeigte optimierte Probe, wie auch die zuvor Dargestellte wurden nach bestimmten Gesichtspunkten ausgewählt. Neben einer hohen Doppelbrechungsaufspaltung B und einer großen Änderungsrate ΔB wurden diese Proben nicht bis zum Kontaktverlust getrieben. Dies ist entscheidend, um die

für uns wichtige Reversibilität überprüfen zu können. Die LIV-Kennlinen ohne dissipierte Leistung im Steg (durchgezogene Linien) und bei $P_{\mathrm{diss}} = 140\,\mathrm{mW}$ (gestrichelte Linien) sind in Abb. 5.21 (links) dargestellt. Ohne Heizen erhält man einen Schwellstrom $I_{\mathrm{th}} = 0{,}40\,\mathrm{mA}$ bei einer Schwellspannung $V_{\mathrm{th}} = 1{,}80\,\mathrm{V}$, was vergleichbar mit der vorher gezeigten Kennlinie (Abb. 5.18 (links)) ist. Durch die asymmetrische Erwärmung kommt es zu einer deutlichen Erhöhung des Schwellstroms auf $I_{\mathrm{th}} = 1{,}25\,\mathrm{mA}$ bei einer leicht verringerten Spannung $V_{\mathrm{th}} = 1{,}76\,\mathrm{V}$. Auch die Ausgangsleistung des Lasers sinkt von $\approx 1\,\mathrm{mW}$ auf $\approx 0{,}2\,\mathrm{mW}$ bei einem Laserstrom von 2,4 mA. Dies resultiert in einer Reduzierung der differentiellen Quanteneffizienz von 36 auf 13 %. Ohne dissipierte Leistung im Halbleitersteg konnte mit der vorhandenen Auflösung des OSAs keine Wellenlängenaufspaltung zwischen den beiden PM bei $I_{\mathrm{L}} = 2{,}4\,\mathrm{mA}$ gemessen werden. Die nächst höhere transversale Mode ist um 40 dB (ohne eingeschobenen Polarisator) unterdrückt. Erst bei $P_{\mathrm{diss}} = 8{,}6\,\mathrm{mW}$ ist eine Aufspaltung von $\Delta\lambda_0 = 0{,}06\,\mathrm{nm}$ messbar, wie in Abb. 5.21 (rechts, durchgezogene Linie) zu sehen ist. Für diese Messung wurde ebenfalls ein Linearpolarisator genutzt, um die dominante PM bei höherer Wellenlänge zu unterdrücken. Erhöht man nun die eingebrachte dissipierte Leistung auf 140 mW, kommt es zu einer Rotverschiebung der Wellenlänge der Grundmode um $\Delta\lambda_{\mathrm{T}} = 4{,}35\,\mathrm{nm}$. Durch den anisotropen thermischen Spannungseintrag erhält man zusätzlich eine Erhöhung der Wellenlängenaufspaltung auf $\Delta\lambda_{\mathrm{max}} = 0{,}19\,\mathrm{nm}$, wobei sich die dominante PM weiterhin bei höherer Wellenlänge befindet. Diese maximale Wellenlängenaufspaltung entspricht einer Doppelbrechungsaufspaltung $B_{\mathrm{max}} = 79\,\mathrm{GHz}$ und einer gemessenen Änderung von B um $\Delta B = 54\,\mathrm{GHz}$ bei einer Startaufspaltung von $B_0 = 25\,\mathrm{GHz}$. Somit konnte der bisherige Wert für die Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung durch thermisches Durchstimmen aus [111] mehr als verdoppelt werden. Auch hier ist der Prozess reversibel.

Vergleicht man nun die Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung mit der Änderung der dissipierten Leistung $\Delta B/\Delta P_{\mathrm{diss}}$ für die beiden gezeigten Messungen erhalten wir für die Messung aus Abb. 5.19 $\Delta B/\Delta P_{\mathrm{diss}} = 0{,}48\,\mathrm{GHz/mW}$ und für die in Abb. 5.21 vorgestellten Ergebnisse $\Delta B/\Delta P_{\mathrm{diss}} = 0{,}41\,\mathrm{GHz/mW}$. Auf Grundlage der in den Simulationen gezeigten Verbindung zwischen Steglänge und resultierendem Temperaturgradienten ΔT_{Z} (siehe Tab. 5.4) erwarten wir eine höhere Änderungsrate der Doppelbrechung mit steigendem P_{diss} für kleinere Steglängen. Dies widerspricht den erhaltenen Ergebnissen, bei denen eine höhere Steglänge zu einer höheren Änderungsrate führt (16 μm zu 8 μm in der zweiten Messung). Der Einfluss der Stegbreite auf den Gradienten ist gering (siehe Tab. 5.3), sodass dies nicht als Erklärung herangezogen werden kann. Eine mögliche Änderung der Stegeigenschaften mit steigendem P_{diss} ist nicht von den Simulationen abgedeckt und könnte somit die erhaltenen Werte erklären.

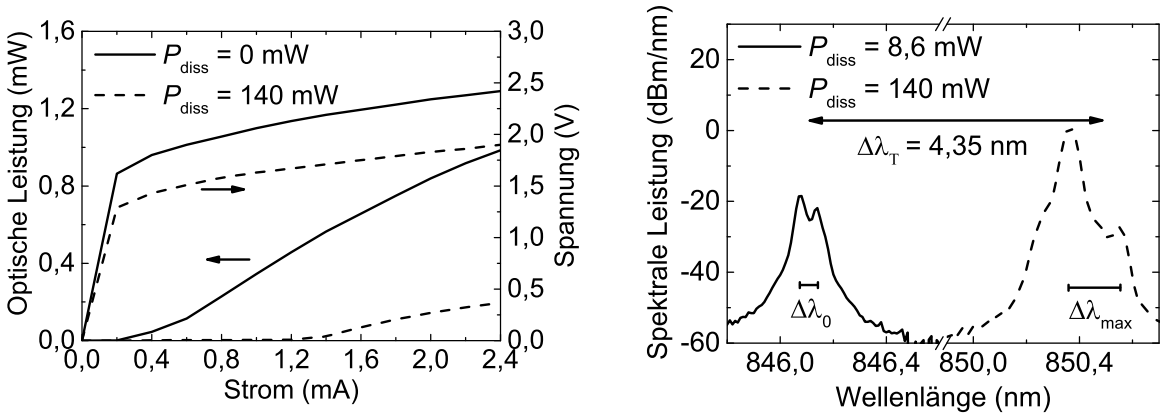


Abbildung 5.21: LIV-Kennlinien (links) und optische Spektren (rechts) bei einer dissipierten Leistung von 140 mW über den 8 μm langen und 16 μm breiten Heizsteg sowie ohne asymmetrische Erwärmung (links) bzw. bei $P_{\mathrm{diss}} = 8{,}6\,\mathrm{mW}$ (rechts). Zur Messung der Spektren wurde ein Polarisator verwendet, welcher die dominante PM bei höheren Wellenlängen unterdrückt. Die Spektren wurden bei einem Laserstrom $I_{\mathrm{L}} = 2{,}4\,\mathrm{mA}$ aufgenommen. Abgeändert aus [120], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2306215.

Die Erhöhung von B mit steigendem P_{diss} ist in Abb. 5.22 gezeigt. Auch hier kommt es zu einem PS II bei $P_{\mathrm{diss}} \approx 80\,\mathrm{mW}$ und zu einem weiteren Sprung der dominanten PM von niedriger zu höherer Wellenlänge (PS I) bei $P_{\mathrm{diss}} = 140\,\mathrm{mW}$. In einem Bereich von $P_{\mathrm{diss}} \approx 9$–$45\,\mathrm{mW}$ und ≈ 90–$140\,\mathrm{mW}$ kann man von einer linearen Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung sprechen. Dazwischen, in der Nähe des ersten PS-Punkts, kommt es abwechselnd zu einem An- und Absteigen von B mit steigendem P_{diss}. Es stellt sich die Frage, ob der PS-Punkt die Änderung der Doppelbrechungsaufspaltung beeinflusst. Über Simulationen wurde gezeigt, dass ein PS II zu einer leichten Änderung der Steigung führen kann [131]. Dabei erwartet man die größere Steigung vor dem PS-Punkt. Da dieser Effekt aber sehr gering ist, lässt sich die starke Änderung in unseren Messungen damit nicht erklären. Um das Verhalten in der Nähe des PS-Punkts genauer zu untersuchen, wurde zusätzlich eine Messung mit kleineren Schrittweiten beim angelegten Heizstrom I_{H} durchgeführt. Im Gegensatz zu der in Abb. 5.22 gezeigten Messung bei der für $I_{\mathrm{H}} \leq 35\,\mathrm{mA}$ Schrittweiten von 5 mA und für höhere Werte Schrittweiten von 1 mA genutzt wurden, um eine Beschädigung des Bauteils zu verhindern, wurde hier der Heizstrom über die gesamte Messung in 1 mA Schritten erhöht. Dabei konnte kein messbarer Einfluss des PS-Punkts auf die Änderung von B mit steigendem P_{diss} festgestellt werden, weshalb der Effekt nicht unbedingt auf den PS-Punkt sondern eher auf mögliche Schwankungen während der Messung zurückgeführt werden kann. Eine genauere Analyse erfordert eine computergestützte Messwertaufnahme bei einer größeren Anzahl von Bauelementen.

Die Änderung der Lasertemperatur mit steigender dissipierter Leistung in Abb. 5.22 zeigt einen linearen Anstieg mit leichten Abweichungen für hohe Leistungen. Mit der gemessenen Wellenlängenverschiebung erhält man bei maximal eingebrachter Heizleistung eine Erwärmung des VCSEL um 76 K. Der resultierende thermische Übertragswiderstand ist $R_{\mathrm{tx}} = \Delta T/\Delta P_{\mathrm{diss}} = 0{,}54\,\mathrm{K/mW}$, was vergleichbar mit dem Wert von 0,58 K/mW aus der vorherigen Messung ist.

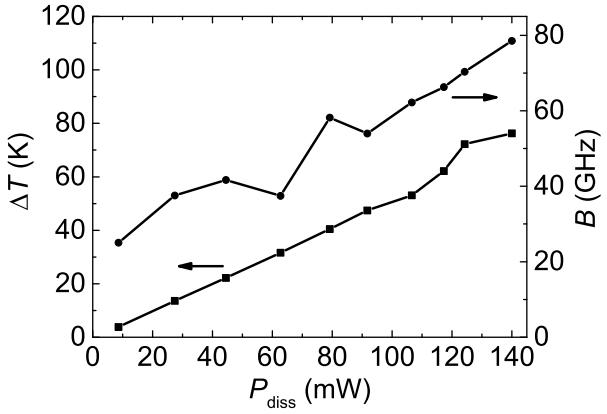
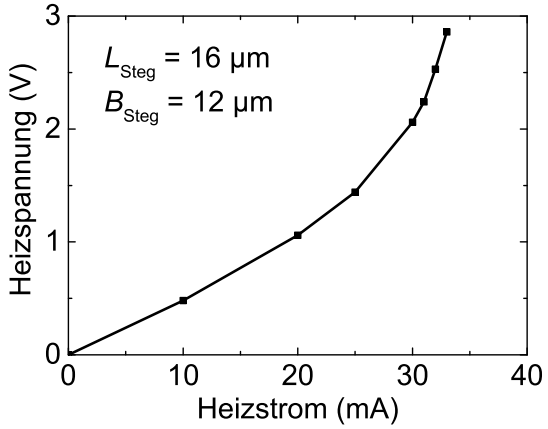


Abbildung 5.22: Verhalten der Temperaturerhöhung ΔT und der Doppelbrechungsaufspaltung B des VCSELs aus Abb. 5.21 mit Änderung der dissipierten Leistung P_{diss} im Halbleitersteg des Bauelements. Abgeändert aus [120], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2306215.

Beim Vergleich der verschiedenen Stegbreiten bzw. -längen erwarten wir aus den Simulationen, dass der Steg mit der geringsten Länge bei derselben dissipierten Leistung den größten Temperaturgradienten erzeugt. Dies sollte dann entsprechend auch in der höchsten Doppelbrechungsaufspaltung resultieren. Als Grundannahme gehen wir in den Simulationen von einem konstanten leistungsunabhängigen Widerstand des Halbleiterstegs aus. Wie in Abb. 5.23 (links) sichtbar, kann diese Annahme im Experiment nicht bestätigt werden. Hier ist die gemessene Heizspannung bei steigendem Heizstrom abgebildet. So ergibt sich aus der Abbildung eine Erhöhung des Widerstands im Halbleitersteg mit steigender eingebrachter Leistung. Da der Heizstrom hauptsächlich in den hochdotierten oberen Schichten fließt, entstehen hier aufgrund des geringen Querschnitts hohe Stromdichten. Diese können zu einer Beschädigung des Halbleiterstegs führen, was in Abb. 5.23 (rechts) zu sehen ist.

Hier ist eine REM-Aufnahme des Halbleiterstegs nach hohem Leistungseintrag gezeigt. Durch die hohen Stromdichten mit zugehöriger Erwärmung kommt es zu einem Ablösen des Halbleitermaterials. Der dadurch verursachte Graben in Stromflussrichtung hat eine Tiefe von 300 nm. Das Material lagert sich danach teilweise in der direkten Umgebung



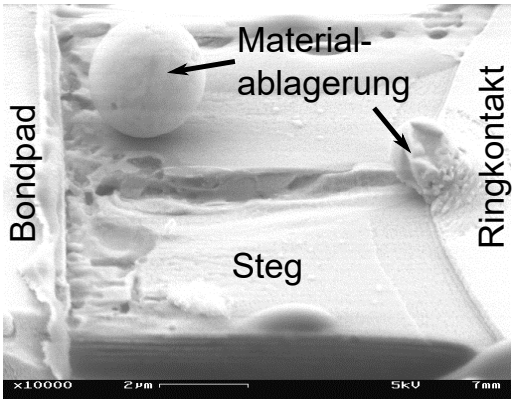


Abbildung 5.23: Änderung der Heizspannung mit steigendem Heizstrom im VCSEL aus Abb. 5.18. Der letzte Messpunkt mit $I_{\mathrm{H}} = 33\,\mathrm{mA}$ und $V_{\mathrm{H}} = 2{,}86\,\mathrm{V}$ entspricht $P_{\mathrm{diss}} = I_{\mathrm{H}} \cdot V_{\mathrm{H}} = 94{,}4$ mW (links). REM-Aufnahme eines $8\,\mu$m langen und $12\,\mu$m breiten Halbleiterstegs nach hohem Leistungseintrag von ca. 160 mW (rechts).

wieder an, wie in der Abbildung sichtbar. Da aus den Simulationen bekannt ist, dass die dissipierte Leistung einen höheren Beitrag zum Temperaturgradienten beisteuert als die verwendete Steggeometrie, ist die entscheidende Frage nicht die nach einer optimierten Geometrie des verwendeten Stegs für einen maximalen Temperaturgradienten sondern dem maximal möglichen Leistungseintrag. Geometrien mit höheren Widerständen zeigen zwar eine höhere Änderungsrate der Doppelbrechungsaufspaltung mit dissipierter Leistung, können aber aufgrund der geringen maximalen dissipierten Leistung keine hohen Werte für B erreichen.

Ein Problem der rechteckigen Steggeometrie liegt in dem nicht optimalen Transfer der im Steg entstehenden Erwärmung in den aktiven Bereich des Lasers. Um dieses Problem zu adressieren, wurden neben rechteckigen Steggeometrien zusätzlich keilförmige Stege umgesetzt. Bei diesen nimmt die Breite zur Mesa hin ab. Ein Vergleich der simulierten Wärmeverteilungen zwischen diesen beiden Stegtypen ist in Abb. 5.24 dargestellt. Der metallisierte Bereich des keilförmigen Stegs (Stegkontakt) wird auf eine Breite von $18\,\mu$m und eine Länge von $8\,\mu$m festgelegt.

Durch die Verengung des keilförmigen Stegs liegt im Gegensatz zum rechteckigen Steg kein gleichmäßiger Widerstand benachbarter kurzer Segmente vor. Der Widerstand nimmt hingegen zur Mesa hin zu, wodurch sich auch der Ort der maximalen Temperatur näher zur Mesa hin verschiebt. Bei den prozessierten keilförmigen Stegen wird der Abstand zwischen Mesa und Stegkontakt (L_{Keil}) und die Breite direkt neben der Mesa (B_{Keil}) variiert. Aufgrund von limitiertem Platz auf der verwendeten Lithographiemaske und um

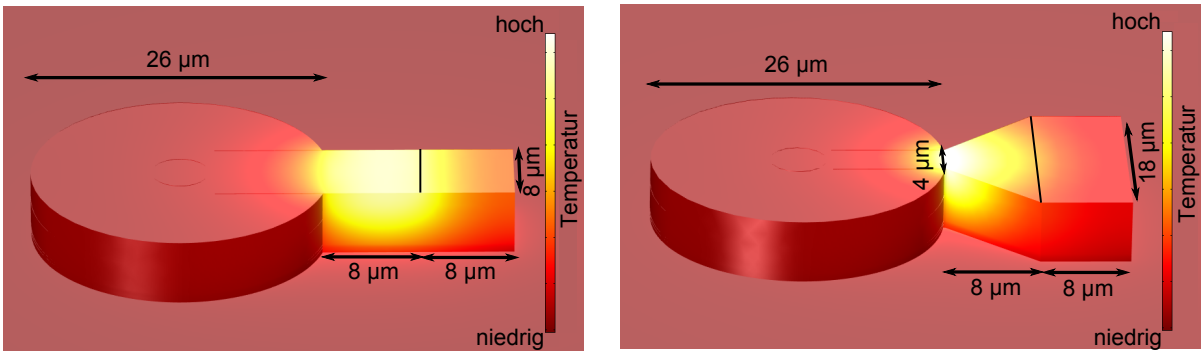


Abbildung 5.24: Simulierte Temperaturverteilungen bei dissipierter Leistung in einem rechteckigen (links) bzw. keilförmigen Steg (rechts). Abgeändert aus [120], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2306215.

einen größeren Bereich abdecken zu können wurden vier Varianten implementiert mit $L_{\text{Keil}} = 4$ und $12\,\mu$m sowie $B_{\text{Keil}} = 4$ und $8\,\mu$m. Vergleicht man nun im Experiment einen rechteckigen mit einem keilförmigen Steg, erhalten wir bei den selben Abmessungen für Länge und Breite einen höheren thermischen Übertragswiderstand R_{tx} für die keilförmige Struktur. Daraus resultiert auch eine höhere maximale Doppelbrechungsaufspaltung bei vergleichbaren Abmessungen. Somit konnte die in der Simulation gezeigte Verbesserung der Spannungsinduzierung durch Erhöhung des Widerstands in der Nähe der Mesa experimentell bestätigt werden. Trotzdem liegt auch bei dieser Heizgeometrie die Limitierung in der möglichen maximalen dissipierten Leistung, welche für größere B_{Keil} zunimmt. Deshalb konnte im Experiment mit den vorhandenen Keilgeometrien keine weitere Erhöhung der maximalen Doppelbrechungsaufspaltung erzielt werden.

Ein weiteres Problem ist die Stromführung in den oberen hochleitfähigen Schichten des Halbleiterstegs. Dies ist kontraproduktiv, da sich die aktive Zone, in der durch den Temperaturgradient eine Änderung der PM realisiert werden kann, unterhalb der Oxidationsschicht befindet. Um dieses Problem zu lösen, wird ein Bereich des rechteckigen Halbleiterstegs mit Hilfe eines fokussierten Ionenstrahls (engl. **f**ocused **i**on **b**eam, **FIB**) entfernt. Durch den so entstandenen Graben soll der Heizstrom in schlechter leitende Schichten gezwungen werden, um den Ort der maximalen Temperatur näher zur aktive Zone zu verschieben. Eine FIB-Anlage entspricht dabei einem REM mit einer zusätzlichen Möglichkeit, Galliumatome zu ionisieren und fokussiert zu einer Oberfläche hin zu beschleunigen. Außerdem ist es möglich, Material auf der Oberfläche anzureichern, um bestimmte Areale vor einem Abtrag zu schützen. Die simulierte Temperaturverteilung bei einem Steg mit eingeprägtem Graben für eine dissipierte Leistung von 100 mW ist in Abb. 5.25 (links) zu sehen. Der Steg entspricht von den Abmessungen dem aus Abb. 5.24 (links). Der Graben

hat eine Breite von 1 μm sowie eine Tiefe von 1,8 μm und befindet sich 2,5 μm von der Mesa entfernt. Die Parameter sind für eine maximale Temperaturdifferenz ΔT_z über der aktiven Zone unter Berücksichtigung von Einschränkungen im Herstellungsprozess optimiert. Es ist zu erkennen, dass die maximale Temperatur unterhalb des Grabens auftritt. Nach unten hin wird die Wärmeverteilung durch die Oxidationsschicht, welche sich 3,3 μm unterhalb der Oberfläche befindet, erschwert. Um experimentell eine exakte Grabentiefe zu erhalten, wird zuerst eine Testprobe benötigt. Bei dieser wird über die komplette Stegbreite für eine bestimmte Zeit Material abgetragen. Um nun die erzielte Tiefe zu ermitteln, wird in der Nähe des Randbereichs Platin abgeschieden. Dies geschieht, indem ein platinhaltiges Prozessgas über die Oberfläche der Probe geleitet wird. Trifft nun der Ionenstrahl das Gas, wird es in einen flüchtigen und einen nicht flüchtigen Teil aufgespalten. Der nicht-flüchtige Teil ist das im Gas enthaltene Platin, was sich auf der bestrahlten Oberfläche absetzt. Danach wird am Randbereich des Stegs parallel zum Steg ein hoher Materialabtrag umgesetzt, wobei das Platin den darunter befindlichen Bereich des Halbleiters vor Abtrag schützt. An dieser geraden Kante kann nun die anfangs erzielte Grabentiefe gemessen werden. Da man von einem linearen Materialabtrag ausgehen kann, lässt sich die benötigte Beschussdauer leicht berechnen. Eine REM-Aufnahme eines bearbeiteten Stegs einer solchen Testprobe ist in Abb. 5.25 (rechts) dargestellt. An der Kante zur Bestimmung der erzielten Tiefe des Grabens sind die einzelnen Spiegelschichten sowie die vollständig oxidierte Oxidationsschicht zu erkennen.

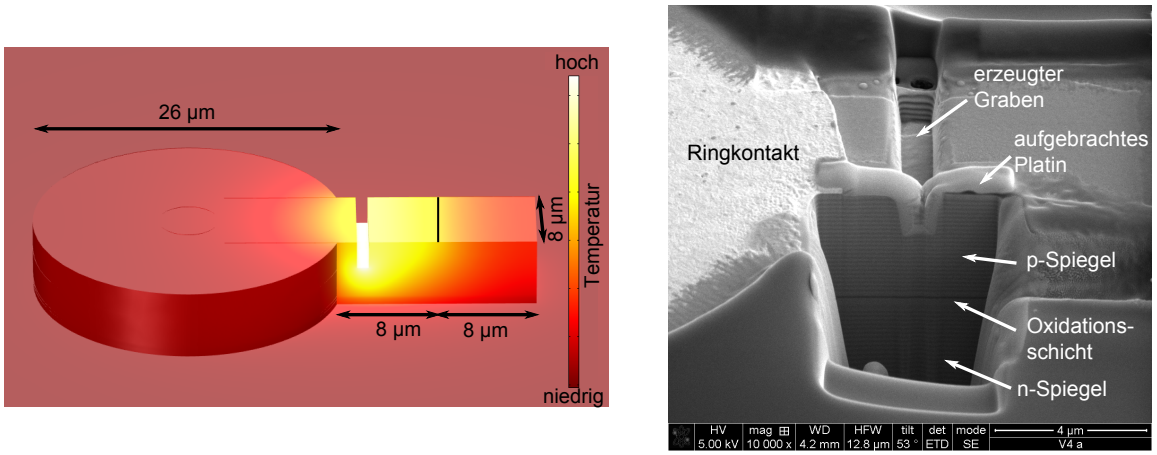


Abbildung 5.25: Simulierte Temperaturverteilung bei dissipierter Leistung in einem rechteckigen Steg mit Grabenstruktur zur Blockierung eines Strompfads in den oberen Halbleiterschichten (links, abgeändert aus [120], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2306215). REM-Aufnahme eines mit FIB bearbeitetem Halbleiterstegs (rechts).

Zum Vergleich wurde in rechteckigen Stegen mit 12 μm Länge und 16 μm Breite und in keilförmigen Stegen mit den Abmessungen $L_{\mathrm{Keil}} = 12\,\mu\mathrm{m}$ und $B_{\mathrm{Keil}} = 8\,\mu\mathrm{m}$ die Grabenstruktur umgesetzt. Man erwartet eine Erhöhung des Widerstands durch die erzwungene Stromführung in tiefer liegenden Schichten mit geringerer Leitfähigkeit und ein erhöhtes ΔT_{Z}. Beim Vergleich der FIB-Struktur mit einer gleichwertigen Steggeometrie können ähnliche hohe maximale dissipierte Leistungen im Steg erreicht werden, jedoch liegt die Doppelbrechungsaufspaltung bei niedrigeren Werten (im Schnitt ca. 10 GHz Differenz). Über die Strom-Spannungs-Kennlinie lässt sich ein höherer Widerstand der FIB-Stege bestimmen, was eine Stromführung in weniger leitfähigen Schichten bestätigt. Beim Vergleich mit den keilförmigen Stegen erhält man ähnliche Ergebnisse. Eine mögliche Erklärung für ein geringeres B liefern REM-Aufnahmen der Stege nach dem Eintrag hoher dissipierter Leistungen. Es zeigen sich Tropfen im Bereich des Grabens, wobei der Graben selber keine Beschädigung aufweist. Die zur Materialabtragung verwendeten Galliumionen können während des FIB-Prozesses in das beschossene Material eindringen. Werden sie nun beim Aufheizen des Stegs herausgelöst und sammeln sich auf der Oberfläche an, besteht die Möglichkeit, dass sie die Leitfähigkeit beziehungsweise den Strompfad beeinflussen und somit zu einem geringeren Temperaturgradienten beitragen. Weiterführende Informationen zur umgesetzten Doppelbrechungserhöhung via asymmetrischem Heizen können in [114] und [132] nachgeschlagen werden.

Zusammenfassend konnte erstmals eine monolithisch integrierte Lösung zum thermischen Durchstimmen der Doppelbrechungsaufspaltung in einem VCSEL realisiert werden. Mit diesem On-Chip-Ansatz des asymmetrischen Heizens wurde der bisherige maximale Wert für die Durchstimmbarkeit der Doppelbrechung mittels eines Temperaturgradienten um mehr als das Doppelte übertroffen. Zusätzlich ist der Prozess reversibel mit einer zum derzeitigen Stand maximalen Doppelbrechungsaufspaltung von 79 GHz. Trotz des erfolgreichen Integrierens eines Mechanismus zur thermischen Spannungsinduzierung im VCSEL-Chip sind Doppelbrechungsaufspaltungen > 100 GHz schwer zu realisieren. Auch dass mit steigender asymmetrischer Spannungsinduzierung die Laserleistung reduziert wird, limitiert die Anwendungsmöglichkeiten. Für ein ideales Bauteil muss die Integration in den VCSEL-Chip daher mit möglichst geringer Beeinflussung der Charakteristika einhergehen.

Kapitel 6

VCSEL mit integriertem Oberflächengitter

Im vorherigen Kapitel konnte erstmals die Manipulation der Doppelbrechung mittels eines monolithisch integrierten Mechanismus umgesetzt werden. Beim Ansatz der thermisch eingebrachten Verspannung geht eine Erhöhung der Doppelbrechungsaufspaltung mit einer Verschlechterung der VCSEL-Charakteristik einher. Um diesen negativen Einfluss zu vermeiden und trotzdem eine On-Chip-Lösung zu realisieren, rücken Oberflächengitter in den Fokus. In der Vergangenheit lag das Hauptaugenmerk bei der Verwendung von Oberflächengittern in VCSELn in der selektiven Beeinflussung der Polarisation. 1978 konnte erstmals der experimentelle Beweis erbracht werden, dass sich die Polarisationseigenschaften von infrarotem Licht durch Gitterstrukturen beeinflussen lassen [133]. Hierfür wurde ein metallisiertes Gitter mit Periodenweiten $L_\mathrm{G} \approx 8\,\mu$m mit infrarotem Licht bestrahlt. Die Struktur zeigte polarisationsabhängige Reflexion und Transmission des eingestrahlten Lichts. Die für VCSEL notwendigen Eigenschaften sind neben der Selektivität eine hohe Reflektivität, welche bei Kombination eines DBRs mit einer Gitterstruktur realisiert werden muss. Um dies Umzusetzen wurden verschiedene Ansätze verfolgt [66, 134, 135]. Durch das Aufbringen eines Oberflächengitters mit alternierender Verwendung von Gold und SiO_2 auf den oberen DBR eines rückseitig emittierenden VCSELs konnte eine hohe Selektivität umgesetzt werden, jedoch einhergehend mit einem hohen Schwellstrom sowie einer geringen Ausgangsleistung [66]. Ein vielversprechendes Ergebnis wurde unter Verwendung einer Aluminium-Gold-Zink-Schicht erzielt, welche seitlich an die Stege einer in die Abschlussschicht eines VCSELs geätzten Gitterstruktur aufgebracht wurde [134]. Die aufgedampfte Metallschicht dient hierbei als polarisationsabhängiger Absorber, um die notwendige Selektivität zu erreichen. Neben der hohen Selektivität und dem ansons-

ten minimalen Einfluss auf die VCSEL-Charakteristik erhöhte sich die Komplexität der Prozessierung signifikant, was der Grund sein könnte, dass dieser Ansatz nicht weiter verfolgt wurde. Aufgrund der fortgeschrittenen technischen Möglichkeiten konnten Goeman et al. [135] 1998 ein reines Halbleitergitter für eine Wellenlänge von 1550 nm umsetzen. Die genutzte Gitterperiode betrug 900 nm bei einer Gittertiefe d_G von 490 nm. Während das Gitter alleine hohe Selektivität und Reflekivität aufweist, kommt es beim Integrieren des Gitters in die GaAs-Abschlussschicht des VCSELs zu einer starken Verringerung der Selektivität der Polarisationseigenschaften aufgrund der DBRs, sodass kein zufriedenstellendes Ergebnis für Polarisationsstabilität in VCSELn erreicht werden konnte. Erst 2003 gelang es J.M. Ostermann im Zuge seiner Dissertation, einen VCSEL mit hoher Reflektivität bei gleichzeitiger Stabilisierung der Polarisation durch ein in die Abschlussschicht integriertes reines Halbleitergitter umzusetzen [136]. Die Gitterperiode befindet sich im Bereich der Arbeit von Goeman et al., wobei die Gittertiefe mit $d_\mathrm{G} = 57\,\mathrm{nm}$ wesentlich kleiner ist [67]. Die Gitterstruktur muss dabei parallel zu einer der beiden Polarisationsachsen liegen. Die hier verwendete Elektronenstrahllithographie (EBL) ermöglicht reproduzierbare Gitter mit guter Kontrolle der Gitterqualität. Diese in die obere Abschlussschicht des VCSELs integrierten Gitter werden heutzutage in großem Maßstab in der industriellen VCSEL-Produktion zur Polarisationsstabilisierung genutzt [69, 137], wobei aus Kostengründen Nanoprägelithographie als Alternative zur EBL verwendet werden kann [138]. Das Einbringen eines Oberflächengitters sorgt für polarisationsabhängige Kavitätsverluste. Die resultierende Differenz des Schwellgewinns der beiden PM hängt mit dem Dichroismus γ_0 über [56]

$$\gamma_0 = \frac{v_\mathrm{g}}{2}(g_\mathrm{th,orthogonal} - g_\mathrm{th,parallel}) \tag{6.1}$$

zusammen, mit v_g der Gruppengeschwindigkeit und $g_\mathrm{th,orthogonal}$ und $g_\mathrm{th,parallel}$ den Schwellgewinnen der PM, welche orthogonal bzw. parallel zum Oberflächengitter stehen. Um einen Wechsel der dominanten Polarisationsmode zu vermeiden, muss ein hoher Dichroismus durch das integrierte Gitter realisiert werden. Oberflächengitter beeinflussen polarisationsabhängig neben der Amplitude der Reflexion auch die Phase der reflektierten Moden, was sich auf die Wellenlängendifferenz der PM im VCSEL auswirkt [139–141]. Bei den am Ende angestrebten Spin-VCSELn liegt der Fokus auf einer hohen Doppelbrechung bei idealerweise niedrigem Dichroismus, da dieser eine Reduzierung der Amplitude der durch Spininjektion erzeugten Polarisationsoszillation bewirkt. Ein Gitter entspricht einer Abfolge von Stegen und Gräben mit einer festen Periodizität. Zur Bestimmung der passenden Gitterparameter d_G, L_G und dem Verhältnis von Stegbreite W_G zu Gitterperiode (engl. **d**uty **c**ycle, **DC**) für die erforderliche hohe Doppelbrechung wird auf ein vektorielles dreidimensionales Simulationsmodell (engl. **V**CSEL **el**ectro **m**agnetics,

VELM) zurückgegriffen [142]. Die Simulationen werden von Dr. Pierluigi Debernardi erstellt. In Abb. 6.1 ist eine Skizze eines Gitters mit den einzelnen Parametern schematisch dargestellt. Für die Simulation wird der Übergang von Steg zu Graben (und umgekehrt) als senkrechte Flanke angenommen.

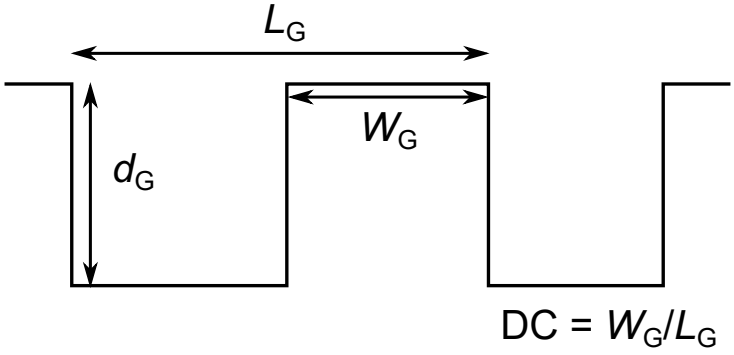


Abbildung 6.1: Skizze eines rechteckförmigen Gitters mit den charakteristischen Größen.

Für die Simulationen wird ein identischer Schwellgewinn der beiden PM $g_{\mathrm{th,parallel}} = g_{\mathrm{th,orthogonal}}$ festgelegt. Um eine Vorstellung über den Einfluss eines Oberflächengitters auf die Doppelbrechung in einem VCSEL zu bekommen, werden zuerst Simulationen über die Änderung der relativen Schwellgewinndifferenz Δg_{th} der beiden PM mit

$$\Delta g_{\mathrm{th}} = \frac{g_{\mathrm{th,orthogonal}} - g_{\mathrm{th,parallel}}}{g_{\mathrm{th,orthogonal}} + g_{\mathrm{th,parallel}}}, \tag{6.2}$$

sowie der Doppelbrechungsaufspaltung B für unterschiedliche Gittertiefen d_{G} umgesetzt. Zusätzlich wird die Dicke der GaAs-Abschlussschicht d_{cap} für die Simulation benötigt. Für die in Abb. 6.2 gezeigten Simulationen wurden $d_{\mathrm{cap}} = 145\,\mathrm{nm}$, $L_{\mathrm{G}} = 360\,\mathrm{nm}$ und DC = 50 % gewählt.

In Abb. 6.2 (links) ist die Änderung der relativen Schwellgewinndifferenz für unterschiedliche Gittertiefen zu sehen. Für $d_{\mathrm{G}} = 85$–$110\,\mathrm{nm}$ zeigt Δg_{th} eine kleine Änderung von ca. 60 % auf 90 %. Für höhere Gittertiefen $d_{\mathrm{G}} = 115$–$130\,\mathrm{nm}$ ist eine radikale Verringerung von Δg_{th} bis zu $\Delta g_{\mathrm{th}} = -100\,\%$ zu erkennen. Ein negativer Wert ergibt sich bei $g_{\mathrm{th,parallel}} > g_{\mathrm{th,orthogonal}}$. Der anvisierte Fall mit $\Delta g_{\mathrm{th}} = 0$ wird für $d_{\mathrm{G}} = 125\,\mathrm{nm}$ erzielt. Die hohe Steigung um diesen Punkt unterstreicht, dass bei der späteren Prozessierung eines VCSELs mit Oberflächengitter eine Genauigkeit von $\pm 5\,\mathrm{nm}$ erreicht werden muss. Abb. 6.2 (rechts) zeigt B als Funktion der Gittertiefe. Hier wird ein B von 40 bis 70 GHz für $d_{\mathrm{G}} = 85$–$105\,\mathrm{nm}$ erreicht. Eine höhere Gittertiefe resultiert in einer schlagartigen Reduzierung von B bis zu einem Minimum von $-360\,\mathrm{GHz}$ bei $d_{\mathrm{G}} = 120\,\mathrm{nm}$. Für höheres d_{G} erhält man eine langsame Reduzierung von $|B|$. Ein negativer Wert bezieht sich auf

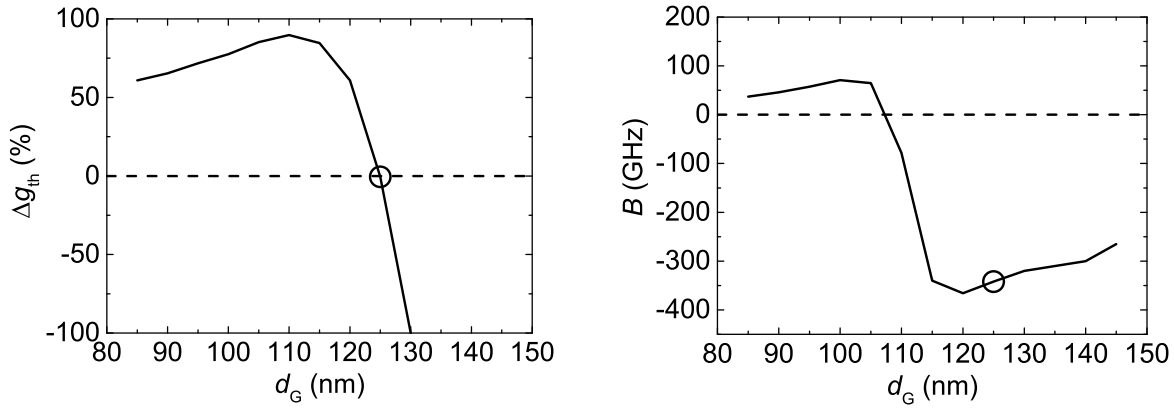


Abbildung 6.2: Simulierte Änderung der relativen Schwellgewinndifferenz Δg_{th} für eine Änderung der Gittertiefe d_{G} des Oberflächengitters. Der Kreis zeigt den Schnittpunkt mit $\Delta g_{\mathrm{th}} = 0$ (gestrichelte Linie) (links). Resultierende Doppelbrechungsaufspaltung B als Funktion von d_{G}. Der Kreis zeigt die Gittertiefe bei der keine Schwellgewinndifferenz vorliegt (rechts). Abgeändert aus [143], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2554703.

$B = \Delta\nu = \nu_{\mathrm{orthogonal}} - \nu_{\mathrm{parallel}}$ mit $\nu_{\mathrm{parallel}} > \nu_{\mathrm{orthogonal}}$ bzw. $\lambda_{\mathrm{parallel}} < \lambda_{\mathrm{orthogonal}}$. Der Kreis, welcher in beiden Graphen sichtbar ist, zeigt die Gittertiefe, bei der keine Differenz der Schwellgewinne der beiden PM vorliegt. An diesem Punkt wird ein extrem hoher Wert $B = -342\,\mathrm{GHz}$ erreicht, was für unsere Zielsetzung sehr vielversprechend ist. Ein weiterer wichtiger Faktor ist der Schwellgewinn g_{th}. Dieser gibt Auskunft über die Effizienz der prozessierten Laser und ob überhaupt eine Laseremission erwartet werden kann. Im idealen Fall, bei dem die Schichtstruktur für eine phasengleiche Reflexion der Lasermode optimiert ist, gilt $g_{\mathrm{th}} \approx 1 \cdot 10^3\,\mathrm{cm}^{-1}$. Im Gegensatz dazu steigt der Wert für den antiphasigen Fall auf $g_{\mathrm{th}} \approx 1 \cdot 10^4\,\mathrm{cm}^{-1}$. Da wie vorher erwähnt ein Oberflächengitter die Phase der reflektierten Mode ändert, kann dies zu einer Erhöhung des Schwellgewinns führen. Um nun mögliche Parameterräume für die von uns verwendete Schichtstruktur zu finden, werden die Periode L_{G} und der Verhältnisfaktor $\mathrm{DC} = W_{\mathrm{G}}/L_{\mathrm{G}}$ variiert. Für jede Variation werden d_{cap} und d_{G} so gewählt, dass $g_{\mathrm{th,parallel}} = g_{\mathrm{th,orthogonal}}$. In Abb. 6.3 (links) sind g_{th} und B für zwei verschiedene DC von 40 und 50 % bei einer konstanten Gitterperiode $L_{\mathrm{G}} = 400\,\mathrm{nm}$ gezeigt. Für kleine Schwellgewinne ($< 2000\,\mathrm{cm}^{-1}$) können Werte von bis zu 225 GHz für die Doppelbrechungsaufspaltung erzielt werden. Um ein höheres $|B|$ zu erhalten, muss ein Anstieg von g_{th} in Kauf genommen werden. Abb. 6.3 (rechts) zeigt die Simulationsergebnisse für zwei verschiedene $L_{\mathrm{G}} = 400$ und 500 nm bei einem konstanten $\mathrm{DC} = 50\,\%$. Auch hier hängt wie im linken Graphen eine Erhöhung von $|B|$ mit einem steigendem Schwellgewinn zusammen.

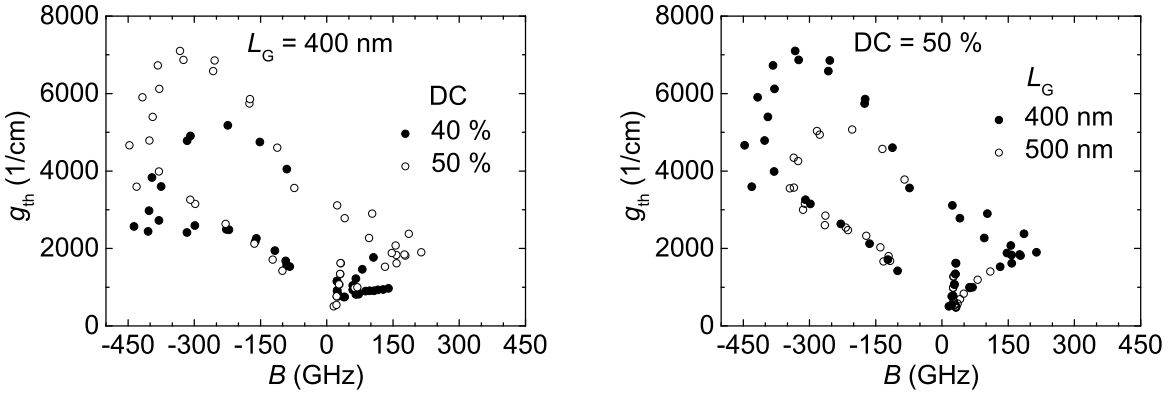


Abbildung 6.3: Schwellgewinn g_{th} und Doppelbrechungsaufspaltung B für einen Verhältnisfaktor DC = 40 und 50 % bei einer Gitterperiode $L_{\mathrm{G}} = 400\,\mathrm{nm}$ (links) und für $L_{\mathrm{G}} = 400$ und 500 nm bei DC = 50 % (rechts). Für jeden Punkt gilt ein identischer Schwellgewinn der beiden PM. Abgeändert aus [143], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2554703.

Die hier gezeigten Ergebnisse spiegeln nur einen kleinen Teil der untersuchten Parameter wieder. Mit VELM konnten vielversprechende Parameterräume für eine Doppelbrechungsaufspaltung von $B \approx 100\,\mathrm{GHz}$ bei niedrigem Schwellgewinn ($\approx 1500\,\mathrm{cm}^{-1}$) identifiziert werden. Die ermittelten Parameter sind:

- $L_{\mathrm{G}} = 380$–$440\,\mathrm{nm}$
- DC = 45–55 %
- $d_{\mathrm{G}} = 145$–$155\,\mathrm{nm}$

Für den genannten Parameterraum wurden eine Vielzahl an möglichen Dicken der GaAs-Abschlussschicht d_{cap} ermittelt, wobei einige in dem für unsere Schichtstruktur wichtigen Bereich von 150 nm liegen.

6.1 Prozessierung im Reinraum

Für die Herstellung von VCSELn mit integriertem Oberflächengitter wird Wafermaterial von Philips Photonics (jetzt TRUMPF Photonic Components) für AlGaAs-VCSEL mit einer Wellenlänge von 850 nm genutzt. Dieses auf n-GaAs gewachsene Material besteht aus 34,5 n-dotierten und 19 p-dotierten Spiegelpaaren, welche drei Quantenfilme und eine Oxidationsschicht mit 99 % Al-Anteil umschließen. Das Besondere an dieser Struktur ist die ungewöhnlich dicke hochdotierte GaAs-Abschlussschicht. Aufgrund der Dicke von

149 nm ist der Resonator nahezu antiphasig (antiphasige Reflexion der Lasermode bei $d_{\mathrm{cap}} = 140\,\mathrm{nm}$), was dem Ausbilden einer stabilen Resonanzmode zuwiderläuft. Beim Gitterdesign zur Polarisationsstabilisierung wird nur eine geringe Ätztiefe im Bereich von $\lambda/(4\bar{n})$ benötigt, weshalb diese in den phasig abschließenden Schichtaufbau integriert werden kann (GaAs-Schichtdicke im Bereich von 80 nm). Im Gegensatz dazu wird in unserem Fall eine weitaus höhere Ätztiefe anvisiert. Um in der GaAs-Abschlussschicht zu bleiben, darf die Gitterstruktur maximal eine Ätztiefe von 149 nm haben, wodurch nur ein Teil des identifizierten Parameterbereichs abgedeckt ist. Für größere Ätztiefen würde die darunter liegende Schicht mit $Al_{0,12}Ga_{0,88}As$ teilweise freigelegt werden, wodurch die Gefahr einer Oxidation und damit einhergehend eine Änderung der VCSEL-Charakteristika gegeben wäre. In Abb. 6.4 ist der Querschnitt eines VCSEL-Chips für jedem Prozessierungsschritt abgebildet. Da einzelne Schritte der Prozessierung aus Abschnitt 5.2.2 entsprechen, wird auf diese nur kurz eingegangen. Die für die Prozessierung verwendeten Masken sind in Anhang A dargestellt.

In Abb. 6.4 **(1)** sind die vorher genannten verschiedenen Bereiche der Schichtstruktur zu erkennen. Zusätzlich befindet sich eine Lackschicht auf der Oberfläche. Diese dient als Ätzmaske für die Strukturierung des Oberflächengitters. Aus dem bereitgestellten 3-Zoll-Wafer werden zuvor Probenstücke mit einer Größe von $10 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ herausgespalten. Aufgrund der kleinen Abmessungen der Stege und Gräben von wenigen 100 nm wird EBL zur Strukturierung des Gitters genutzt. Durch die Verwendung von Elektronen in Verbindung mit magnetischen Linsen kann ein extrem kleiner belichteter Bereich von bis zu 10 nm erreicht werden [144]. Für die Belichtung mit der EBL wird zusätzlich ein elektronenempfindlicher Lack benötigt [145]. In unserem Fall wird Polymethylmethacrylat (PMMA) verwendet, welches als Positivlack wirkt (belichtete Stellen werden beim Entwickeln entfernt). Dieser wird auf die Proben aufgeschleudert und für 5 min bei 180°C ausgebacken. Die reale belichtete Fläche hängt von der Streuung der auftreffenden Elektronen ab. Man unterscheidet dabei drei Typen von Elektronen:

- Vorwärts gestreute Elektronen
- Rückwärts gestreute Elektronen
- Sekundärelektronen

Als vorwärts gestreute Elektronen werden auftreffende Elektronen bezeichnet, welche unter einem Winkel von weniger als 90° gestreut werden. Mit erhöhter Beschleunigung der Elektronen verringert sich die Streuwirkung. Das Auftreten der rückwärts gestreuten Elektronen mit einem Winkel $> 90°$ sättigt ab einer Beschleunigungsspannung von

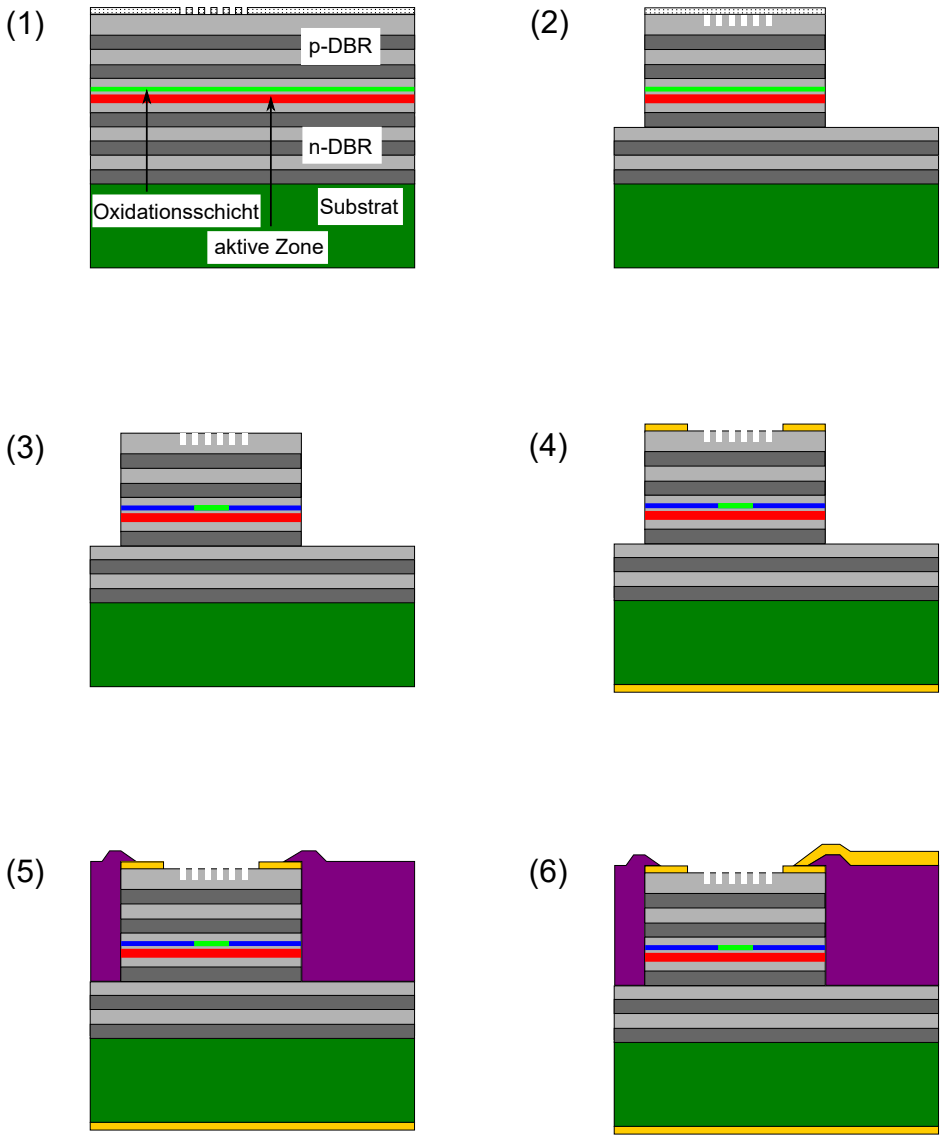


Abbildung 6.4: Darstellung der einzelnen Prozessierungsschritte bei der Herstellung eines VCSELs mit integriertem Oberflächengitter. Zur Veranschaulichung der Änderungen bei jedem Schritt sind Querschnitte durch die Schichtstruktur abgebildet.

50 kV. Somit scheinen möglichst hohe Spannungen für möglichst kleine Belichtungsbereiche von Vorteil zu sein. Allerdings entstehen durch hohe Elektronenenergien durch inelastische Stöße Sekundärelektronen, welche wiederum den aktivierten Bereich vergrößern. Eine Lösung ist eine an die jeweiligen Strukturgrößen und Lackdicken angepasste Strahlcharakteristik [86, 144, 145]. Wir verwenden eine Beschleunigungsspannung von 50 kV mit einer Belichtungsdosis von 360 μC/cm^2. In der Maske werden pro Zelle 7 Reihen geschrieben mit den Perioden 380–440 nm in 10 nm Schritten. Eine Zelle beschreibt hierbei einen Bereich, welcher sich periodisch wiederholt. Wir konzentrieren uns auf ein DC von 50 %. Um die Streuung und damit den vergrößerten Belichtungsbereich zu berücksichtigen, wird die belichtete Struktur mit einer um 40 nm verringerten Breite gewählt. So resultiert eine Gitterstruktur mit 150 nm/230 nm (belichtet/unbelichtet) nach dem Belichtungsschritt in einem Verhältnis von 190 nm/190 nm. Um später einen Vergleich mit Strukturen ohne Gitter herstellen zu können, wird eine unbeschriebene Reihe in der selben Zelle belassen. Zum Sicherstellen, dass das Gitter später die Austrittsfacette bedeckt, wird dieses quadratisch mit der Seitenlänge 10 μm mittig auf einen kreisrunden Bereich, welcher mit der EBL nicht belichtet wird, platziert. Dieser Bereich dient im weiteren Verlauf zur Orientierung für den Schutzlack, der für die RIE-Ätzung der Mesa verwendet wird. In Abb. 6.5 sind REM-Aufnahmen nach dem Belichten und Entwickeln des Lacks zu sehen.

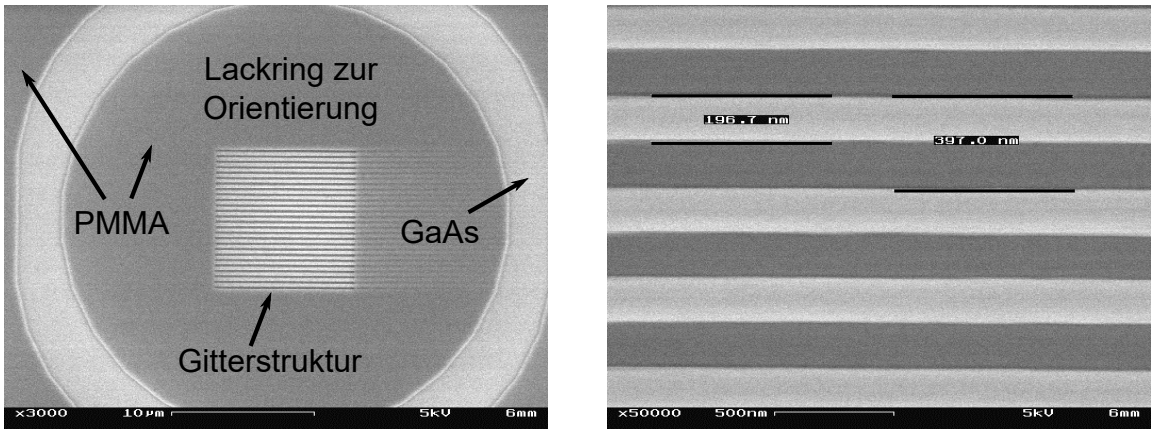


Abbildung 6.5: REM-Aufnahme der Gitterstruktur mit umgebendem Lackkreis (links) und zentraler Bereich des Gitters mit Abmessungen (197,7 nm und 397 nm) (rechts) nach dem EBL-Schritt.

Links sieht man den vorher erwähnten PMMA-Lackkreis mit der Gitterstruktur im Zentrum. Um den Lackkreis befindet sich ein Bereich ohne Lack (belichtet), umgeben von einem weiteren belackten Bereich. Die mit dem REM gemachte Aufnahme zeigt einen Vorversuch zur Bestimmung der EBL-Parameter, bei dem aus Zeitgründen nur ein klei-

ner Bereich um den Lackkreis belichtet und anschließend beim Entwickeln entfernt wurde. Bei der späteren Prozessierung der Proben wird der gesamte Bereich um den Lackkreis belichtet und von Lack befreit. Da sich keine feinstrukturierten Gebiete in diesem Bereich befinden, wird hier der Durchmesser des Elektronenstrahls vergrößert und die Dosis erhöht, um die Belichtungszeit zu reduzieren. Die relativ großen Gitterabmessungen von $10 \times 10\,\mu\text{m}^2$ dienen als Sicherheit, um mögliche Abweichungen bei der Justage im späteren Prozessierungsverlauf zu kompensieren. Da SM-VCSEL anvisiert werden, wäre es ausreichend, wenn das Gitter einen runden Bereich mit einem Durchmesser von $\approx 5\,\mu\text{m}$ im Zentrum der Mesa abdeckt. Ein genauer Einblick in die Gitterstruktur nach dem EBL-Schritt wird in Abb. 6.5 (rechts) vermittelt. Hier ist ein etwa $2 \times 2\,\mu\text{m}^2$ großer Bereich in der Mitte des Gitters zu sehen. Die angestrebte Gitterperiode ist 400 nm. Lackfreie und belackte Bereiche lassen sich gut als helle bzw. dunkle Flächen erkennen. Man erhält eine gemessene Breite des lackfreien Bereichs von 196,7 nm, bei einem anvisierten Wert von 200 nm. Auch die gemessene Periodenlänge liegt minimal um 3 nm unterhalb der Anvisierten. Somit kann der anvisierte DC von 50 % bestätigen werden.

Als nächster Schritt erfolgt das Ätzen der Gräben. Wie vorher schon erwähnt, ist die Ätztiefe ein sehr kritischer Parameter, was eine gute Prozesskontrolle mit Genauigkeiten von wenigen Nanometer nötig macht. Für eine hohe Genauigkeit ist eine extrem niedrige Ätzrate ausschlaggebend. In der Arbeit von Ostermann [86] wurde auf ein nasschemisches Ätzverfahren zurückgegriffen mit einer Ätzrate von $\approx 1\,\text{nm/s}$. Nasschemisches Ätzen resultiert in einem isotropen Ätzergebniss, was bedeutet, dass die Ätzung des Materials radial erfolgt. Während dies in [86] aufgrund der geringen Ätztiefe durch Anpassung der Gitterparameter kompensiert werden konnte, ist es in unserem Fall bei einem Verhältnis der Stegbreite zur Ätztiefe von nahezu 1:1 nicht umsetzbar. Deshalb wird hier RIE-Ätzung angewendet, welche zwar eine geringere Prozesskontrolle ermöglicht, jedoch aufgrund des anisotropen Ätzverhaltens hohe Ätztiefen bei konstanten Stegbreiten liefern sollte. Wir erhalten für verschiedene prozessierte Proben Ätztiefen von 140 und 160 nm für die Gitterstrukturen, während der Bereich außerhalb der Lackkreise immer um ca. 20 nm tiefer geätzt ist. Dies lässt sich auf einen verringerten Materialabtrag durch die reaktiven Substanzen im Bereich des Gitters zurückführen. Zur Bestimmung der erhaltenen Ätztiefen wird ein Rasterkraftmikroskop (engl. **a**tomic **f**orce **m**icroscopy, **AFM**) mit einer Messungenauigkeit von ca. 1 nm genutzt[1]. Bei einem Verhältnis der Grabenbreite zur Ätztiefe von beinahe 1:1 kann es zu Problemen mit der für die AFM-Messung verwendeten Spitze kommen. Diese hat einen pyramidenförmigen Aufbau, wodurch bei einem zu schmalen zu vermessenden Spalt die Spitzenbreite die Spaltbreite übersteigen kann. Die dabei ge-

[1] JPK, Modell: NanoWizard 3

messene Spaltbreite entspricht dann nur der Breite der Spitze bei maximal möglicher Eindringtiefe. Wir verwenden eine Spitze[2] mit einem Spitzendurchmesser von 7 nm und einer Länge von 14 μm bei einem konstanten Flankenwinkel von 18°. Für jeden mit dem AFM untersuchten VCSEL wurde ein 10 × 10 μm^2 und ein mittig auf dem Gitter gelegener 1 × 1 μm^2 großer Bereich abgetastet. Die erste Messung dient zur Verifizierung einer gleichmäßigen Ätzung des Gitters über den gesamten Bereich, während die zweite Messung im Zentrum des Gitters zur exakten Bestimmung der Ätztiefe und der Ätzflanken genutzt wird. In Abb. 6.6 sind die Höhenprofile erkennbar.

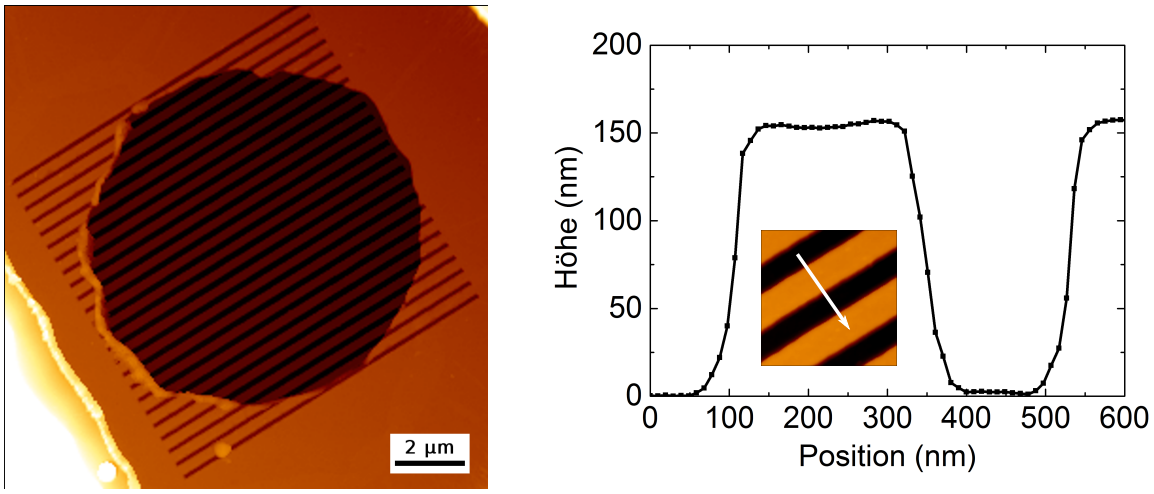


Abbildung 6.6: AFM-Aufnahme der VCSEL-Mesa mit Oberflächengitter mit einer Gitterperiode von 430 nm. Dunkle bzw. helle Bereiche stehen für niedrig bzw. höher gelegene Ebenen (links). Gemessenes Höhenprofil im Zentrum desselben Oberflächengitters. Die zugehörige AFM-Aufnahme mit markiertem Abtastbereich (weißer Pfeil) ist im Höhenprofil eingebettet (rechts, abgeändert aus [146] mit Erlaubnis von IET).

Im linken Bild ist das mit dem AFM gemessene Oberflächenprofil des gesamten Gitters mit einer Gitterperiode von 430 nm sichtbar. Je heller der dargestellte Bereich, desto höher liegt dieser. Bei Betrachtung des Gitters fallen keine Unregelmäßigkeiten auf, sodass von einer gleichmäßigen Ätzung ausgegangen werden kann. Im Abtastbereich am unteren linken Rand ist zusätzlich noch der Ringkontakt als hellste Fläche sichtbar. Zur genauen Untersuchung des Höhenprofils kann Abb. 6.6 (rechts) herangezogen werden. Das hier über etwas mehr als eine Periode zu sehende gemessene Höhenprofil im Zentrum desselben Gitters zeigt eine maximale Ätztiefe von 160 nm. Außerdem ist ersichtlich, dass keine senkrechten Flanken beim Übergang von Steg zu Graben vorliegen. Nun gilt es zu klären, ob dies, wie vorher erwähnt, an der genutzten AFM-Spitze liegt. Der gemessene Winkel

[2]Olympus, Modell: Micro cantilever OMCL-AC240TS-R3

an den Flanken ist gleichmäßig für beide Seiten des Grabens und beträgt jeweils ca. 30°, was den Flankenwinkel der Spitze übersteigt. Dies und die Ebene im Bereich des Grabens sprechen dafür, dass das gemessene Höhenprofil dem Gitters zuzuschreiben ist. Der im Höhenprofil abgetastete Bereich ist als weißer Pfeil in der eingebetteten AFM-Aufnahme zu erkennen. Unter Berücksichtigung des nicht idealen Übergangs zwischen Steg und Graben kann das anvisierte DC von 50 % bestätigt werden.

Nach dem Ätzen des Gitters erfolgt die Strukturierung der Mesa. Zur Orientierung dient die durch den PMMA-Lackkreis beim vorherigen Schritt entstandene kreisrunde Erhöhung. Der Prozessschritt entspricht demjenigen aus Abschnitt 5.2.2, wobei die Mesa hier eine kreisrunde Form besitzt. Der verwendete Lack dient dabei gleichzeitig zum Schutz des Oberflächengitters während der Mesa-Ätzung. Der resultierende Querschnitt nach beiden Ätzvorgängen, um das Gitter und die freistehende kreisrunde Mesa zu erhalten, ist in Abb. 6.4 **(2)** dargestellt. Als nächster Schritt erfolgt die Oxidation der nun freigelegten Oxidationsschicht. Im Gegensatz zum VCSEL-Design zum thermischen Durchstimmen kann der Mesa-Durchmesser variiert werden. Durch die Variation des Durchmessers von 26–29 μm für jede Gitterperiode ist auch bei Schwankungen im Oxidationsprozess das Erreichen eines Aperturdurchmessers von $\leq 5\,\mu$m für SM-Verhalten leichter zu realisieren. Mit einer Oxidationszeit von 27 min bei einer Ofentemperatur von 390°C wurde bei einem Mesa-Durchmesser von 26 μm eine Oxidapertur von 3 μm erzielt. Der VCSEL-Querschnitt nach dem Oxidationsprozess ist in Abb. 6.4 **(3)** zu sehen. Danach erfolgt das Erstellen der Kontakte an Ober- und Unterseite des VCSELs (Abb. 6.4 **(4)**). Abschließend wird eine Planarisierung mittels Polyimid umgesetzt und ein Bondpad auf dem Polyimid mit Überlapp zum Ringkontakt realisiert (Abb. 6.4 **(5)** und **(6)**). Der Fertigungsprozess entspricht bei den letzten drei Schritten der Prozessierung aus Abschnitt 5.2.2. Aufnahmen des vollständig prozessierten VCSELs sind in Abb. 6.7 dargestellt.

Abb. 6.7 (links) zeigt eine konfokale Mikroskopaufnahme eines VCSEL-Chips. Man erkennt das Bondpad mit einer Grundfläche von $120 \times 136\,\mu\text{m}^2$ (Breite × Höhe), welches zur Mesa hin keilförmig zusammenläuft. Im oberen Bereich des Chips ist die mit dem Bondpad verbundene Mesa mit integriertem Oberflächengitter zu erkennen. Unterhalb des durch Polyimid begrenzten VCSEL-Chips ist eine abgeschnittene Markierung zu sehen. Diese besteht aus einem Buchstaben an der linken Seite, welcher eine Aussage über die Gitterperiode liefert, und dem Mesadurchmesser auf der unteren rechten Seite. Zur genaueren Betrachtung des Oberflächengitters ist in Abb. 6.7 (rechts) eine REM-Aufnahme der VCSEL-Mesa unter einem Winkel von 75° zu sehen. Man erkennt sehr gut den gleichmäßigen Polyimid-Überlapp mit der Mesa sowie den Übergang von Bondpad zum Ringkontakt. Über der Austrittsfacette ist die Gitterstruktur zu sehen. Diese zeichnet

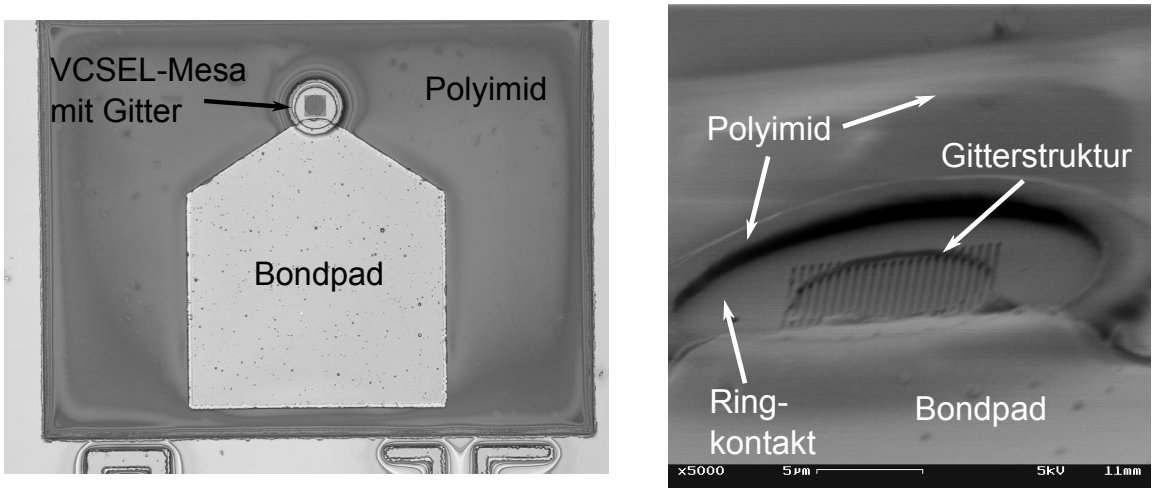


Abbildung 6.7: Konfokale Aufnahme des VCSEL-Chips mit integriertem Oberflächengitter in der VCSEL-Mesa (links). REM-Aufnahme der VCSEL-Mesa (rechts, abgeändert aus [146] mit Erlaubnis von IET).

sich sogar im Bereich des Ringkontakts ab, was an der hohen Ätztiefe, welche vergleichbar mit der Metalldicke des Kontakts ist, liegt.

6.2 Charakterisierung der Bauelemente

Für die Charakterisierung der hergestellten VCSEL werden LIV-Kennlinien und optische Spektren bei einer konstanten Subtrattemperatur von 21°C aufgenommen. Neben der Vermessung der VCSEL mit integriertem Oberflächengitter wurden zusätzlich Messungen an Referenz-VCSELn ohne Oberflächengitter, welche auf dem selben prozessierten Waferstück liegen, durchgeführt. Die zugehörigen LIV-Kennlinien sind in Abb. 6.8 (links) zu sehen.

Wie hier ersichtlich, kommt es durch die Verwendung von Oberflächengittern zu einer Erhöhung der Laserschwelle I_{th} von 0,43 mA auf 0,71 mA bzw. 0,74 mA und zu einer Verringerung der differentiellen Quanteneffizienz von $\eta_{\mathrm{d}} = 48\,\%$ auf 41 bzw. 36 % für eine Gitterperiode von 430 bzw. 420 nm. Für VCSEL mit integriertem Oberflächengitter reduziert sich zusätzlich die Laserspannung. Eine mögliche Erklärung liegt in der größeren Kontaktfläche zwischen Ringkontakt und Halbleiter, welche durch den Überlapp des Gitters mit dem Ringkontakt entsteht. Da die genutzte Schichtstruktur, wie in Abschnitt 6.1 erwähnt, nahezu antiphasig abschließt, würde man einen hohen Schwellstrom für einen VCSEL ohne integriertes Oberflächengitter erwarten. Dass trotzdem ein

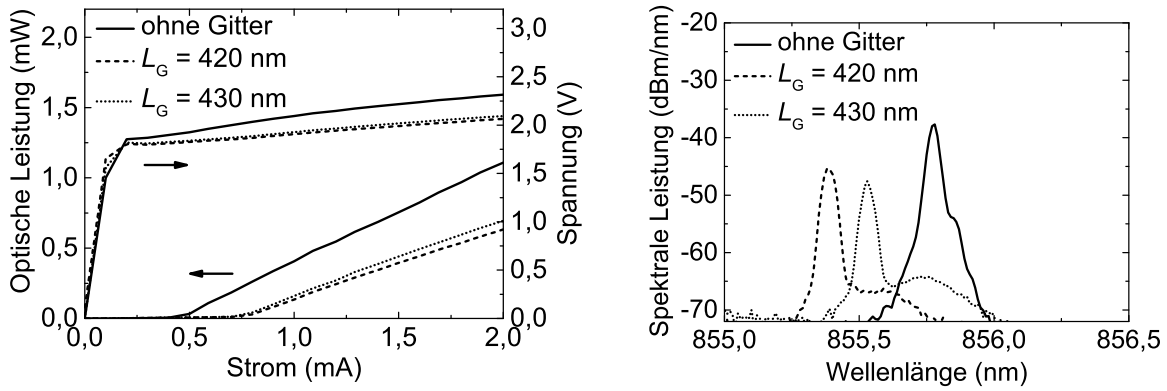


Abbildung 6.8: LIV-Kennlinien (links) und optische Spektren (rechts) der untersuchten VCSEL ohne integriertes Oberflächengitter und für eine Gitterperiode von 420 bzw. 430 nm. Zur Messung der optischen Spektren wurde ein Linearpolarisator verwendet, welcher die dominante PM bei kurzen Wellenlängen bei 855,78, 855,38 und 855,53 nm unterdrückt. Abgeändert aus [143], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2554703.

so geringer Schwellstrom gemessen werden kann, hat mit dem ersten Schritt der Prozessierung zu tun. Beim Ätzen des Oberflächengitters wird der gesamte nicht durch Lack geschützte Bereich außerhalb der Gitter um 180 nm in seiner Höhe verringert. Dies sorgt dafür, dass die VCSEL ohne Oberflächengitter eine um 180 nm niedrigere Dicke aufweisen. Eine Änderung der Schichtdicke um ein Viertel der Materialwellenlänge resultiert in einer Änderung eines phasigen Abschlusses in einen antiphasigen Abschluss und umgekehrt. Für die genutzte Schichtstruktur ergibt sich die Materialwellenlänge $\lambda/(4\bar{n}) \approx 60\,\text{nm}$. Da bei der vorhanden Dicke der GaAs-Abschlusschicht von $\approx 150\,\text{nm}$ ein nahezu antiphasiger Abschluss vorliegt, erfolgt durch die Ätzung eine Phasenverschiebung hin zu einem Abschluss mit nahezu phasiger Reflexion der Lasermode, was in den simulierten Reflexionsspektren in Abb. 6.9 zu erkennen ist.

So zeigt die Abb. 6.9 (links) den Fall der ursprünglichen Schichtstruktur. Hier ist das Fehlen des Stoppbands und eine stark verringerte Reflexion zu sehen. Erst durch eine Verringerung der Dicke der obersten Schichten um insgesamt 180 nm erhalten wir das in Abb. 6.9 (rechts) sichtbare Reflexionsspektrum, welches dem Spektrum für einen phasigen Abschluss aus Abschnitt 2.1.1 ähnelt.

Um nun den Einfluss des Oberflächengitters auf die Doppelbrechungsaufspaltung zu evaluieren, sind in Abb. 6.8 (rechts) die zugehörigen Spektren ohne und mit integriertem Oberflächengitter zu erkennen. Die gezeigten Spektren wurden unter Verwendung eines Linearpolarisators gemessen, welcher die dominante Polarisationsmode unterdrückt. Dies ist notwendig, um trotz Auflösungslimitierung des OSA auch geringe Wellenlängendiffe-

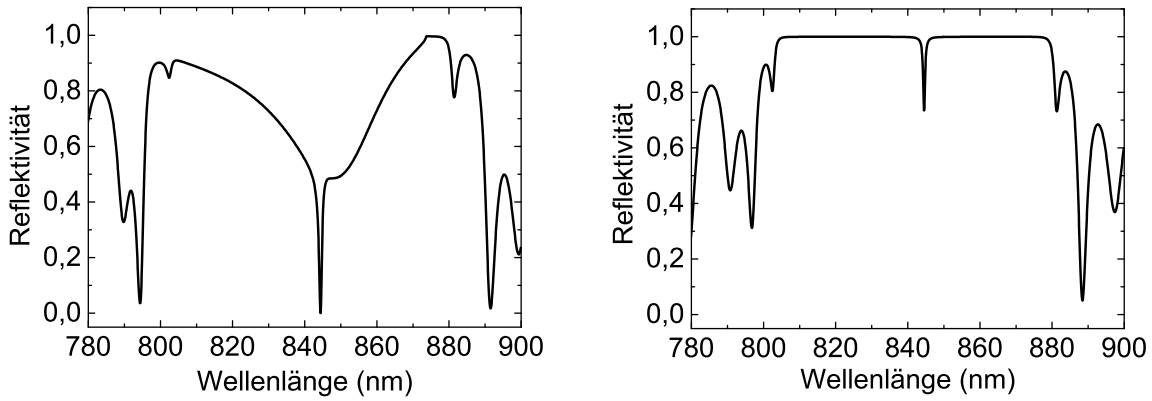


Abbildung 6.9: Simulierte Reflexionsspektren der verwendeten Schichtstruktur ohne Änderung (links) und bei einer Reduzierung der oberen Schichtdicke um 180 nm (rechts). Abgeändert aus [88], © SPIE, DOI: 10.1117/12.2567336.

renzen zwischen beiden PM messen zu können. Das Spektrum für einen VCSEL ohne Oberflächengitter zeigt eine Wellenlängenaufspaltung von $\Delta\lambda_{\text{ohne}} = 0{,}07\,\text{nm}$. Unter Verwendung eines Oberflächengitters kommt es zu einer Verschiebung der PM zu niedrigeren Wellenlängen. Zusätzlich erhalten wir eine Erhöhung der Aufspaltung der beiden PM von $\Delta\lambda_{430\text{nm}} = 0{,}21\,\text{nm}$ und $\Delta\lambda_{420\text{nm}} = 0{,}23\,\text{nm}$ für $L_{\text{G}} = 430$ bzw. 420 nm. Die dominante PM liegt für die gezeigten Spektren bei kleineren Wellenlängen. Die gemessene Wellenlängenaufspaltung entspricht einer Doppelbrechungsaufspaltung ohne Gitter von $B_{\text{ohne}} = 29\,\text{GHz}$ und $B_{430\text{nm}} = 86\,\text{GHz}$ bzw. $B_{420\text{nm}} = 94\,\text{GHz}$ für die gezeigten Gitterperioden 430 bzw. 420 nm. Aus den Spektren ist ersichtlich, dass zwar eine Aufspaltung im Bereich der angestrebten 100 GHz umgesetzt wurde, allerdings nicht von einem vernachlässigbaren Dichroismus geredet werden kann. Dieser ist sogar relativ stark, was daran zu erkennen ist, dass trotz Unterdrückung der dominanten PM diese weiterhin wesentlich stärker als die nicht dominante PM ist.

Die hier gezeigten VCSEL haben eine Gittertiefe von $d_{\text{G}} = 160\,\text{nm}$. Zusätzlich fallen die Flanken, wie in Abschnitt 6.1 gezeigt, nicht, wie in der Simulation angenommen, orthogonal zwischen Steg und Graben ab. Somit entsprechen die Gitterparameter nicht den aus den Simulationen vorgegebenen, was sich stark auf den Dichroismus auswirkt. Die gemessenen Doppelbrechungsaufspaltungen für alle untersuchten Gitterperioden ist in Tabelle 6.1 zu erkennen.

Man sieht, dass B stark mit der Gitterperiode schwankt. Für ein Oberflächengitter mit einer Gitterperiode von 440 nm konnte mit dem verwendeten OSA keine Aufspaltung gemessen werden. Die hier gezeigten Ergebnisse wurden in der Mitte des $10 \times 10\,\text{mm}^2$ großen Probenstücks erzielt. Bei Verwendung der RIE erhält man einen minimalen, mit

Tabelle 6.1: Gemessene Doppelbrechungsaufspaltung B für verschiedene Perioden des in den VCSEL integrierten Oberflächengitters bei einer Gittertiefe von $d_G = 160\,\text{nm}$.

Gitterperiode (nm)	ohne	380	390	400	410	420	430	440
B (GHz)	29	41	21	70	49	94	86	-

dem Radius steigenden Ätzgradienten über die Oberfläche. Mit Hilfe der AFM-Messungen konnte verifiziert werden, dass die Gitterstrukturen im Randbereich des Probenstücks um 10 nm tiefer auf 170 nm geätzt wurden. Dies resultiert in einer Reduzierung der Doppelbrechungsaufspaltung von 86 GHz (Mitte) auf 44 GHz (Randbereich) für eine Gitterperiode von 430 nm. Bei der Betrachtung von VCSELn mit einer Gittertiefe des Oberflächengitters von $d_G = 140\,\text{nm}$ konnte nur für eine Gitterperiode von 390 nm eine Aufspaltung von $B = 86\,\text{GHz}$ gemessen werden. Allerdings scheint der Dichroismus bei dieser Gittertiefe noch stärker ausgeprägt zu sein, sodass der limitierende Faktor hier eher die geringe Verstärkung der nicht dominanten Mode zu sein scheint, welche im Intensitätsrauschen des verwendeten OSA nicht mehr detektierbar ist.

In diesem Kapitel konnte das große Potential von Oberflächengittern zur Realisierung einer On-Chip-Lösung zum Einbringen hoher Doppelbrechungen im Bereich von 100 GHz bestätigt werden. Zusätzlich wurde ein wesentlich geringerer Einfluss auf die Lasercharakteristik im Vergleich zum asymmetrischen Heizen aus Abschnitt 5.2 bei höherer erzielter Doppelbrechungsaufspaltung nachgewiesen. Die erzielten Ergebnisse zeigen zudem, dass das verwendete VELM Modell geeignet für die Simulation von Oberflächengitter zur Doppelbrechungserhöhung ist, was im Bezug auf die gefundenen Parameterräumen für $B > 200\,\text{GHz}$ mit steigendem Schwellgewinn vielversprechend erscheint. Anhand der gezeigten Ergebnisse ist ein weiterer Optimierungsbedarf, z.B. bei der Prozessierung der Gitterstruktur, zu erkennen. Dass trotz der nicht idealen Gitterprozessierung hohe Doppelbrechungsaufspaltungen erreicht werden konnten, unterstreicht einmal mehr das große Potential dieser On-Chip-Lösung für spätere Anwendungen.

Kapitel 7

Hohe Doppelbrechung in VCSELn für ultraschnelle Polarisationsmodulation

Die in den vorherigen Kapiteln vorgestellten, erfolgreich realisierten Möglichkeiten zur Erhöhung der Doppelbrechungsaufspaltung in VCSELn bilden das Gerüst zur Umsetzung von hohen Polarisationsmodulationsfrequenzen, um die Limitierung in der Bandbreite von VCSELn für Datenübertragung aufzuheben. In diesem Kapitel werden nun die weiterführenden Arbeiten bei unseren Kooperationspartnern vom Lehrstuhl für Photonik und Terahertztechnologie an der Ruhr-Universität Bochum vorgestellt. Diese basieren auf der in Abschnitt 2.5 vorgestellten Theorie der Polarisationsdynamik in VCSELn.

Am Anfang der 2010er Jahre zeigten Li et al. [23] und Gerhardt et al. [147] erstmals eine Polarisationsoszillation in einem VCSEL bei Raumtemperatur ohne externes magnetisches Feld. Um die bereits vorgestellten Herausforderungen bei der elektrischen Spin-Injektion in VCSELn zunächst zu umgehen, wurde auf hybrides Pumpen des VCSELs zurückgegriffen. Dabei wird der untersuchte SM-VCSEL mit einer Wellenlänge von 850 nm elektrisch oberhalb der Schwelle betrieben. Unter Betrachtung des 4-Niveau-Systems (siehe Abb. 2.7 (rechts)) sind die beim Übergang vom Leitungs- zum Valenzband entstehenden Photonen entweder zirkular links oder zirkular rechts polarisiert. Durch das nicht spin-spezifische Pumpen werden beide Übergänge gleichmäßig berücksichtigt und man erhält eine resultierende lineare Polarisation der beiden PM. Nun kann über einen externen Laser (hier ein TiSa-Laser) ein optischer Impuls mit definierter zirkularer Polarisation der eingestrahlten Photonen erzeugt werden, welcher unter einem minimalen Winkel über die Austrittsfacette des VCSELs in den aktiven Bereich eingebracht wird. Dabei wird eine Wellenlänge

von etwa 750–780 nm verwendet, da diese außerhalb des Stoppbands liegt und gleichzeitig möglichst wenig überschüssige Energie eingebracht wird. Alternativ kann auch resonant bei 850 nm gepumpt werden. Im VCSEL erzeugt ein solches eingebrachtes Photon ein Elektron-Loch-Paar, welches wiederum ein Photon erzeugen kann. Die Spin-Information bleibt dabei erhalten. Somit kommt es durch das optische Pumpen zu einem kurzzeitigen Ungleichgewicht der beiden Übergänge, welche in einer Schwingung des Systems um die Gleichgewichtsposition resultiert. Durch die Kopplung der beiden energetischen Übergänge im VCSEL über die Doppelbrechung erhält man eine Oszillation des zirkularen Polarisationsgrads P_C um den Wert Null mit der Schwebungsfrequenz der beiden PM. Zur zeit- und polarisationsaufgelösten Messung des Signals wird auf eine Streak-Kamera zurückgegriffen, welche mit dem genutzten TiSa-Laser synchronisiert wurde. Die gezeigte Oszillationsfrequenz in [147] übersteigt den Wert der Intensitätsmodulation des untersuchten VCSELs um den Faktor drei und entspricht der intrinsischen Doppelbrechungsaufspaltung. Um den Einfluss der Moden höherer Ordnung auf die Polarisationsdynamik zu minimieren, werden VCSEL mit starker Unterdrückung der höheren transversalen Moden (SM-VCSEL) verwendet. Nach Anstoßen der Oszillation kommt es zu einer Reduzierung der Amplitude mit jeder Periode, bis der Gleichgewichtszustand des Systems erreicht ist. Die Dämpfung ist abhängig von der Höhe des vorhandenen Dichroismus und kann über den elektrischen Pumpstrom geregelt werden. So konnten in der Nähe eines PS-Punkts Oszillationen mit einer Dauer von 5 ns gemessen werden, was dem 200-fachen der Spin-Lebensdauer im VCSEL entspricht [147]. Zusätzlich gibt es die Möglichkeit, diese Oszillation nach beispielsweise einer halben Periode zu stoppen [148], was eine neue Art von Signalmuster für Datenübertragung bei hohen Frequenzen ermöglichen würde. Diese Ergebnisse zeigten die Bedeutung der Doppelbrechung für die Höhe der Oszillationsfrequenz und somit der Polarisationsmodulation. Nachdem Lindemann et al. [149] 2016 erstmals zeigen konnten, dass die Oszillationsfrequenz im Rahmen der Messgenauigkeit auch bei Frequenzen bis 44 GHz der Doppelbrechung folgt, konnte dieses Verhalten 2019 mit einem wesentlich höheren Wert der Doppelbrechung von 214 GHz bestätigt werden [24]. Zur Umsetzung dieser extrem hohen Doppelbrechungswerte wurde auf den in Abschnitt 3.3 vorgestellten Probenhalter für mechanisch eingebrachte anisotrope Verspannung zurückgegriffen. Das gemessene optische Spektrum ist in Abb. 7.1 (a) zu sehen. Hier wurde die gemessene spektrale Intensität über die relative Frequenz aufgetragen, zentriert bei der dominanten PM. Es ist die vorher angesprochene Doppelbrechungsaufspaltung von 214 GHz zu erkennen. Durch die Spin-Injektion kommt es zu einer Oszillation des links bzw. rechts zirkular polarisierten Lichts. Diese Schwingung entspricht einer Oszillation des zirkularen Polarisationsgrads mit einer Periodendauer von ca. 5 ps. Die zugehörigen Graphen sind

in Abb. 7.1 (b1,b2) dargestellt. Die Oszillationsfrequenz kann mit der Resonanzfrequenz der Polarisationsmodulation $\tilde{f}_{\mathrm{R}}$ gleichgesetzt werden, wobei $\tilde{f}_{\mathrm{R}}$ dem 27-fachen der Modulationsfrequenz der Intensitätsmodulation des verwendeten VCSELs entspricht. Trägt man nun die Oszillationsfrequenz über die Doppelbrechungsaufspaltung B auf, erhält man einen linearen Zusammenhang über den gesamten gemessenen Bereich, was in Abb. 7.1 (c) zu sehen ist.

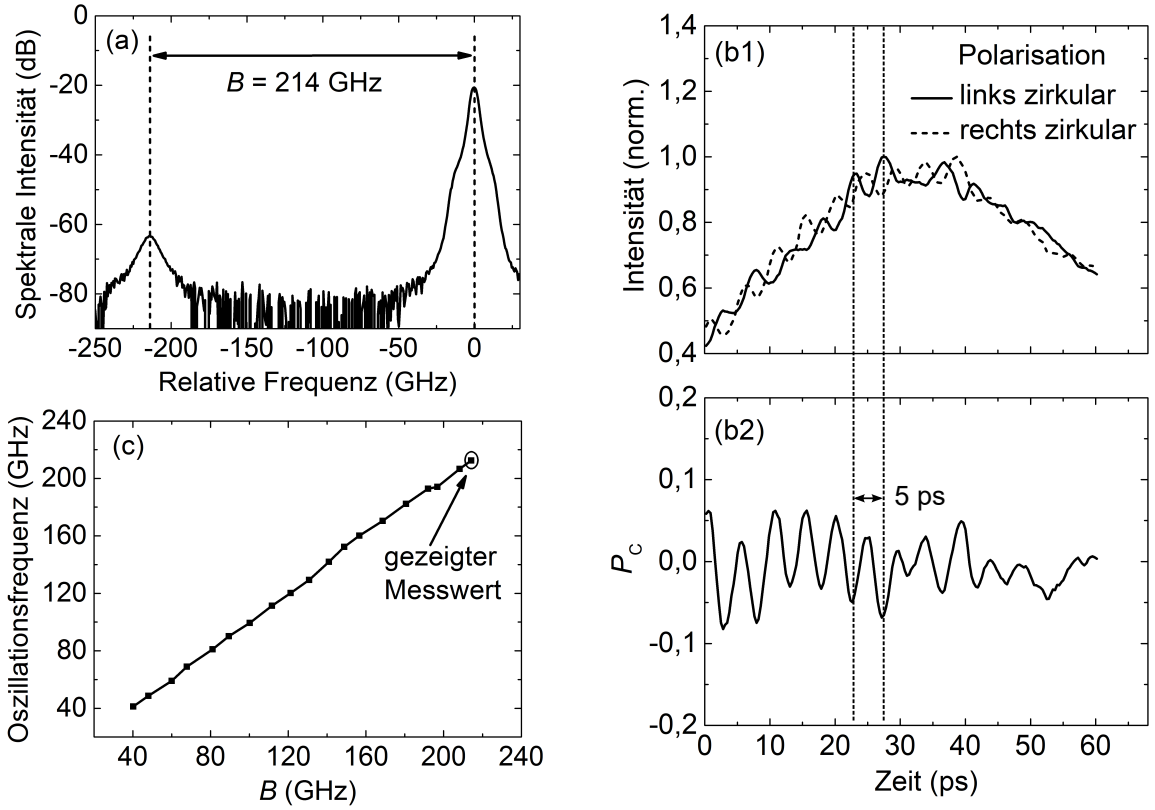


Abbildung 7.1: Optisches Spektrum der beiden PM des untersuchten VCSELs (a). Zeitverlauf der links bzw. rechts zirkularen Polarisation nach Spin-Injektion (b1) und die daraus folgende Oszillation des zirkularen Polarisationsgrads P_{C} (b2). Gemessene Oszillationsfrequenz bei steigender Doppelbrechungsaufspaltung B (c). In Anlehnung an [24].

Dies bestätigt experimentell den über ein angepasstes SFM ermittelten Zusammenhang aus Abschnitt 2.5

$$B \approx \tilde{f}_{\mathrm{R}} \approx \frac{\gamma_{\mathrm{p}}}{\pi}. \tag{7.1}$$

In [24] wird außerdem auf die mögliche Energiebilanz bei Datenübertragung eingegangen. Über Simulationen wurde ermittelt, dass der Arbeitsstrom auf die Polarisationsdynamik im Gegensatz zur Intensitätsdynamik nur einen minimalen Effekt hat. Aus diesem Grund wäre es möglich, den VCSEL für Datenübertragung knapp oberhalb der Laserschwelle zu

betreiben. Nimmt man $B = 200\,\mathrm{GHz}$ an, könnte die Energie pro übertragenem Bit bei einer Bitrate von 240 Gbit/s auf $\mathrm{HDR} = 3{,}8\,\mathrm{fJ/Bit}$ reduziert werden. Dies entspricht einem Bruchteil des in 2012 vorgestellten HDR von 56 fJ/Bit [7]. Zusätzlich muss hervorgehoben werden, dass in [7] ein auf maximale Modulationseffizienz optimiertes VCSEL-Design verwendet wurde mit einer maximalen Übertragungsrate von 25 Gbit/s. Dies unterstreicht das enorme Potential, das die Polarisationsdynamik für die Datenübertragung bietet.

Da am Anfang dieses Projekts die Realisierung einer Doppelbrechungsaufspaltung jenseits von 200 GHz nicht in Betracht gezogen wurde, stand die Umsetzung von hoher Doppelbrechung gepaart mit niedrigem Dichroismus im Fokus. Aufgrund von erzielten Polarisationsdynamiken von über 200 GHz ist man nicht mehr durch den Dichroismus limitiert, welcher einen negativen Einfluss auf die Amplitude der Resonanzspitze hat [24], da auch unterhalb der Resonanzfrequenz ein weiter Arbeitsbereich zur Verfügung steht. Der nächste wichtige Schritt ist die Bestätigung, dass die gezeigte Dynamik auch mit den in dieser Arbeit vorgestellten On-Chip-Lösungen funktioniert. Bei der Untersuchung der in Abschnitt 5.2 vorgestellten VCSEL mit asymmetrischer Erwärmung konnte die Verbindung zwischen B und $\tilde{f}_\mathrm{R}$ bestätigt werden. Zusätzlich wurde der Einfluss der Lasertemperatur auf die Modulationsbandbreite untersucht. Bei der Intensitätsmodulation kommt es mit Erhöhung der Temperatur zu einer Verringerung der Bandbreite [8]. Bei der Untersuchung der Polarisationsmodulation zeigte sich mit steigender Temperatur des untersuchten VCSELs kein Einfluss auf die Polarisationsdynamik. Auch ein im Gegensatz zur Doppelbrechung minimaler Einfluss des Laserstroms auf die Polarisationsdynamik konnte erstmals experimentell nachgewiesen werden. Die Ergebnisse sind in [150] dargestellt. In Datenzentren ist ein wichtiger Punkt die Kühlung der Infrastruktur, um einen zuverlässigen Betrieb zu garantieren. Unter Verwendung von Polarisationsmodulation, wo die Bauteiltemperatur keinen negativen Einfluss auf die Dynamik hat, könnte der Energieverbrauch zur Kühlung der optoelektronischen Komponenten dramatisch reduziert werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Möglichkeiten zur Erhöhung der Doppelbrechung in VCSELn thematisiert. Dies ist eine grundlegende Voraussetzung, um hohe Polarisationsdynamiken in VCSELn, als mögliche Alternative zur Intensitätsmodulation in der Kurzreichweitendatenübertragung, realisieren zu können. Hierbei standen zwei zentrale Fragen im Vordergrund:

1. Lassen sich Doppelbrechungsaufspaltungen $B \geq 100\,\mathrm{GHz}$ realisieren?
2. Können Mechanismen zum Erreichen hoher Doppelbrechung auf dem VCSEL-Chip integriert werden?

In Kapitel 3 haben wir mit Hilfe von mechanisch induzierter Verspannung den bisherigen maximal erreichten Wert von $B = 80\,\mathrm{GHz}$ um mehr als das Dreifache auf 259 GHz gesteigert und damit einen neuen Rekord aufgestellt. Somit kann die erste zentrale Fragestellung klar mit einem Ja beantwortet werden. Bei der Erhöhung von B bis zum vorher genannten Wert wurde das verwendete VCSEL-Array bis zum Bruch beansprucht. Trotzdem lässt sich eine Doppelbrechungsaufspaltung im Bereich $\leq 200\,\mathrm{GHz}$ ohne Beschädigung des VCSELs nutzen. Dies liefert eine mehr als solide Grundlage für Polarisationsdynamiken, die die derzeit möglichen Intensitätsdynamiken bei weitem übersteigen. Auch ein erster Miniaturisierungsschritt für den verwendeten Biegemechanismus konnte erfolgreich umgesetzt werden. Gezeigte Resonanzfrequenzen der Polarisationsdynamik von $\geq 200\,\mathrm{GHz}$ wurden im Fachjournal *Nature* veröffentlicht und unterstreichen das Interesse eines breiten Fachpublikums an dieser Thematik. Trotz der extrem hohen realisierten Doppelbrechungsaufspaltung und der darauf aufbauend gezeigten Umsetzung von Polarisationsdynamiken im selben Größenbereich bleibt die Frage, wo die Grenze der möglichen Doppelbrechungsaufspaltung im realen Bauteil liegt. Dies könnte für zukünftige Arbeiten zu Aufspaltungen

bis in den Terahertzbereich interessant sein. Viel entscheidender bezüglich der Realisierung der Dynamik für spätere Anwendung in der Kurzstreckendatenübertragung ist die Frage, ob sich ein Mechanismus zur Umsetzung solch hoher Doppelbrechungsaufspaltungen auf den VCSEL-Chip integrieren lässt. Nachdem im ersten Teil der Arbeit extrem hohe Aufspaltungen gezeigt werden konnten, lag im weiteren Verlauf der Arbeit der Fokus auf der Miniaturisierung bis hinunter zu On-Chip-Lösungen. Zuerst konnte elektrisch steuerbare mechanische Spannungsinduzierung im reduzierten Größenmaßstab durch die Verwendung von piezoelektrischen Aktoren umgesetzt werden. Der zweite Ansatz für einen elektrisch steuerbaren Mechanismus und eine erste On-Chip-Lösung konnte unter Verwendung eines Heizelements, monolithisch neben der VCSEL-Mesa integriert, realisiert werden. Das Heizelement erzeugt dabei einen Temperaturgradienten, welcher in einer asymmetrischen Verspannung des Halbleiters resultiert. Bei beiden elektrisch steuerbaren Konzepten liegen die erreichten Doppelbrechungsaufspaltungen im Bereich von 70–80 GHz. Neben der geringeren Aufspaltung kommt es gerade beim thermischen Ansatz zu einer Reduzierung der Effizienz des VCSELs, was die Anzahl möglicher Anwendungsbereiche reduziert. Um eine On-Chip-Lösung potentiell ohne negative Effekte auf die VCSEL-Charakteristik zu erhalten, konnten im letzten Arbeitspunkt erste integrierte Oberflächengitter zur Doppelbrechungserhöhung realisiert werden. Lineare Oberflächengitter werden in großem Maßstab industriell zur Polarisationsstabilisierung in VCSELn verwendet. In einer ersten Studie wurden mit einem modifizierten Design Doppelbrechungsaufspaltungen von 94 GHz gezeigt. Der Vorteil liegt hier, neben der monolithischen Integration, an den konstant hohen Werten für B, welche ohne Verwendung eines zusätzlichen Steuerelements auftreten. Allerdings sind die gewünschten Effekte solcher Gitter sehr anfällig für minimale Schwankungen der Gitterparameter im nm-Bereich, was eine hervorragende Prozesskontrolle voraussetzt. So kommt es bei den von uns vorgestellten Gitterstrukturen neben einer Erhöhung von B zu einer nicht beabsichtigten Erhöhung des Dichroismus im VCSEL. Aufgrund der Komplexität des Herstellungsprozesses besteht hier weiterer Optimierungsbedarf. Zusätzlich wurden Parameterräume für $B > 200$ GHz ermittelt, deren Umsetzung in reale Bauteile bei folgenden Arbeiten im Fokus stehen sollten.

Zusammenfassend liefert diese Doktorarbeit praktikable Lösungen zur Umsetzung von extrem hohen Doppelbrechungsaufspaltungen in VCSELn. Diese reichen von einfachen Biegemechanismen bis hin zu komplexen On-Chip-Lösungen. In Zusammenarbeit mit der Gruppe von Martin R. Hofmann und Nils C. Gerhardt (Ruhr-Universität Bochum) konnte, aufbauend auf den hier präsentierten Mechanismen zur Doppelbrechungserhöhung, die Umsetzung von Polarisationsdynamiken mit Frequenzen weit oberhalb der existierenden Intensitätsdynamiken in VCSELn demonstriert werden.

Um die beobachteten Polarisationsoszillationen für ultra-schnelle Datenübertragung nutzen zu können, steht als nächster entscheidender Schritt die Umsetzung eines elektrisch gepumpten Spin-VCSELs an. Während in diesem Projekt zum Nachweis der Funktion der Spin-Eintrag in den untersuchten doppelbrechenden VCSEL über optisches Pumpen mit einem TiSa-Laser umgesetzt wurde, sind für Anwendungen beispielsweise in Datenzentren elektrisch gepumpte Spin-VCSEL favorisiert. Hier erfolgt die Darstellung von verschiedenen Signalzuständen über eine Änderung des zirkularen Polarisationsgrads P_C. Im Ausgangszustand wird der Spin-VCSEL bei konstantem Arbeitsstrom zu gleichen Teilen aus beiden Spin-Reservoirs oberhalb der Schwelle betrieben. Man erhält eine konstante Laserintensität von $I = I_+ + I_-$ mit $P_C = 0$. Werden beide Spin-Beiträge komplementär verändert (z.B. $I_+ \uparrow$, $I_- \downarrow$), resultiert dies in einer Änderung des Polarisationsgrads mit $P_C > 0$ (< 0). Da die Beiträge komplementär geändert werden, kommt es zu keiner Änderung der Laserintensität. Zur Bestimmung der Resonanzfrequenz der Polarisationsdynamik $\tilde{f}_R$ kann im Vorwege ein kurzer Impuls einer der beiden Pumpterme genutzt werden, um die in Kapitel 7 vorgestellte Polarisationsoszillation anzustoßen. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Messung der Doppelbrechungsaufspaltung B. Über beide Schritte erhält man einen Anhaltspunkt für die maximal mögliche Bandbreite des genutzten Spin-VCSELs. Für Spin-spezifisches elektrisches Pumpen des VCSELs werden magnetische Kontakte verwendet [22]. Wie in Abschnitt 2.5 erläutert, scheitert die Umsetzung eines elektrisch gepumpten Spin-VCSELs bisher an der geringen Spin-Lebensdauer der Ladungsträger gekoppelt mit dem benötigten Weg vom Kontakt zur aktiven Zone. Um dieses Problem zu lösen, soll der obere Bragg-Spiegel durch ein hoch-reflektives Oberflächengitter direkt oberhalb der aktiven Zone ersetzt werden. Erste Simulationen zu solchen Oberflächengittern wurden 2017 von Czyszanowski et al. [151] vorgestellt. Damit würde sich die zurückzulegende Distanz der eingebrachten Elektronen dramatisch reduzieren. Die für spin-spezifisches Pumpen genutzten magnetischen Kontakte müssten zusätzlich in solch ein Gitter integriert werden. Ein Konzept zur Implementierung eines hoch-reflektiven Oberflächengitters mit integrierten Spin-Injektionskontakten in einen VCSEL, ein sogenannter SMHCG-(engl. **s**emiconductor-**m**etall **h**igh-**c**ontrast-**g**rating) Spin-VCSEL wurde zum Patent angemeldet [152]. Auf Grundlage eines so konzipierten Spin-VCSELs kann, z.B. in Verbindung mit mechanisch induzierter Verspannung, relativ einfach die Funktionsweise bei hohen Doppelbrechungsaufspaltungen überprüft werden. Für das endgültige Produkt ist allerdings zu ermitteln, ob Gitterparameter existieren, welche hohe Reflexion mit hohem B und niedrigem Dichroismus kombinieren.

Anhang A

Layouts von Lithographiemasken

A.1 VCSEL-Design zum asymmetrischen Heizen

Zur Prozessierung der VCSEL mit angeschlossenem Halbleitersteg zum asymmetrischen Heizen wurden 4 × 10 Strukturen sowie die selbe Anzahl der Strukturen um 90° gedreht pro Zelle realisiert. Eine Zelle beschreibt hierbei einen Bereich, welcher beim fertig prozessierten Waferstück periodisch mehrmals neben- und untereinander vorkommt. 16 Strukturen (eine Struktur entspricht einem VCSEL-Chip) variieren die Stegparameter mit den Werten 4, 8, 12 und 16 μm (Breite und Länge). Zusätzlich existieren 4 Strukturen mit den vorher genannten Variationen der Stegbreite und der Steglänge von 0 μm sowie 4 Strukturen mit einem Doppelsteg entlang beider Polarisationsachsen. Diese wurden bei der Auswertung nicht betrachtet. Zusätzlich zu den rechteckigen Steggeometrien existieren 4 Strukturen mit einem keilförmigen Steg. Hier wird der Abstand zwischen Mesa und Stegkontakt (L_{Keil}) und die Breite direkt neben der Mesa (B_{Keil}) mit $L_{\mathrm{Keil}} = 4$ und 12 μm bzw. $B_{\mathrm{Keil}} = 4$ und 8 μm variiert. Im unteren Bereich der Zelle sind für spätere Nachprozessierung mit FIB zusätzlich 12 rechteckige Stegstrukturen mit den Abmessungen von 8 × 8 μm^2 platziert. Am linken Rand der Zelle befinden sich Markerkreuze, um eine korrekte Ausrichtung der Masken zu gewährleisten. Eine Zelle mit allen Stegvariationen sowie ein einzelner VCSEL-Chip sind in Abb. A.1 (links) bzw. (rechts) zu sehen.

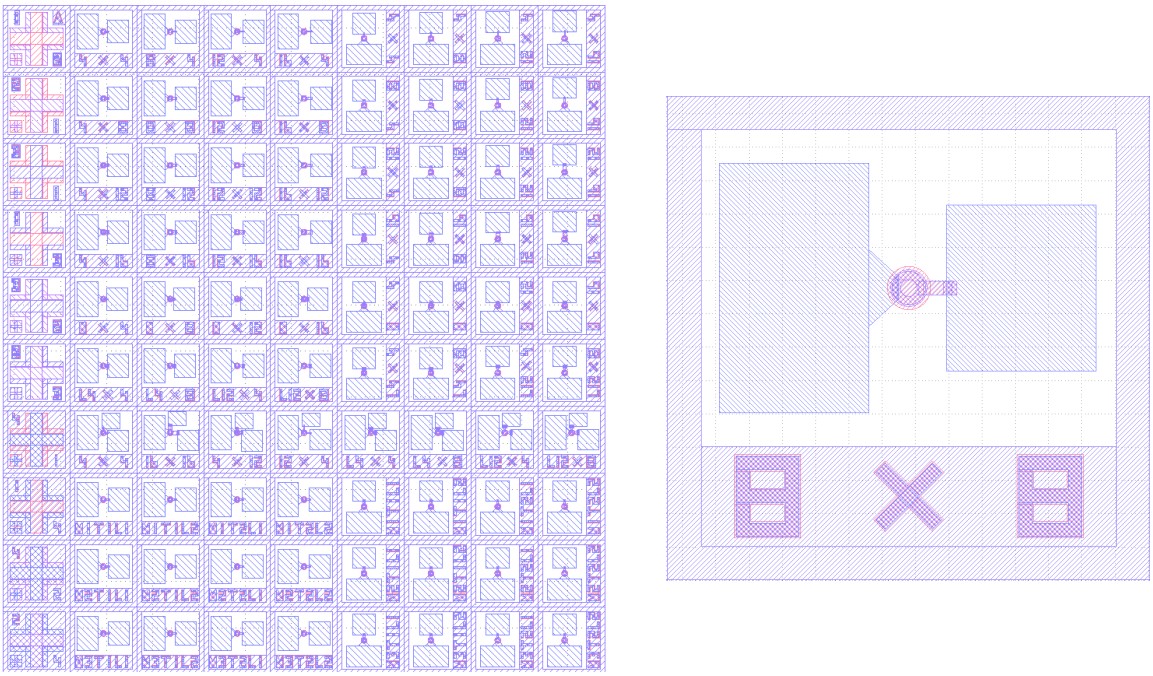


Abbildung A.1: Zelle mit allen Maskenstrukturen zur Prozessierung von VCSELn mit angeschlossenem Halbleitersteg (links). Maskenlayout eines einzelnen VCSEL-Chips. Die unter dem VCSEL-Chip angegebenen Zahlen entsprechen den Abmessungen des Stegs in μm (rechts).

A.2 VCSEL mit integriertem Oberflächengitter

Zur Prozessierung der VCSEL mit integriertem Oberflächengitter werden pro Zelle 11 × 8 Strukturen realisiert. Sieben der acht Reihen bestehen aus VCSELn mit Oberflächengitter und eine ohne Gitter, um später als Referenz zu dienen. Jede der sieben Reihen deckt eine andere Gitterperiode ab mit den Periodenwerten L_G = 380–440 nm in 10 nm Abständen. Die elf Strukturen unterscheiden sich lediglich durch den Mesa-Durchmesser, wodurch Schwankungen im Oxidationsprozess ausgeglichen werden sollen. Die verwendeten Mesa-Durchmesser sind 26–29 μm, wobei diese in jeder Reihe wiederholt auftreten. Wie schon beim Maskendesign zum thermischen Durchstimmen der Doppelbrechung befinden sich am linken Rand der Zelle Markerkreuze, um eine korrekte Ausrichtung der Masken zu gewährleisten. Eine Zelle mit den vorher genannten Strukturen sowie ein einzelner VCSEL-Chip sind in Abb. A.2 (links) bzw. (rechts) dargestellt.

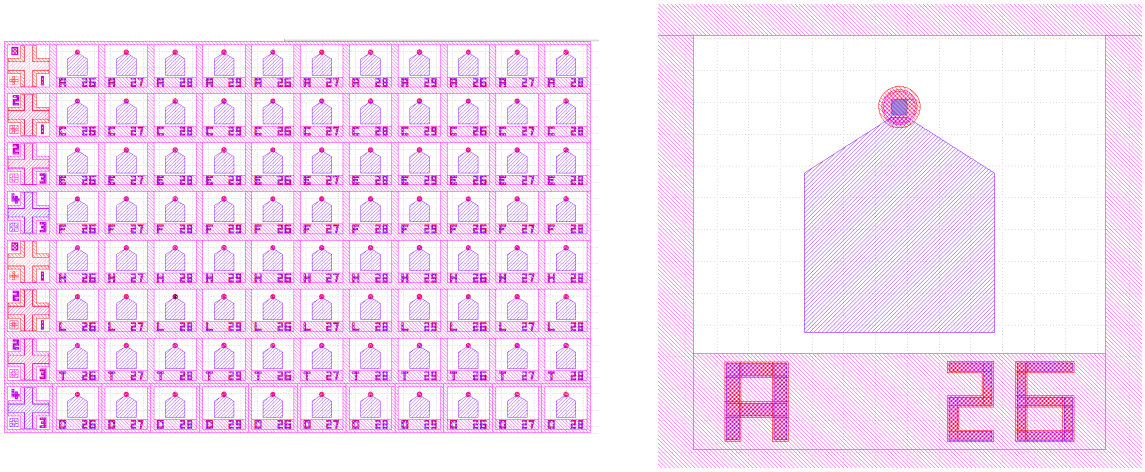


Abbildung A.2: Zelle mit allen Maskenstrukturen zur Prozessierung von VCSELn mit integriertem Oberflächengitter sowie VCSELn ohne Gitter als Referenz (links). Maskenlayout eines einzelnen VCSEL-Chips. Der unter dem VCSEL-Chip links angegebene Buchstabe steht für eine bestimmte Gitterperiode und die im unteren rechten Bereich gezeigte Zahl entspricht dem Mesa-Durchmesser in μm (rechts).

Anhang B

Reinraumrezepte

B.1 Integration von Leiterbahnen auf einen bestehenden VCSEL-Chip

	Allgemeine Probenreinigung (vor jedem Schritt)
• Reinigung	Aceton (50 °C, 10 min), Isopropanol, H_20
• Trocknen	Heizplatte (120 °C, 10 min)

	Metallkontakt (Leiterbahnen)
• Lackschritt	AZnLOF 2070, 9000 rpm, 40 s
• Backschritt 1	Heizplatte (110 °C, 2 min)
• Belichtung	12 mW/cm^2, 8 s, Maske Leiterbahnen
• Backschritt 2	Heizplatte (110 °C, 90 s)
• Entwicklung	AZ 826 MIF, 120 s, stoppen in H_20
• O_2-Plasma	2 min, 0,1 Torr, 10 % O_2, 33,3 % RF (100 mW)
• Aufdampfen	Ni (120 nm)
• Lift-off	MP (120 °C, 1–2 h), Aceton, Isopropanol, H_20

B.2 VCSEL-Design zum asymmetrischen Heizen

	Allgemeine Probenreinigung (vor jedem Schritt)
• Reinigung	Aceton (50 °C, 10 min), Isopropanol, H_20
• Trocknen	Heizplatte (120 °C, 10 min)

	Mesa-Strukturierung und Oxidation
• Lackschritt	AZ 1512 HS, 6000 rpm, 40 s
• Backschritt	Heizplatte (90 °C, 10 min)
• Belichtung	12 mW/cm^2, 14,5 s, Maske 1 ET (VCSEL-Mesa)
• Entwicklung	AZ 726 MIF, 8 s, stoppen in H_20
• RIE-Ätzung	17,5 min, 10 sccm $SiCl_4$, 6 sccm Ar, 70 W, 9 mTorr, 20 °C $\rightarrow$ 4,3 μm Ätztiefe
• Lackentfernung	NEP (120 °C, 1–2 h), Aceton, Isopropanol, H_20
• HF-Dip	Flusssäure (HF) 0,1 %, 5 s
• Oxidation	85 min $\rightarrow$ d_{ox} = 10,5 μm (26 μm Mesadurchmesser) 383 °C/382 °C/383 °C (Ofentemperatur)
• Überprüfen	Oxidationsweite unter dem Infrarotmikroskop überprüfen

	Rückseitenkontakt (n-Kontakt)
• HCl-Dip	H_20:HCl (1:1), 30 s
• Aufdampfen	Ge(17 nm)–Au(50 nm)–Ni(10 nm)–Au(50 nm)
• Ausheizen im RTA	Programm CJ.4 (400 °C, 10 s)

	Oberseitiger Kontakt (p-Kontakt)
• Lackschritt	TI 35 ES, 5000 rpm, 40 s
• Backschritt 1	Heizplatte (90 °C, 3 min)
• Belichtung 1	12 mW/cm^2, 36 s, Maske 2 (P-Kontakt)
• Warten	10 min
• Backschritt 2	Heizplatte (125 °C, 2 min)
• Belichtung 2	12 mW/cm^2, 2 min, ohne Maske

- Entwicklung AZ 726 MIF, 26 s, stoppen in H_20
- Überprüfen Oxidapertur unter dem Infrarotmikroskop überprüfen
- O_2-Plasma 2 min, 0,1 Torr, 10 % O_2, 33,3 % RF (100 mW)
- HCl-Dip H_20:HCl (1:1), 30 s
- Aufdampfen Ti(20 nm)–Pt(50 nm)–Au(150 nm)
- Lift-off MP (120 °C, 1–2 h), Aceton, Isopropanol, H_20

Passivierung (Polyimid-Schritt)

- Reinigung Allgemeine Reinigung **ohne H_20**
- Lackschritt Polyimid (Durimide 7505), 4000 rpm, 40 s
- Backschritt Heizplatte (100 °C, 6,5 min)
- Belichtung 12 mW/cm^2, 15 s, Maske 3 (Polyimidmaske)
- Warten 15 min
- Entwicklung HTR-D2, 20 s, stoppen in Isopropanol
- Ausheizen im 'Opto-Annealer' Programm Poly 3 (300 °C, 1 h)

Bondpad

- Lackschritt AZnLOF 2070, 9000 rpm, 40 s
- Backschritt 1 Heizplatte (110 °C, 2 min)
- Belichtung 12 mW/cm^2, 8 s, Maske 4 (Bondpads)
- Backschritt 2 Heizplatte (110 °C, 90 s)
- Entwicklung AZ 826 MIF, 120 s, stoppen in H_20
- O_2-Plasma 2 min, 0,1 Torr, 10 % O_2, 33,3 % RF (100 mW)
- Aufdampfen Ni(100 nm)–Au(50 nm)–Ni(100 nm)–Au(100 nm)–Ti(20 nm) –Pt(50 nm)–Au(150 nm), rotierend unter Winkel
- Lift-off MP (120 °C, 1–2 h), Aceton, Isopropanol, H_20

B.3 VCSEL mit integriertem Oberflächengitter

	Allgemeine Probenreinigung (vor jedem Schritt)
• Reinigung	Aceton (50 °C, 10 min), Isopropanol, H_20
• Trocknen	Heizplatte (120 °C, 10 min)

	Strukturierung des Gitters
• Lackschritt	PMMA 950K 4:1, 4500 rpm, 60 s
• Backschritt 1	Heizplatte (180 °C, 5 min)
• Aufdampfen	Ge (5 nm)
• Belichtung EBL	360 μC/cm^2, 50 kV
• Germanium entfernen	H_20_2:H_20 (1:5), 1 min
• Entwicklung	Methylisobutylketon:Isopropanol (1:3), 90 s
• Backschritt 2	Heizplatte (110 °C, 3 min)
• O_2-Plasma	2 min, 0,1 Torr, 10 % O_2, 33,3 % RF (100 mW)
• RIE-Ätzung	85 s, 10 sccm $SiCl_4$, 6 sccm Ar, 35 W, 9 mTorr, 20 °C $\rightarrow \approx$ 160 nm (Fläche 9,6 $\times$ 10,8 mm^2)
• Lackentfernung	NEP (120 °C, 1–2 h), Aceton, Isopropanol, H_20
• Überprüfen	Ätztiefe mit AFM überprüfen

	Mesa-Strukturierung und Oxidation
• Lackschritt	AZ 3027 ECI, 5000 rpm, 60 s
• Backschritt	Heizplatte (100 °C, 60 s)
• Belichtung	12 mW/cm^2, 48 s, Maske G1-ET
• Entwicklung	AZ 726 MIF, 25 s, stoppen in H_20
• RIE-Ätzung	17,5 min, 10 sccm $SiCl_4$, 6 sccm Ar, 70 W, 9 mTorr, 20 °C $\rightarrow$ 4,3 μm Ätztiefe
• Lackentfernung	NEP (120 °C, 1–2 h), Aceton, Isopropanol, H_20
• HF-Dip	Flusssäure (HF) 0,1 %, 5 s
• Oxidation	27 min $\rightarrow$ d_{ox} = 11 μm (26 μm Mesadurchmesser) 391 °C/390 °C/391 °C (Ofentemperatur)
• Überprüfen	Oxidationsweite unter dem Infrarotmikroskop überprüfen

Rückseitenkontakt (n-Kontakt)

• HCl-Dip	H_20:HCl (1:1), 30 s
• Aufdampfen	Ge(17 nm)–Au(50 nm)–Ni(10 nm)–Au(50 nm)
• Ausheizen im RTA	Programm CJ.4 (400 °C, 10 s)

Oberseitiger Kontakt (p-Kontakt)

• Lackschritt	TI 35 ES, 5000 rpm, 40 s
• Backschritt 1	Heizplatte (90 °C, 3 min)
• Belichtung 1	12 mW/cm^2, 36 s, Maske G2-PC
• Warten	10 min
• Backschritt 2	Heizplatte (125 °C, 2 min)
• Belichtung 2	12 mW/cm^2, 2 min, ohne Maske
• Entwicklung	AZ 726 MIF, 12 s, stoppen in H_20
• Überprüfen	Oxidapertur unter dem Infrarotmikroskop überprüfen
• O_2-Plasma	2 min, 0,1 Torr, 10 % O_2, 33,3 % RF (100 mW)
• HCl-Dip	H_20:HCl (1:1), 30 s
• Aufdampfen	Ti(20 nm)–Pt(50 nm)–Au(150 nm)
• Lift-off	MP (120 °C, 1–2 h), Aceton, Isopropanol, H_20

Passivierung (Polyimid-Schritt)

• Reinigung	Allgemeine Reinigung **ohne H_20**
• Lackschritt	Polyimid (Durimide 7505), 4000 rpm, 40 s
• Backschritt	Heizplatte (100 °C, 6,5 min)
• Belichtung	12 mW/cm^2, 15 s, Maske G3-PO
• Warten	15 min
• Entwicklung	HTR-D2, 24 s, stoppen in Isopropanol
• Ausheizen im ‘Opto-Annealer’	Programm Poly 3 (300 °C, 1 h)

Bondpad

• Lackschritt	AZnLOF 2070, 9000 rpm, 40 s
• Backschritt 1	Heizplatte (110 °C, 2 min)
• Belichtung	12 mW/cm^2, 8 s, Maske G4-BP

- Backschritt 2 Heizplatte (110 °C, 90 s)
- Entwicklung AZ 826 MIF, 120 s, stoppen in H_20
- O_2-Plasma 2 min, 0,1 Torr, 10 % O_2, 33,3 % RF (100 mW)
- Aufdampfen Ni(100 nm)–Au(50 nm)–Ni(100 nm)–Au(100 nm)–Ti(20 nm) –Pt(50 nm)–Au(150 nm), rotierend unter Winkel
- Lift-off MP (120 °C, 1–2 h), Aceton, Isopropanol, H_20

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzungen

AFM	Rasterkraftmikroskop
Al	Aluminium
AlGaAs	Aluminiumgalliumarsenid
DBR	Bragg-Spiegel
EBL	Elektronenstrahllithographie
EEL	kantenemittierende Laserdiode
FEM	Finite-Elemente-Methode
FIB	fokussierter Ionenstrahl
Ga	Gallium
GaAs	Galliumarsenid
HDR	Energieverbrauch im Verhältnis zur Bitrate
hh	schweres Loch
lh	leichtes Loch
LIV-Kennlinie	Leistung-Strom-Spannungs-Kennlinie
MBE	Molekularstrahlepitaxie
MM	mehrmodig
OSA	optischer Spektrumanalysator

PM	Polarisationsmode der Grundmode
PMMA	Polymethylmethacrylat
PS	Polarisationssprung
PS I	Polarisationssprung der dominanten PM von niedrigerer zu höherer Wellenlänge
PS II	Polarisationssprung der dominanten PM von höherer zu niedrigerer Wellenlänge
PZT	Bleizirkonattitanat
REM	Rasterelektronenmikroskop
RIE	reaktives Ionenätzen
RTA	schnelle thermische Ausheilung
SFM	Spin-Flip-Modell
SM	einmodig
TiSa-Laser	Titan-Saphir-Laser
TMM	Transfermatrixmethode
VCSEL	Vertikallaserdiode
VELM	vektorielles 3D-Simulationsmodell

Mathematische Symbole

α	Erhöhungsfaktor der Linienbreite
α_i	intrinsische Verluste
α_t	thermischer Ausdehnungskoeffizient
$\bar{n}$	allgemeiner Brechungsindex
$\bar{n}_0$	unbeeinflusster Brechungsindex
$\bar{n}_\mathrm{L}$	Brechungsindex von Luft
$\bar{n}_{1,2}$	niedriger/hoher Brechungsindex in einem Bragg-Spiegel

$\bar{n}_{x,y}$	Brechungsindex entlang der x,y-Richtung bei vorhandenem elektrischem Feld
β	spontaner Emissionsfaktor
$\Delta\bar{n}$	Doppelbrechung
$\Delta\bar{n}_{\mathrm{B}}$	Brechungsindexdifferenz zwischen den Spiegelschichten
$\Delta\lambda$	Wellenlängendifferenz der Polarisationsmoden
$\delta\lambda_{\mathrm{M}}/\delta T$	Rate der temperaturabhängigen Verschiebung der Emissionswellenlänge
$\Delta\lambda_{\mathrm{stop}}$	Wellenlängenbreite des Stoppbands
$\Delta\lambda_{\mathrm{T}}$	thermisch induzierte Wellenlängenverschiebung
ΔB	Differenz zweier Doppelbrechungsaufspaltungen
Δg	Gewinndifferenz zwischen den Polarisationsmoden
Δl	Längenänderung der Halbleiterprobe
$\Delta l/L$	relative Längenänderung des Halbleiters
ΔT	Änderung der Temperatur
ΔT_{Z}	Temperaturdifferenz über der aktiven Zone
$\Delta\lambda_{\mathrm{l}}$	longitudinaler Modenabstand
ϵ_0	Permittivität des Vakuums
ϵ_{r}	relative Permittivität
$\epsilon_{x,y}$	relative Längenänderung entlang der x,y-Richtung
η_{d}	differentielle Quanteneffizienz für oberseitige Emission
η_{I}	Strom-Injektionseffizienz
$\eta_{\pm}$	Pump-Term normiert auf die Laserschwelle
γ	Ladungsträger-Rekombinationsrate
γ_0	Dichroismus

γ_a	linearer Dichroismusfaktor
γ_p	linearer Doppelbrechungsfaktor
γ_s	Spin-Flip-Rate
κ	Abnahmerate der Photonendichte in der Kavität
λ	allgemeine Wellenlänge
λ_B	Bragg-Wellenlänge
λ_Th	thermische Leitfähigkeit
$\lambda_{x,y}$	Mittenwellenlänge der Polarisationsmode in x,y-Richtung
$\langle\bar{n}\rangle$	räumlich gemittelter Brechungsindex
$\langle\bar{n}_\mathrm{gr}\rangle$	räumlich gemittelter Gruppenindex
$\mu_\mathrm{n,p}$	Beweglichkeit der Elektronen bzw. Löcher
ν	Frequenz
ρ	spezifischer Widerstand
$\sigma^\pm$	rechts/links zirkulare Polarisation
σ_B	eingebrachte Verspannung
σ_elek	elektrische Leitfähigkeit
σ_ox	Oxidationsrate
τ_ox	Totzeit beim Oxidationsprozess
τ_p	Photonenlebensdauer
τ_sp	spontane Ladungsträgerlebensdauer
$\vec{q}$	Wärmestromdichte
ξ	Rauschfaktor spontane Emission
A	Querschnittsfläche der Struktur
a	differentieller Gewinn

A_a	Fläche der aktiven Zone
B	Doppelbrechungsaufspaltung
b	Breite des Kragbalkens
B_d	Bitrate
B_Keil	Breite des keilförmigen Stegs neben der Mesa
c	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
d	Dicke des Kragbalkens
$d^\star$	piezoelektrischer Koeffizient
D_a	aktiver Durchmesser
d_a	Gesamtdicke der vorhandenen Quantenfilme
d_cap	Dicke der Abschlussschicht
d_G	Gittertiefe
d_ox	Oxidationsweite
E	angelegtes elektrisches Feld
E_m	Elastizitätsmodul
E_dc	internes elektrisches Feld
$E_\pm$	rechts/links zirkular polarisierte elektrische Felder
f_3dB	3 dB Grenzfrequenz
F_B	am Kragbalken angreifende Kraft
f_R	Resonanzfrequenz bei Intensitätsmodulation
g	optischer Gewinnkoeffizient
g_th	Schwellgewinn
h	Plancksches Wirkungsquantum
I_H	Heizstrom

I_{L}	Pumpstrom des Lasers
I_{th}	Schwellstrom
$I_{\pm}$	Intensitäten des rechts/links zirkular polarisierten Lichts
j_{th}	Schwellstromdichte
k_{Th}	thermische Leitfähigkeit
L	Länge der Halbleiterprobe
l	Länge der Struktur
$l_{\mathrm{eff,t,b}}$	Eindringtiefen in den oberen/unteren Bragg-Spiegel
L_{eff}	effektive Kavitätslänge
L_{G}	Gitterperiode
L_{Kav}	Kavitätslänge
L_{Keil}	Länge des keilförmigen Stegs
L_{K}	Länge des Kragbalkens
m	positive ganze Zahl
$M_{\mathrm{Bt,Bb}}$	Anzahl der Schichtpaare im oberen/unteren Bragg-Spiegel
m_{j}	Spin-Quantenzahl
m_z	Ladungsträger-Spin-Magnetisierung
N	Ladungsträgerdichte normiert zum Wert an der Schwelle
n	Ladungsträgerdichte
$n_{\mathrm{n,p}}$	Dotierkonzentration für Elektronen und Löcher
n_{th}	Ladungsträgerdichte an der Laserschwelle
n_{t}	Transparenzladungsträgerdichte
P_{C}	zirkularer Polarisationsgrad
P_{diss}	im Laser dissipierte Leistung

p_{44}	elasto-optischer Koeffizient
P_{el}	eingebrachte elektrische Leistung
P_{L}	ausgekoppelte optische Leistung
Q	Verlustleistungsdichte
q	Elementarladung
$R_{\mathrm{t,b}}$	maximale Reflektivität des oberen/unteren Bragg-Spiegels
R_{tx}	thermischer Übertragswiderstand
r_{41}	linearer elektro-optischer Koeffizient
R_{Th}	thermischer Widerstand
S	Photonendichte
S_{A}	Auslenkung des Biegebalkens
T	Temperatur
T_{a}	Substrattemperatur des VCSELs
T_{max}	maximale Temperatur am Steg
t_{ox}	Oxidationszeit
$u_{1,2}$	Abstand der Metallbahnen zur VCSEL-Mesa
v_{g}	Gruppengeschwindigkeit
V_{H}	Heizspannung
V_{Piezo}	angelegte Spannung am piezoelektrischen Substrat
V_{th}	Laserspannung an der Schwelle
W_{G}	Stegbreite in der Gitterstruktur
$w_{1,2}$	Stegbreiten der Heizstruktur
DC	Verhältnis der Stegbreite zur Gitterperiode

Eigene Publikationen

Veröffentlichungen in Fachzeitschriften

(I) **T. Pusch**, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Vertical-cavity surface-emitting lasers with birefringence splitting above 250 GHz", *Electron. Lett.* **51**, S. 1600–1602, 2015.

(II) M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, N.C. Gerhardt, und M.R. Hofmann, "Frequency tuning of polarization oscillations: towards high-speed spin-lasers", *Appl. Phys. Lett.* **108**, S. 042404-1–4, 2016.

(III) **T. Pusch**, E. La Tona, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Monolithic vertical-cavity surface-emitting laser with thermally tunable birefringence", *Appl. Phys. Lett.* **110**, S. 151106-1–3, 2017.

(IV) M. Lindemann, G. Xu, **T. Pusch**, R. Michalzik, M.R. Hofmann, I. Žutić, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast spin-lasers", *Nature* **568**, S. 212–215, 2019.

(V) **T. Pusch**, P. Debernardi, M. Lindemann, F. Erb, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Vertical-cavity surface-emitting laser with integrated surface grating for high birefringence splitting", *Electron. Lett.* **55**, S. 1055–1057, 2019.

(VI) M. Lindemann, N. Jung, P. Stadler, **T. Pusch**, R. Michalzik, M.R. Hofmann, und N.C. Gerhardt, "Bias current and temperature dependence of polarization dynamics in spin-lasers with electrically tunable birefringence", *AIP Advances* **10**, S. 035211-1–5, 2020.

Konferenzbeiträge

(i) M. Lindemann, H. Höpfner, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, **T. Pusch**, und R. Michalzik, "Ultrafast polarization dynamics with controlled polarization oscillations in vertical-cavity surface-emitting lasers", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XIX*, C. Lei, K.D. Choquette (Edn.), *Proc. SPIE* **9381**, S. 93810I-1–7, 2015.

(ii) M. Lindemann, H. Höpfner, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, **T. Pusch**, und R. Michalzik, "Controlling the frequency of ultra-fast polarization oscillations in spin-VCSELs", *79stes jährliches Treffen der deutschen physikalischen Gesellschaft (DPG) und DPG Frühjahrstagung*, Poster HL 39.35. Berlin, Deutschland, März 2015.

(iii) **T. Pusch**, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Increasing the birefringence of VCSELs beyond 250 GHz", in *Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe 2015*, paper CB-2.2, München, Deutschland, Juni 2015.

(iv) M. Lindemann, **T. Pusch**, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Tuning the frequency of polarization oscillations in spin-VCSELs by mechanical strain induction", in *Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe 2015*, paper CB-2.1, München, Deutschland, Juni 2015.

(v) M. Lindemann, H. Höpfner, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, **T. Pusch**, und R. Michalzik, "Controlled switching and frequency tuning of polarization oscillations in vertical-cavity surface-emitting lasers", in *Spintronics VIII*, H.-J. Drouhin, J.-E. Wegrowe, M. Razeghi (Edn.), *Proc. SPIE* **9551**, S. 95512Z-1–5, 2015.

(vi) M. Lindemann, H. Höpfner, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, **T. Pusch**, und R. Michalzik, "Towards high frequency operation of polarization oscillations in spin vertical-cavity surface-emitting lasers" (eingeladen), in *Spintronics VIII*, H.-J. Drouhin, J.-E. Wegrowe, M. Razeghi (Edn.), *Proc. SPIE* **9551**, S. 95512O-1–5, 2015.

(vii) M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, **T. Pusch**, und R. Michalzik, "Influence of birefringence splitting on ultrafast polarization oscillations in VCSELs", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XX*, K.D. Choquette, J.K. Guenter (Edn.), *Proc. SPIE* **9766**, S. 97660L-1–7, 2016.

(viii) **T. Pusch**, M. Bou Sanayeh, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Birefringence tuning of VCSELs", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VII*, K. Panajotov, M. Sciamanna, A. Valle, R. Michalzik (Edn.), *Proc. SPIE* **9892**, S. 989222-1–6, 2016.

(ix) M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, N.C. Gerhardt, und M.R. Hofmann, "Frequency tuning of polarization oscillations in spin-polarized vertical-cavity surface-emitting lasers", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VII*, K. Panajotov, M. Sciamanna, A. Valle, R. Michalzik (Edn.), *Proc. SPIE* **9892**, S. 989224-1–5, 2016.

(x) N.C. Gerhardt, M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, und M.R. Hofmann, "Birefringent vertical-cavity surface-emitting lasers: toward high-speed spin-lasers" (eingeladen), in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VII*, K. Panajotov, M. Sciamanna, A. Valle, R. Michalzik (Edn.), *Proc. SPIE* **9892**, S. 989206-1–9, 2016.

(xi) M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, **T. Pusch**, und R. Michalzik, "Frequency tuning of polarization oscillations in spin-lasers", in *Spintronics IX*, H.-J. Drouhin, J.-E. Wegrowe, M. Razeghi (Edn.), *Proc. SPIE* **9931**, S. 993149-1–6, 2016.

(xii) N.C. Gerhardt, M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, und M.R. Hofmann, "High-frequency operation of spin vertical-cavity surface-emitting lasers: towards 100 GHz" (eingeladen), in *Spintronics IX*, H.-J. Drouhin, J.-E. Wegrowe, M. Razeghi (Edn.), *Proc. SPIE* **9931**, S. 99310C-1–6, 2016.

(xiii) M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, N.C. Gerhardt, und M.R. Hofmann, "Investigations on polarization oscillation amplitudes in spin-VCSELs", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XXI*, K.D. Choquette, C. Lei (Edn.), *Proc. SPIE* **10122**, S. 101220O-1–7, 2017.

(xiv) **T. Pusch**, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Birefringence tuning in vertical-cavity surface-emitting lasers based on asymmetric heating", *10ter European VCSEL Day*, Cardiff, Wales, Juni 2017.

(xv) **T. Pusch**, E. La Tona, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Thermally induced birefringence tuning of 37 GHz in VCSELs", in *Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe 2017*, paper CB-3.1, München, Deutschland, Juni 2017.

(xvi) M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, N.C. Gerhardt, und M.R. Hofmann, "Tunable polarization oscillations in resonantly pumped spin-VCSELs", in *Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe 2017*, paper CB-3.2, München, Deutschland, Juni 2017.

(xvii) N.C. Gerhardt, M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, und M.R. Hofmann, "Ultrafast polarization dynamics with resonance frequencies beyond 100 GHz in birefringent spin-lasers", Poster in *Gordon Research Conference, Spin Dynamics in Nanostructures*, Les Diablerets, Schweiz, Juli 2017.

(xviii) N.C. Gerhardt, M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, und M.R. Hofmann, "Ultrafast spin-VCSELs" (eingeladen), *European Semiconductor Laser Workshop*, Lyngby, Dänemark, Sept. 2017.

(xix) N.C. Gerhardt, M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, und M.R. Hofmann, "High-frequency polarization dynamics in spin-lasers: pushing the limits"(eingeladen), in *Spintronics X*, H.-J. Drouhin, J.-E. Wegrowe, M. Razeghi, H. Jaffrès (Edn.), *Proc. SPIE* **10357**, S. 103572F-1–6, 2017.

(xx) **T. Pusch**, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Electrical birefringence tuning of VCSELs", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XXII*, C. Lei, K.D. Choquette (Edn.), *Proc. SPIE* **10552**, S. 105520A-1–6, 2018.

(xxi) M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, N.C. Gerhardt, und M.R. Hofmann, "Demonstrating ultrafast polarization dynamics in spin-VCSELs", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XXII*, C. Lei, K.D. Choquette (Edn.), *Proc. SPIE* **10552**, S. 1055209-1–6, 2018.

(xxii) **T. Pusch**, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Thermally induced birefringence tuning of VCSELs", *11ter European VCSEL Day*, Ulm, Deutschland, April 2018.

(xxiii) M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, N.C. Gerhardt, und M.R. Hofmann, "Spin-VCSELs: opportunities and challenges", *11ter European VCSEL Day*, Ulm, Deutschland, April 2018.

(xxiv) **T. Pusch**, S. Scherübl, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Thermally-induced birefringence in VCSELs: approaching the limits", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VIII*, K. Panajotov, M. Sciamanna, R. Michalzik (Edn.), *Proc. SPIE* **10682**, S. 1068219-1–6, 2018.

(xxv) M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, N.C. Gerhardt, und M.R. Hofmann, "Spin lasers for optical data communication", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VIII*, K. Panajotov, M. Sciamanna, R. Michalzik (Edn.), *Proc. SPIE* **10682**, S. 1068205-1–6, 2018.

(xxvi) M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, M.R. Hofmann, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast polarization dynamics in spin-lasers for optical data transmission" (eingeladen), *SPIE Optics + Photonics 2018, Spintronics XI*, San Diego, Kalifornien, USA, Aug. 2018.

(xxvii) N.C. Gerhardt, M. Lindemann, G. Xu, **T. Pusch**, R. Michalzik, I. Žutić, und M.R. Hofmann, "Polarization modulation in spin-lasers: challenges and prospects" (eingeladen), *SPIE Optics + Photonics 2018, Spintronics XI*, San Diego, Kalifornien, USA, Aug. 2018.

(xxviii) M. Lindemann, G. Xu, **T. Pusch**, R. Michalzik, M.R. Hofmann, I. Žutić, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast spin-lasers", *arXiv:1807.02820 [cond-mat.mes-hall]*, 8. Juli, 2018.

(xxix) M. Lindemann, **T. Pusch**, G. Xu, I. Žutić, R. Michalzik, M.R. Hofmann, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast birefringent spin-lasers", in Proc. *2018 Workshop on Innovative Nanoscale Devices and Systems, WINDS*, S. 148–149, Hawaii, USA, Nov. 2018.

(xxx) N.C. Gerhardt, M. Lindemann, **T. Pusch**, G. Xu, I. Žutić, R. Michalzik, und M.R. Hofmann, "Ultrafast spin-lasers for high-speed optical communication" (eingeladen), *SPIE Photonics West 2019, Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XVI*, San Francisco, Kalifornien, USA, Feb. 2019.

(xxxi) **T. Pusch**, P. Debernardi, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Integrated surface gratings for high defined birefringence in VCSELs", *12ter European VCSEL Day*, Brüssel, Belgien, Mai 2019.

(xxxii) M. Lindemann, G. Xu, **T. Pusch**, R. Michalzik, M.R. Hofmann, I. Žutić, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast spin-VCSELs and optical data communication", *12ter European VCSEL Day*, Brüssel, Belgien, Mai 2019.

(xxxiii) P. Debernardi, A. Tibaldi, **T. Pusch**, und R. Michalzik, "High modal birefringence in VCSELs induced by surface gratings", *12ter European VCSEL Day*, Brüssel, Belgien, Mai 2019.

(xxxiv) **T. Pusch**, P. Debernardi, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Birefringent surface gratings for ultrafast spin-VCSELs", in *Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe 2019*, postdeadline paper PD-1.7, München, Deutschland, Juni 2019.

(xxxv) M. Lindemann, G. Xu, **T. Pusch**, R. Michalzik, M.R. Hofmann, I. Žutić, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast spin-lasers for optical data communication", in *Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe 2019*, paper CB-2.2, München, Deutschland, Juni 2019.

(xxxvi) M. Lindemann, **T. Pusch**, G. Xu, I. Žutić, R. Michalzik, M.R. Hofmann, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast birefringent spin-lasers for high-speed optical communication" (eingeladen), *SPIE Optics + Photonics 2019, Spintronics XII*, San Diego, Kalifornien, USA, Aug. 2019.

(xxxvii) M. Lindemann, **T. Pusch**, R. Michalzik, M.R. Hofmann, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast spin-lasers for high-speed optical communication", *Huawei – 2019 Workshop on Novel Photonics Technologies*, Dublin, Irland, Sept. 2019.

(xxxviii) N. Jung, M. Lindemann, P. Stadler, **T. Pusch**, R. Michalzik, M.R. Hofmann, und N.C. Gerhardt, "Polarization dynamics of a VCSEL with thermally tuned birefringence", *European Semiconductor Laser Workshop*, Cork, Irland, Sept. 2019.

(xxxix) M.R. Hofmann, M. Lindemann, N. Jung, **T. Pusch**, R. Michalzik, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast spin-VCSELs" (eingeladen), *International Symposium on Physics and Applications of Laser Dynamics, IS-PALD 2019*, Metz, Frankreich, Nov. 2019.

(xl) M. Lindemann, G. Xu, **T. Pusch**, R. Michalzik, M.R. Hofmann, I. Žutić, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast spin-lasers" (eingeladen), in Abstract Book *50tes Winter Colloquium on the Physics of Quantum Electronics, PQE-2020*, S. 196. Snowbird, Utah, USA, Jan. 2020.

(xli) M. Lindemann, N. Jung, **T. Pusch**, G. Xu, I. Žutić, R. Michalzik, M.R. Hofmann, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast polarization modulation in birefringent spin-VCSELs" (eingeladen), *SPIE Photonics West 2020, Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XVII*, San Francisco, Kalifornien, USA, Feb. 2020.

(xlii) **T. Pusch**, P. Debernardi, M. Lindemann, N. Jung, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Integrated surface gratings in VCSELs for high birefringence splitting", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IX*, M. Sciamanna, R. Michalzik, K. Panajotov, S. Höfling (Edn.), *Proc. SPIE* **11356**, S. 113560L-1–7, 2020.

(xliii) N. Jung, M. Lindemann, P. Stadler, **T. Pusch**, R. Michalzik, M.R. Hofmann, und N.C. Gerhardt, "Investigation of the polarization state in spin-VCSELs with thermally tuned birefringence", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IX*, M. Sciamanna, R. Michalzik, K. Panajotov, S. Höfling (Edn.), *Proc. SPIE* **11356**, S. 113560M-1–6, 2020.

(xliv) **T. Pusch**, M. Lindemann, N. Jung, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Manipulation of birefringence in spin-VCSELs" (eingeladen), in *Spintronics XIII*, H.-J.M. Drouhin, J.-E. Wegrowe, M. Razeghi (Edn.), *Proc. SPIE* **11470**, S. 114702K-1–11, 2020.

(xlv) M. Lindemann, N. Jung, M. Burghard, **T. Pusch**, G. Xu, I. Žutić, D. Birkedal, R. Michalzik, M.R. Hofmann, und N.C. Gerhardt, "Intensity and polarization dynamics in ultrafast birefringent spin-VCSELs" (eingeladen), in *Spintronics XIII*, H.-J.M. Drouhin, J.-E. Wegrowe, M. Razeghi (Edn.), *Proc. SPIE* **11470**, S. 114702H-1–7, 2020.

Literaturverzeichnis

[1] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, und Y. Suematsu, "GaInAsP/InP surface emitting injection lasers", *Jpn. J. Appl. Phys.* **18**, S. 2329–2330, 1979.

[2] K. Iga, "Surface-emitting laser – its birth and generation of new optoelectronics field", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6**, S. 1201–1215, 2000.

[3] R. Michalzik, "VCSEL fundamentals", Kap. 2 in *VCSELs – Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, R. Michalzik (Ed.), S. 19–75. Berlin: Springer, 2013.

[4] J. Hecht, "The bandwidth bottleneck that is throttling the internet", *Nature* **536**, S. 139–142, 2016.

[5] D.A.B. Miller, "Device requirements for optical interconnects to silicon chips", *Proc. IEEE* **97**, S. 1166–1185, 2009.

[6] K.Y. Lau, "Dynamics of Quantum Well Lasers", Kap. 5 in *Quantum Well Lasers*, P.S. Zory (Ed.), S. 217–272. San Diego: Academic Press, 1993.

[7] P. Moser, J.A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, N.N. Ledentsov, und D. Bimberg, "25 Gb/s operation of oxide-confined 850 nm VCSELs with ultralow 56 fJ dissipated power per bit", in Proc. *Int. Semicond. Laser Conf., ISLC 2012*, S. 157–158, San Diego, USA, Okt. 2012.

[8] H. Li, P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, A. Mutig, J.A. Lott, und D. Bimberg, "Energy-efficient and temperature-stable oxide-confined 980 nm VCSELs operating error-free at 38 Gbit/s at 85°C", *Electron. Lett.* **50**, S. 103–105, 2014.

[9] P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, H. Li, J.A. Lott, und D. Bimberg, "Energy efficient 40 Gbit/s transmission with 850 nm VCSELs at 108 fJ/bit dissipated heat", *Electron. Lett.* **49**, S. 666–667, 2013.

[10] P. Moser, J.A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, und D. Bimberg, "Error-free 46 Gbit/s operation of oxide-confined 980 nm VCSELs at 85°C", *Electron. Lett.* **50**, S. 1369–1371, 2014.

[11] P. Westbergh, J.S. Gustavsson, B. Kögel, A. Haglund, und A. Larsson, "Impact of photon lifetime on high-speed VCSEL performance", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **17**, S. 1603–1613, 2011.

[12] D.M. Kuchta, A.V. Rylyakov, C.L. Schow, J.E. Proesel, C.W. Baks, P. Westbergh, J.S. Gustavsson, und A. Larsson, "A 50 Gb/s NRZ modulated 850 nm VCSEL transmitter operating error free to 90°C", *J. Lightwave Technol.* **33**, S. 802–810, 2015.

[13] D.M. Kuchta, A.V. Rylyakov, C.L. Schow, J.E. Proesel, C.W. Baks, P. Westbergh, J.S. Gustavsson, und A. Larsson, "64 Gb/s transmission over 57 m MMF using an NRZ modulated 850 nm VCSEL", in Proc. *Opt. Fiber Commun. Conf., OFC 2014*, S. Th3C.2-1–3, San Francisco, USA, März 2014.

[14] D.M. Kuchta, A.V. Rylyakov, F.E. Doany, C.L. Schow, J.E. Proesel, C.W. Baks, P. Westbergh, J.S. Gustavsson, und A. Larsson, "A 71 Gb/s NRZ modulated 850 nm VCSEL-based optical link", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27**, S. 577–580, 2015.

[15] K. Szczerba, T. Lengyel, Z. He, J. Chen, P.A. Andrekson, M. Karlsson, H. Zirath, und A. Larsson, "High speed optical interconnects with 850 nm VCSELs and advanced modulation formats", *Proc. SPIE* **10122**, S. 101220G-1–8, 2017.

[16] J. Lavrencik, S. Varughese, J.S. Gustavsson, E. Haglund, A. Larsson, und S.E. Ralph, "Error-free 100 Gbps PAM-4 transmission over 100 m wideband fiber using 850 nm VCSELs", in Proc. *Europ. Conf. on Opt. Commun., ECOC 2017*, Göteborg, Schweden, Sept. 2017.

[17] X. Lu, V.S. Lyubopytov, L. Chorchos, G. Stepniak, M. Agustin, J.-R. Kropp, N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, N. Ledentsov Jr., J.P. Turkiewicz, und I.T. Monroy, "100 G flexible IM-DD 850 nm VCSEL transceiver with fractional bit rate using eight-dimensional PAM", in Proc. *Europ. Conf. on Opt. Commun., ECOC 2017*, Göteborg, Schweden, Sept. 2017.

[18] T. Zuo, L. Zhang, J. Zhou, Q. Zhang, E. Zhou, und G.N. Liu, "Single lane 150 Gb/s, 100 Gb/s and 70 Gb/s 4-PAM transmission over 100 m, 300 m and 500 m MMF using 25 G class 850 nm VCSEL", in Proc. *Europ. Conf. on Opt. Commun., ECOC 2016*, S. 974–976, Düsseldorf, Deutschland, Sept. 2016.

[19] N. Haghighi, G. Larisch, R. Rosales, M. Zorn, und J.A. Lott, "35 GHz bandwidth with directly current modulated 980 nm oxide aperture single cavity VCSELs", in Proc. *Int. Semicond. Laser Conf., ISLC 2018*, S. 245–246, Santa Fe, USA, Sept. 2018.

[20] S. Hallstein, J.D. Berger, M. Hilpert, H.C. Schneider, W.W. Rühle, F. Jahnke, S.W. Koch, H.M. Gibbs, G. Khitrova, und M. Oestreich, "Manifestation of coherent spin precession in stimulated semiconductor emission dynamics", *Phys. Rev. B* **56**, S. 7076–7079, 1997.

[21] J. Lee, R. Oszwaldowski, C. Gøthgen, und I. Žutić, "Mapping between quantum dot and quantum well lasers: from conventional to spin lasers", *Phys. Rev. B* **85**, S. 045314-1–13, 2012.

[22] N.C. Gerhardt und M.R. Hofmann, "Spin-controlled vertical-cavity surface-emitting lasers", *Advances in Optical Technol.* **2012**, S. 268949-1–15, 2012.

[23] M.Y. Li, H. Jähme, H. Soldat, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und T. Ackemann, "Birefringence controlled room-temperature picosecond spin dynamics close to the threshold of vertical-cavity surface-emitting laser devices", *Appl. Phys. Lett.* **97**, S. 191114-1–3, 2010.

[24] M. Lindemann, G. Xu, T. Pusch, R. Michalzik, M.R. Hofmann, I. Žutić, und N.C. Gerhardt, "Ultrafast spin-lasers", *Nature* **568**, S. 212–215, 2019.

[25] R. Sauer, *Halbleiterphysik – Lehrbuch für Physiker und Ingenieure*, Kap. 13 "Halbleiter-Leuchtdioden und -Laser", S. 331–355. München: Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2009.

[26] P.S. Zory Jr., *Quantum Well Lasers* (2. Ed.), San Diego: Academic Press, 1993.

[27] S.F. Yu, *Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers* (1. Ed.), Hoboken: Wiley, 2003.

[28] K.J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*, Kap. 1 "Halbleiterkristalle", S. 1–17. Berlin: Springer, 1992.

[29] J.L. Jewell, A. Scherer, S.L. McCall, Y.H. Lee, S. Walker, J.P. Harbison, und L.T. Florez, "Low-threshold electrically pumped vertical-cavity surface-emitting microlasers", *Electron. Lett.* **25**, S. 1123–1124, 1989.

[30] Y. Qian, Z.H. Zhu, Y.H. Lo, D.L. Huffaker, D.G. Deppe, H.Q. Hou, B.E. Hammons, W. Lin, und Y.K. Tu, "Low-threshold proton-implanted 1.3 μm vertical-cavity top-surface-emitting lasers with dielectric and wafer-bonded GaAs/AlAs Bragg mirrors", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, S. 866–868, 1997.

[31] K.D. Choquette, R.P. Schneider Jr., K.L. Lear, und K.M. Geib, "Low threshold voltage vertical-cavity lasers fabricated by selective oxidation", *Electron. Lett.* **30**, S. 2043–2044, 1994.

[32] K.L. Lear, K.D. Choquette, R.P. Schneider Jr., S.P. Kilcoyne, und K.M. Geib, "Selectively oxidised vertical cavity surface emitting lasers with 50 % power conversion efficiency", *Electron. Lett.* **31**, S. 208–209, 1995.

[33] S.W. Corzine, R.H. Yan, und L.A. Coldren, "A tanh substitution technique for the analysis of abrupt and graded interface multilayer dielectric stacks", *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, S. 2086–2090, 1991.

[34] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*, Kap. 5 "Matrix Formulation for Isotropic Layered Media", S. 102–117. New York: John Wiley & Sons, 1988.

[35] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics*, Kap. 1 "Basic Properties of the Electromagnetic Field ", S. 1–70. Oxford: Pergamon Press, 1989.

[36] S.A. Chalmers, K.L. Lear, und K.P. Killeen, "Low resistance wavelength-reproducible p-type (Al,Ga)As distributed Bragg reflectors grown by molecular beam epitaxy", *Appl. Phys. Lett.* **62**, S. 1585–1587, 1993.

[37] P. Debernardi und R. Orta, "Analytical electromagnetic solution for Bragg mirrors with graded interfaces and guidelines for enhanced reflectivity", *IEEE J. Quantum Electron.* **43**, S. 269–274, 2007.

[38] M.L. Parker, *Physics of Optoelectronics*, Kap. 2 "Introduction to Laser Dynamics", S. 47–106. Boca Raton: Taylor & Francis Group, CRC Press, 2005.

[39] K.J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*, Kap. 10 "Laserdioden", S. 301–381. Berlin: Springer, 1992.

[40] L.A. Coldren, S.W. Corzine, und M.L. Mašanović, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Kap. 2 "A Phenomenological Approach to Diode Lasers", S. 45–87. New Jersey: John Wiley & Sons, 2012.

[41] P.W.A. Mc Ilroy, A. Kurobe, und Y. Uematsu, "Analysis and application of theoretical gain curves to the design of multi-quantum-well lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* **21**, S. 1958–1963, 1985.

[42] B. Tell, K.F. Brown-Goebeler, R.E. Leibenguth, F.M. Baez, und Y.H. Lee, "Temperature dependence of GaAs-AlGaAs vertical cavity surface emitting lasers", *Appl. Phys. Lett.* **60**, S. 683–685, 1992.

[43] K.D. Choquette, D.A. Richie, und R.E. Leibenguth, "Temperature dependence of gain-guided vertical-cavity surface-emitting laser polarization", *Appl. Phys. Lett.* **64**, S. 2062–2064, 1994.

[44] W. Nakwaski und M. Osiński, "Thermal resistance of top-surface-emitting vertical-cavity semiconductor lasers and monolithic two-dimensional arrays", *Electron. Lett.* **28**, S. 572–574, 1992.

[45] M. Daubenschüz und R. Michalzik, "Parameter extraction from temperature-dependent light–current–voltage data of vertical-cavity surface-emitting lasers", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VII*, K. Panajotov, M. Sciamanna, A. Valle, R. Michalzik (Edn.), *Proc. SPIE* **9892**, S. 98920R-1–8, 2016.

[46] G. Verschaffelt, K. Panajotov, J. Albert, B. Nagler, M. Peeters, J. Danckaert, I. Veretennicoff, und H. Thienpont, "Polarisation switching in vertical-cavity surface-emitting lasers: from experimental observations to applications", *Opto-Electronics Review* **9**, S. 257–268, 2001.

[47] A. Yariv und P. Yeh, *Optical Waves in Chrystals*, Kap. 7 "Electro-optics", S. 220–275. New York: John Wiley & Sons, 1984.

[48] M.P. van Exter, A.K. Jansen van Doorn, und J.P. Woerdman, "Electro-optic effect and birefringence in semiconductor vertical-cavity lasers", *Phys. Rev. A* **56**, S. 845–853, 1997.

[49] R.F.M. Hendricks, M.P. van Exter, J.P. Woerdman, A. van Geelen, L. Weegels, K.H. Gulden, und M. Moser "Electro-optic birefringence in semiconductor vertical-cavity lasers", *Appl. Phys. Lett.* **71**, S. 2599–2601, 1997.

[50] K. Panajotov und F. Prati, "Polarization Dynamics of VCSELs", Kap. 6 in *VCSELs – Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, R. Michalzik (Ed.), S. 181–232. Berlin: Springer, 2013.

[51] P. Debernardi, G.P. Bava, C. Degen, I. Fischer, und W. Elsäßer, "Influence of anisotropies on transverse modes in oxide-confined VCSELs", *IEEE J. Quant. Electron.* **38**, S. 73–84, 2002.

[52] M.S. Park, B.T. Ahn, B.-S. Yoo, H.Y. Chu, H.-H. Park, und C.J. Chang-Hasnain, "Polarization control of vertical-cavity surface-emitting lasers by electro-optic birefringence", *Appl. Phys. Lett.* **76**, S. 813–815, 2000.

[53] M. Peeters, K. Panajotov, G. Verschaffelt, B. Nagler, J. Albert, H. Thienpont, I. Veretennicoff, und J. Danckaert, "Polarization behavior of vertical-cavity surface-emitting lasers under the influence of in-plane anisotropic strain", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers VI*, C. Lei, S.P. Kilcoyne (Edn.), Proc. SPIE **4649**, S. 281–291, 2002.

[54] A. Yariv und P. Yeh, *Optical Waves in Chrystals*, Kap. 9 "Acousto-optics", S. 318–365. New York: John Wiley & Sons, 1984.

[55] M.P. van Exter, M.B. Willemsen, und J.P. Woerdman, "Polarization fluctuations in vertical-cavity semiconductor lasers", *Phys. Rev. A* **58**, S. 4191–4205, 1998.

[56] M.P. van Exter, M.B. Willemsen, und J.P. Woerdman, "Polarization modal noise and dichroism in vertical-cavity semiconductor lasers", *Appl. Phys. Lett.* **74**, S. 2274–2276, 1999.

[57] M. Sondermann, M. Weinkath, und T. Ackemann, "Polarization switching to the gain disfavored mode in vertical-cavity surface-emitting lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* **40**, S. 97–104, 2004.

[58] D. Burak, J.V. Moloney, und R. Binder, "Microscopic theory of polarization properties of optically anisotropic vertical-cavity surface-emitting lasers", *Phys. Rev. A* **61**, S. 053809-1–21, 2000.

[59] B. Ryvkin, K. Panajotov, A. Georgievski, J. Danckaert, M. Peeters, G. Verschaffelt, H. Thienpont, und I. Veretennicoff, "Effect of photon-energy-dependent loss and gain mechanisms on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers", *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, S. 2106–2113, 1999.

[60] K. Panajotov, J. Danckaert, G. Verschaffelt, M. Peeters, B. Nagler, J. Albert, B. Ryvkin, H. Thienpont, und I. Veretennicoff, "Polarization behavior of vertical-cavity surface-emitting lasers: experiments, models and applications", in Proc. *Intern. School on Quantum Electron., ISQE 2000*, S. 403–417, Erice, Italien, 2001.

[61] K. Panajotov, B. Nagler, G. Verschaffelt, J. Albert, J. Danckaert, I. Veretennicoff, H. Thienpont, J. Yong, und J. Rorison, "In-plane strain modification of polarization behavior of vertical-cavity surface-emitting lasers", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers V*, K.D. Choquette, C. Lei (Edn.), *Proc. SPIE* **4286**, S. 55–62, 2001.

[62] T. Ackemann und M. Sondermann, "Characteristics of polarization switching from the low to the high frequency mode in vertical-cavity surface-emitting lasers", *Appl. Phys. Lett.* **78**, S. 3574–3576, 2001.

[63] G. Van der Sande, M. Peeters, I. Veretennicoff, J. Danckaert, G. Verschaffelt, und S. Balle, "The effect of stress, temperature, and spin flips on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* **42**, S. 898–906, 2006.

[64] M. Shimizu, T. Mukaihara, T. Baba, F. Koyama, und K. Iga, "A method of polarization stabilization in surface emitting lasers", *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, S. 1015–1017, 1991.

[65] K. Panajotov, M. Camarena, M.-C. Moreno, H.J. Unold, R. Michalzik, H. Thienpont, J. Danckaert, I. Veretennicoff, und G. Verschaffelt, "Polarization behavior and mode structure of vertical-cavity surface-emitting lasers with elliptical surface relief", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers VII*, C. Lei, S.P. Kilcoyne (Edn.), *Proc. SPIE* **4994**, S. 127–137, 2003.

[66] T. Mukaihara, N. Ohnoki, Y. Hayashi, N. Hatori, F. Koyama, und K. Iga, "Polarization control of vertical-cavity surface-emitting lasers using a birefringent metal/dielectric polarizer loaded on top distributed Bragg reflector", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **1**, S. 667–673, 1995.

[67] J.M. Ostermann, P. Debernardi, A. Kroner, und R. Michalzik, "Polarization-controlled surface grating VCSELs under externally induced anisotropic strain", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**, S. 1301–1303, 2007.

[68] K.D. Choquette, R.P. Schneider Jr., K.L. Lear, und R.E. Leibenguth, "Gain-dependent polarization properties of vertical-cavity lasers", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **1**, S. 661–666, 1995.

[69] J.M. Ostermann und R. Michalzik, "Polarization Control of VCSELs", Kap. 5 in *VCSELs – Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, R. Michalzik (Ed.), S. 147–180. Berlin: Springer, 2013.

[70] P. Moser, J.A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, N.N. Ledentsov, und D. Bimberg, "56 fJ dissipated energy per bit of oxide-confined 850 nm VCSELs operating at 25 Gbit/s", *Electron. Lett.* **48**, S. 1292–1294, 2012.

[71] L.A. Coldren, S.W. Corzine, und M.L. Mašanović, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Kap. 5 "Dynamic Effects", S. 247–329. New Jersey: John Wiley & Sons, 2012.

[72] H. Ando, T. Sogawa, und H. Gotoh, "Photon-spin controlled lasing oscillation in surface-emitting lasers", *Appl. Phys. Lett.* **73**, S. 566–568, 1998.

[73] I. Žutić, J. Fabian, und S. Das Sarma, "Spintronics: fundamentals and applications", *Reviews of Modern Physics* **76**, S. 323–410, 2004.

[74] M. San Miguel, Q. Feng, und J.V. Moloney, "Light-polarization dynamics in surface-emitting semiconductor lasers", *Phys. Rev. A* **52**, S. 1728–1739, 1995.

[75] J. Martin-Regalado, F. Prati, M. San Miguel, und N.B. Abraham, "Polarization properties of vertical-cavity surface-emitting lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, S. 765–783, 1997.

[76] A. Gahl, S. Balle, und M. San Miguel, "Polarization dynamics of optically pumped VCSELs", *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, S. 342–351, 1999.

[77] M. Holub, J. Shin, D. Saha, und P. Bhattacharya, "Electrical spin injection and threshold reduction in a semiconductor laser", *Phys. Rev. Lett.* **98**, S. 146603-1–4, 2007.

[78] D. Basu, D. Saha, C.C. Wu, M. Holub, Z. Mi, und P. Bhattacharya, "Electrically injected InAs/GaAs quantum dot spin laser operating at 200 K", *Appl. Phys. Lett.* **92**, S. 091119-1–3, 2008.

[79] J. Rudolph, D. Hägele, H.M. Gibbs, G. Khitrova, und M. Oestreich, "Laser threshold reduction in a spintronic device", *Appl. Phys. Lett.* **82**, S. 4516–4518, 2003.

[80] F. Prati, P. Caccia, und F. Castelli, "Effects of gain saturation on polarization switching in vertical-cavity surface-emitting lasers", *Phys. Rev. A* **66**, S. 063811-1–7, 2002.

[81] R. Al-Seyab, D. Alexandropoulos, I.D. Henning, und M.J. Adams, "Instabilities in spin-polarized vertical-cavity surface-emitting lasers", *IEEE Photon. J.* **3**, S. 799–809, 2011.

[82] H. Soldat, M. Li, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, A. Ludwig, A. Ebbing, D. Reuter, A.D. Wieck, F. Stromberg, W. Keune, und H. Wende, "Room temperature spin relaxation length in spin light-emitting diodes", *Appl. Phys. Lett.* **99**, S. 051102-1–3, 2011.

[83] S. Saikin, M. Shen, und M.-C. Cheng, "Spin dynamics in a compound semiconductor spintronic structure with a Schottky barrier", *J. Physics: Condensed Matter* **18**, S. 1–15, 2006.

[84] D. Saha, D. Basu, und P. Bhattacharya, "High-frequency dynamics of spin-polarized carriers and photons in a laser", *Phys. Rev. B* **82**, S. 205309-1–6, 2010.

[85] K. Panajotov, B. Nagler, G. Verschaffelt, A. Georgievski, H. Thienpont, J. Danckaert, und I. Veretennicoff, "Impact of in-plane anisotropic strain on the polarization behavior of vertical-cavity surface-emitting lasers", *Appl. Phys. Lett.* **77**, S. 1590–1592, 2000.

[86] J.M. Ostermann, *Diffractive Optics for Polarization Control of Vertical-Cavity Surface-Emiting Lasers*. Doktorarbeit, Universität Ulm, Ulm, Deutschland (Cuvillier, Göttingen), 2007.

[87] T. Pusch, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Vertical-cavity surface-emitting lasers with birefringence splitting above 250 GHz", *Electron. Lett.* **51**, S. 1600–1602, 2015.

[88] T. Pusch, M. Lindemann, N. Jung, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Manipulation of birefringence in spin-VCSELs" (eingeladen), in *Spintronics XIII*, H.-J.M. Drouhin, J.-E. Wegrowe, M. Razeghi (Edn.), *Proc. SPIE* **11470**, S. 114702K-1–11, 2020.

[89] J. Bläsi, *Untersuchung des Doppelbrechungs- und Polarisationsverhaltens bei Vertikallaserdioden unter mechanischer Verspannung*. Bachelorarbeit, Universität Ulm, Ulm, Deutschland, 2014.

[90] T. Pusch, M. Bou Sanayeh, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Birefringence tuning of VCSELs", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VII*, K. Panajotov, M. Sciamanna, A. Valle, R. Michalzik (Edn.), *Proc. SPIE* **9892**, S. 989222-1–6, 2016.

[91] J.M. Senior, *Optical Fiber Communication – Principles and Practice*, Kap. 18 "Transmission Characteristics of Optical Fibers", S. 62–110. Hempstead: Prentice Hall International, 1985.

[92] H. Riechert, A. Ramakrishnan, und G. Steinle, "Development of InGaAsN-based 1.3 μm VCSELs", *Sem. Science and Technol.* **17**, S. 892–897, 2002.

[93] S. Sato und S. Satoh, "1.21 μm continuous-wave operation of highly strained GaInAs quantum well lasers on GaAs substrate", *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, S. 990–992, 1999.

[94] J. Dankert und H. Dankert, *Technische Mechanik – Statik, Festigkeitslehre, Kinematik/Kinetik*, Kap. 18 "Computer-Verfahren für Biegeprobleme", S. 273–306. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2013.

[95] B. Assmann, *Technische Mechanik – Band 2: Festigkeitslehre*, Kap. 4 "Biegung", S. 69–199. München: Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 1999.

[96] J. Dankert und H. Dankert, *Technische Mechanik – Statik, Festigkeitslehre, Kinematik/Kinetik*, Kap. 16 "Biegung", S. 215–248. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2013.

[97] J.H. Gobrecht, "Elastizität der festen Körper", Kap. 5 in *Bergmann · Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik – Mechanik, Akustik, Wärme*, H. Gobrecht, J.H. Gobrecht, und K.H. Gobrecht (Edn.), S. 252–301. Berlin: Walter de Gruyter, 1990.

[98] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1 – Mechanik und Wärme*, Kap. 6 "Reale feste und flüssige Körper", S. 165–198. Berlin: Springer, 2006.

[99] O. Madelung, "Semiconductors – Group IV Elements and III-V Compounds", in *Data in Science and Technology*, O. Madelung, R. Poerschke (Edn.). Berlin: Springer, 1991.

[100] B.F. Usher, D. Zhou, S.C. Goh, T. Warminski, und X.P. Huang, "Poisson's ratio of GaAs", in Proc. *Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices*, L. Faraone, J.M. Dell, T.A. Fisher, C.A. Musca, und B.D Nener (Edn.), S. 290–293, 1999.

[101] M. Shayegan, K. Karrai, Y.P. Shkolnikov, K. Vakili, E.P. De Poortere, und S. Manus, "Low-temperature, in situ tunable, uniaxial stress measurements in semiconductors using a piezoelectric actuator", *Appl. Phys. Lett.* **83**, S. 5235–5237, 2003.

[102] K.D. Jöns, R. Hafenbrak, R. Singh, F. Ding, J.D. Plumhof, A. Rastelli, O.G. Schmidt, G. Bester, und P. Michler, "Dependence of the redshifted and blueshifted photoluminescence spectra of single $In_xGa_{1-x}As$/GaAs quantum dots on the applied uniaxial stress", *Phys. Rev. Lett.* **107**, S. 217402-1–5, 2011.

[103] U.J. Sutter, *Domäneneffekte in ferroelektrischen PZT-Keramiken*. Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, Karlsruhe, Deutschland, 2005.

[104] M.S. Vijaya, *Piezoelectric Materials and Devices – Applications in Engineering and Medical Science* (1. Ed.), Boca Raton, Florida: CRC Press, 2013.

[105] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2 – Elektrizität und Optik*, Kap. "Elektrostatik", S. 1–41. Berlin: Springer, 2004.

[106] T. Pusch, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Electrical birefringence tuning of VCSELs", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XXII*, C. Lei, K.D. Choquette (Edn.), *Proc. SPIE* **10552**, S. 105520A-1–6, 2018.

[107] P. Debernardi, Consiglio Nazionale delle Ricerche, Turin, 2019, unveröffentlicht.

[108] M. Wehl, *Doppelbrechungserhöhung von Vertikallaserdioden mittels piezoelektrischen Substrats*. Bachelorarbeit, Universität Ulm, Ulm, Deutschland, 2018.

[109] W. Demtröder, *Experimentalphysik – Mechanik und Wärme*, Kap. 10 "Wärmelehre", S. 277–347. Berlin: Springer, 2006.

[110] A.K. Jansen van Doorn, M.P. van Exter, und J.P. Woerdman, "Elasto-optic anisotropy and polarization orientation of vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers", *Appl. Phys. Lett.* **69**, S. 1041–1043, 1996.

[111] A.K. Jansen van Doorn, M.P. van Exter, und J.P. Woerdman, "Tailoring the birefringence in a vertical-cavity semiconductor laser", *Appl. Phys. Lett.* **69**, S. 3635–3637, 1996.

[112] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, Kap. 6 "Elektrizität", S. 293–352. Berlin: Springer, 2004.

[113] T.J. Rinke und C. Koch, *Fotolithografie – Grundlagen der Mikrostrukturierung*, Kap. 18 "Entwicklung", S. 101–105. Ulm: MicroChemicals GmbH, 2017.

[114] S. Scherübl, *Thermisches Durchstimmen der Doppelbrechung in Laserdioden mit Vertikalresonator*. Masterarbeit, Universität Ulm, Ulm, Deutschland, 2018.

[115] S. Adachi, *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*, Kap. 7 "Carrier Transport Properties", S. 165–224. London: Institution of Electrical Engineers, INSPEC, 1993.

[116] S. Adachi, *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*, Kap. 3 "Thermal Conductivity of AlGaAs", S. 46–50. London: Institution of Electrical Engineers, INSPEC, 1993.

[117] R. Gross und A. Marx, *Festkörperphysik*, Kap. 10 "Halbleiter", S. 469–574. Berlin: De Gruyter, 2014.

[118] R. Michalzik, *Modellierung und Design von Laserdioden mit Vertikalresonator*. Doktorarbeit, Universität Ulm, Ulm, Deutschland (VDI Verlag, Düsseldorf), 1996.

[119] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, Kap. 5 "Wärme", S. 207–292. Berlin: Springer, 2004.

[120] T. Pusch, S. Scherübl, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Thermally-induced birefringence in VCSELs: approaching the limits", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VIII*, K. Panajotov, M. Sciamanna, R. Michalzik (Edn.), *Proc. SPIE* **10682**, S. 1068219-1–6, 2018.

[121] T.J. Rinke und C. Koch, *Fotolithografie – Grundlagen der Mikrostrukturierung*, Kap. 19 "Auswahlkriterien für den Fotolack", S. 99–100. Ulm: MicroChemicals GmbH, 2017.

[122] D.G. Deppe, "Optical Microcavities and Selectively Oxidized Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers", Kap. 1 in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Technology and Applications*, J. Cheng, N.K. Dutta (Edn.), S. 1–58. Amsterdam: Overseas Publishers Association (OPA), 2000.

[123] R.L. Naone und L.A Coldren, "Surface energy model for the thickness dependence of the lateral oxidation of AlAs", *J. Appl. Phys.* **82**, S. 2277–2280, 1997.

[124] K.D. Choquette, K.M. Geib, C.I.H. Ashby, R.D. Twesten, O. Blum, H.Q. Hou, D.M. Follstaedt, B.E. Hammons, D. Mathes, und R. Hull, "Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **3**, S. 916–926, 1997.

[125] D.L. Huffaker, D.G. Deppe, K. Kumar, und T.J. Rogers, "Native-oxide defined ring contact for low threshold vertical-cavity lasers", *Appl. Phys. Lett.* **65**, S. 97–99, 1994.

[126] R. Sauer, *Halbleiterphysik – Lehrbuch für Physiker und Ingenieure*, Kap. 7 "Nichtgleichgewichtsprozesse", S. 171–207. München: Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2009.

[127] G. Stareev, "Formation of extremely low resistance Ti/Pt/Au ohmic contacts to p-GaAs", *Appl. Phys. Lett.* **62**, S. 2801–2803, 1993.

[128] T.J. Rinke und C. Koch, *Fotolithografie – Grundlagen der Mikrostrukturierung*, Kap. 19 "Hardbake, Reflow und DUV-Härtung", S. 99–100. Ulm: MicroChemicals GmbH, 2017.

[129] T. Pusch, E. La Tona, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Monolithic vertical-cavity surface-emitting laser with thermally tunable birefringence", *Appl. Phys. Lett.* **110**, S. 151106-1–3, 2017.

[130] K. Panajotov, R. Kotynski, M. Camarena, und H. Thienpont, "Modeling of the polarization behavior of elliptical surface-relief VCSELs", *Opt. and Quantum Electron.* **37**, S. 241–252, 2005.

[131] K. Panajotov, Vrije Universiteit Brussel (VUB), 2019, unveröffentlicht.

[132] E. La Tona, *Design, Fabrication, and Characterization of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with Thermally Tunable Birefringence*. Masterarbeit, Universität Ulm, Ulm, Deutschland, 2018.

[133] K. Knop, "Reflection grating polarizer for the infrared", *Optics Communications* **26**, S. 281–283, 1978.

[134] J.-H. Ser, Y.-G. Ju, J.-H. Shin, und Y.H. Lee, "Polarization stabilization of vertical-cavity top-surface-emitting lasers by inscription of fine metal-interlaced gratings", *Appl. Phys. Lett.* **66**, S. 2769–2771, 1995.

[135] S. Goeman, S. Boons, B. Dhoedt, K. Vandeputte, K. Caekebeke, P. Van Daele, und R. Baets, "First demonstration of highly reflective and highly polarization selective diffraction gratings (GIRO-gratings) for long-wavelength VCSELs", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, S. 1205–1207, 1998.

[136] J.M. Ostermann, P. Debernardi, C. Jalics, A. Kroner, M.C. Riedl, und R. Michalzik, "Polarisationskontrolle von VCSELn mit Hilfe eines monolithisch integrierten Oberflächengitters", *Photonik* **35**, S. 42–44, 2003.

[137] M. Grabherr, R. King, R. Jäger, D. Wiedenmann, P. Gerlach, D. Duckeck, und C. Wimmer, "Volume production of polarization controlled single-mode VCSELs", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XII*, C. Lei, J.K. Guenter (Edn.), *Proc. SPIE* **6908**, S. 690803-1–9, 2008.

[138] M.D. Austin, H. Ge, W. Wu, M. Li, Z. Yu, D. Wasserman, S.A. Lyon, und S.Y. Chou, "Fabrication of 5 nm linewidth and 14 nm pitch features by nanoimprint lithography", *Appl. Phys. Lett.* **84**, S. 5299–5301, 2004.

[139] Y.-G Ju, J.-H. Ser, und Y.-H. Lee, "Analysis of metal-interlaced-grating vertical-cavity surface-emitting lasers using the modal method by modal expansion", *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, S. 589–595, 1997.

[140] M. Ortsiefer, M. Görblich, Y. Xu, E. Rönneberg, J. Rosskopf, R. Shau, und M.-C. Amann, "Polarization control in buried tunnel junction VCSELs using a birefringent semiconductor/dielectric subwavelength grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **22**, S. 15–17, 2010.

[141] P. Debernardi, J.M. Ostermann, M. Sondermann, T. Ackemann, G.P. Bava, und R. Michalzik, "Theoretical-experimental study of the vectorial modal properties of polarization-stable multimode grating VCSELs", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, S. 1340–1348, 2007.

[142] P. Debernardi und G.P. Bava, "Coupled mode theory: a powerful tool for analyzing complex VCSELs and designing advanced device features", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **9**, S. 905–917, 2003.

[143] T. Pusch, P. Debernardi, M. Lindemann, N. Jung, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Integrated surface gratings in VCSELs for high birefringence splitting", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IX*, M. Sciamanna, R. Michalzik, K. Panajotov, S. Höfling (Edn.), *Proc. SPIE* **11356**, S. 113560L-1–7, 2020.

[144] B.E. Maile, *Herstellung und optische Analyse niederdimensionaler Verbindungshalbleiterstrukturen*. Doktorarbeit, Universität Stuttgart, Stuttgart, Deutschland, 1990.

[145] V. Bögli, *Hochauflösende Elektronenstrahl-Lithographie zur gezielten Herstellung lateraler Strukturen unterhalb 100 nm*. Doktorarbeit, Technische Hochschule Aachen, Aachen, Deutschland, 1988.

[146] T. Pusch, P. Debernardi, M. Lindemann, F. Erb, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, und R. Michalzik, "Vertical-cavity surface-emitting laser with integrated surface grating for high birefringence splitting", *Electron. Lett.* **55**, S. 1055–1057, 2019.

[147] N.C. Gerhardt, M.Y. Li, H. Jähme, H. Höpfner, T. Ackemann, und M.R. Hofmann, "Ultrafast spin-induced polarization oscillations with tunable lifetime in vertical-cavity surface-emitting lasers", *Appl. Phys. Lett.* **99**, S. 151107-1–3, 2011.

[148] H. Höpfner, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, und M.R. Hofmann, "Controlled switching of ultrafast circular polarization oscillations in spin-polarized vertical-cavity surface-emitting lasers", *Appl. Phys. Lett.* **104**, S. 022409-1–4, 2014.

[149] M. Lindemann, T. Pusch, R. Michalzik, N.C. Gerhardt, und M.R. Hofmann, "Frequency tuning of polarization oscillations: towards high-speed spin-lasers", *Appl. Phys. Lett.* **108**, S. 042404-1–4, 2016.

[150] M. Lindemann, N. Jung, P. Stadler, T. Pusch, R. Michalzik, M.R. Hofmann, und N.C. Gerhardt, "Bias current and temperature dependence of polarization dynamics in spin-lasers with electrically tunable birefringence", *AIP Advances* **10**, S. 035211-1–5, 2020.

[151] T. Czyszanowski, M. Gebski, M. Dems, M. Wasiak, R. Sarzala, und K. Panajotov, "Subwavelength grating as both emission mirror and electrical contact for VCSELs in any material system", *Scientific Reports* **7**, S. 40348-1–11, 2017.

[152] M. Lindemann, N.C. Gerhardt, und M.R. Hofmann, "Vorrichtung zur Injektion spin-polarisierter Elektronen und zur Reflexion von Licht", *Deutsches Patent- und Markenamt*, DE102018105345.2, 2018.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die mich bei der Umsetzung dieser Arbeit in den letzten Jahren unterstützt haben und ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Mein Dank gilt natürlich zuallererst Herrn Prof. Rainer Michalzik für die Möglichkeit diese Arbeit bei ihm durchführen zu dürfen. Er gab mir während der letzten Jahre die Freiräume eigene Ideen umzusetzen und unterstütze mich dabei mit seinem breiten Fachwissen. Zusätzlich bedanke ich mich für seine Anmerkungen zu meiner geschriebenen Arbeit. Des Weiteren gilt mein Dank Herrn Prof. Thorsten Ackemann, für die Bereitschaft das Zweitgutachten meiner Dissertation zu übernehmen.

Meinen Projektpartnern Dr. Markus Lindemann, Dr. Nils C. Gerhardt und Prof. Martin R. Hofmann von der Ruhr-Universität Bochum möchte ich für die erfolgreiche Kooperation danken. Dr. Pierluigi Debernardi danke ich für die Durchführung der Simulationsarbeiten zu Oberflächengittern. Mein Dank gilt außerdem dem gesamten ehemaligen Institut für Optoelektronik, für die tolle Arbeitsatmosphäre und die manchmal dringend notwendige Zerstreuung, wenn es mal nicht so lief. Hier möchte ich noch einige Personen besonders hervorheben. Zum einen meine Kollegen aus der VOI-Gruppe Sven Bader, Markus Daubenschüz und Markus Miller, mit denen ich jederzeit über Herausforderungen und Probleme meiner Arbeit diskutieren konnte. Dies gilt auch für Dr. Philipp Gerlach und Dr. Martin Grabherr, welche mir mit ihrer Expertise über Funktionsweise und Herstellung von VCSELn zur Seite standen. Für die Unterstützung im Reinraum möchte ich mich herzlich bei Susanne Menzel, Rudolf Rösch und Stefan Jenisch bedanken. Bei der Anfertigung der in dieser Arbeit genutzten Halter konnte ich mich stets auf die Unterstützung von Herrn Willi Kogler und seiner Mitarbeiter von der Feinmechanikwerkstatt verlassen. Zusätzlich gilt mein Dank der guten Seele des Instituts Frau Suekran Kilic, die bei allen Fragen rund um die Verwaltung stets ein offenes Ohr hatte und mit der man auch kurzfristig Lösungen finden konnte.

Ein nicht unwesentlicher Teil meiner Doktorarbeit baut auf den Master- bzw. Bachelorarbeiten auf, welche ich in den letzten Jahren betreuen durfte. Aus diesem Grund möchte

ich mich herzlich bei meinen Studenten Johannes Bläsi, Hongfei Wang, Eros La Tona, Matthias Wehl und Sebastian Scherübl bedanken, die mit Herzblut ihren Beitrag für diese Arbeit geleistet haben. Für das Überprüfen der Arbeit auf Rechtschreibfehler bedanke ich mich bei Sebastian Grote.

Am Schluss gilt ein großer Dank meiner Familie, die mich während meiner Zeit an der Universität Ulm stets unterstützt hat.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Tobias Pusch
Geburtsjahr	1987
Geburtsort	Mölln

Berufliche Tätigkeit

03/2014 – 2020	Wissenschaftlicher Angestellter (Promotion) Institut für Funktionelle Nanosysteme (ehemals: Institut für Optoelektronik)

Studium

10/2008 – 01/2014	Studium der Physik, Universität Ulm Abschluss: Master of Science (M.Sc.)

Praktische Tätigkeit

2007 – 2008	Wehrdienst am Standort Rendsburg

Schulische Ausbildung

1994 – 1998	Grund- und Gemeinschaftsschule, Sandesneben
1998 – 2007	Oberschule zum Dom, Lübeck Abschluss: Abitur