



WHZ Westsächsische
Hochschule Zwickau
Hochschule für Mobilität



Fraunhofer
IWS

Bachelorarbeit

"Charakterisierung einer Swept-Source VCSEL für OCT-Anwendungen in der Medizintechnik"

Zur Erlangung des Grades

Bachelor of Engineering

im Studiengang Biomedizinische Technik

an der Fakultät Physikalische Technik / Informatik

der Westsächsischen Hochschule Zwickau

eingereicht von

Philipp Torsten Halusa

geboren am 21.01.2002

Gutachter:

Prof. Dr. rer. nat. habil. Peter Hartmann

Betreuer:

Dr. Dipl.-Ing. Tobias Baselt

Ausgabedatum:

11.09.2025

Eingereicht am:

11.09.2025

Autorenreferat

Diese Arbeit untersucht die Charakterisierung einer Swept-Source VCSEL für Anwendungen der optischen Kohärenztomografie. Ziel war es, das spektrale Emissionsverhalten im Dauerstrich- und gepulsten Betrieb zu erfassen, die linearen Abhängigkeiten der Emissionswellenlänge von Betriebsstrom und Betriebstemperatur (Wellenlängenkennlinie) zu bestimmen und die Eignung der Lichtquelle für OCT-Messaufgaben zu bewerten.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde ein kompaktes Gitterspektrometer entwickelt und aufgebaut, das ein zeitliches Auflösungsvermögen 20 ns bei einem spektralen Auflösungsvermögen von $\approx 1,112 \cdot 10^4$ erreicht. Auf dieser Grundlage wurden die Wellenlängenkennlinie einer Swept-Source VCSEL sowohl im cw- als auch im gepulsten Betrieb aufgenommen, die resultierenden Tuning-Koeffizienten bestimmt und die Eignung der Quelle für kostengünstige OCT-Anwendungen bewertet.

Abstract

This work investigates the characterisation of a swept-source VCSEL for optical coherence tomography applications. The aim was to record the spectral emission behaviour in continuous wave and pulsed operation, to determine the linear dependencies of the emission wavelength on operating current and operating temperature (wavelength characteristic curve) and to evaluate the suitability of the light source for OCT measurement tasks.

As part of this bachelor's thesis, a compact grating spectrometer was developed and constructed that achieves a temporal resolution of 20 ns with an spectral resolution of $\approx 1,112 \cdot 10^4$. On this basis, the wavelength characteristic curve of a swept-source VCSEL was recorded in both cw and pulsed operation, the resulting tuning coefficients were determined, and the suitability of the source for cost-effective OCT applications was evaluated.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Erstellung der Bachelorarbeit unterstützt und motiviert haben.

Besonderen Dank gilt meinen Betreuern, Herrn Prof. Dr. Peter Hartmann und Herrn Dr. Tobias Baselt, für die fachliche Begleitung, die konstruktiven Anregungen und das Vertrauen in diese Arbeit. Mein Dank gilt ebenso der gesamten Arbeitsgruppe Optische Technologien sowie dem Fraunhofer AZOM für die vielfältige Unterstützung und die hervorragenden Rahmenbedingungen.

Meinen Eltern, Sylvia und Torsten, meiner Schwester Juliane und meiner restlichen Familie danke ich aufrichtig für ihre kontinuierliche Unterstützung und den stets verlässlichen Rückhalt. Ebenso danke ich meinen Freundinnen und Freunden für ihre stetige Motivation und Aufmunterung, insbesondere in herausfordernden Phasen.

Mein persönlicher Dank gilt meinem Opa - sein Rat, „die Ohren steif zu halten“, hat mich durch das Studium und besonders während dieser Arbeit kontinuierlich begleitet.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	2
2.1	Laserdiode	2
2.2	VCSEL	10
2.3	Gitterspektrometer	14
2.4	Auflösungsvermögen	17
3	Dimensionierung und Charakterisierung der Systemkomponenten	20
3.1	Verwendete Komponenten	20
3.2	Aufnahme der Wellenlängenkennlinie im cw-Betrieb	21
3.3	Aufbau und Charakterisierung des zeit- und spektralaufgelösten Spektrometers	26
3.4	Aufnahme der Wellenlängenkennlinie im gepulsten Betrieb	30
3.5	Experimentelle Aufnahme der spektralen Auflösung	32
3.6	Berechnung der instrumentellen Breite	34
4	Zeitlich und spektral aufgelöste Erfassung der Emissionscharakteristik einer VCSEL im gepulsten Betrieb	38
4.1	Wellenlängenkennlinie im gepulsten Betrieb	38
4.2	Änderung des Wellenlängenbereichs in Abhängigkeit des Anstiegs	39
5	Zusammenfassung und Ausblick	42
6	Anhang	46

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematischer Aufbau eines Lasers	3
2.2	Funktionsprinzip des Stimulierte Emission	4
2.3	Stationäre Feldverteilung in einem Resonator	6
2.4	Resonanzfrequenzen eines verlustfreien, plan-parallelen Resonators	7
2.5	Energieschema eines pn-Übergangs	8
2.6	Schematischer Aufbau einer Doppel-Heterostruktur	9
2.7	Vereinfachter Aufbau einer VCSEL	11
2.8	Schematischer Aufbau der MEMS-VCSEL und der thermisch getunten VCSEL	13
2.9	Schematischer Aufbau eines Gitterspektrometers	14
2.10	Beugung am Mehrfachspalt (Gitter)	15
2.11	Vergleich von Reflexions- und Transmissionsgitter	17
3.1	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Wellenkennlinie im cw-Betrieb	22
3.2	Leistung über Wellenlänge der Einzelspektren bei konstanter Temperatur für diskrete Ströme	23
3.3	Lage der spektralen Maxima in Abhängigkeit der Temperatur und des Strom im cw-Betrieb	25
3.4	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Wellenkennlinie im gepulsten Betrieb . .	27
3.5	Abbildung der Detektor-Aufnahme an unterschiedlichen Stage-Positionen . . .	28
3.6	Kalibrierung der Positions–Wellenlänge-Zuordnung	29
3.7	Grafische Darstellung des verwendeten Sägezahnimpulses des Frequenzgenera- tors mit Achsenbruch	32
3.8	Bestimmung der Instrumentellen Breite	33
3.9	Aufnahme der VCSEL mit einem Konfokal Mikroskop	35
4.1	Lage der spektralen Maxima in Abhängigkeit der Temperatur und des Strom im gepulsten Betrieb	38
4.2	Erreichter Wellenlängenbereich in Abhängigkeit des Anstiegs	40
6.1	Datenblatt der verwendeten VCSEL	46

Tabellenverzeichnis

2.1	Gegenüberstellung von MEMS-VCSEL und thermisch getunter VCSEL	13
3.1	Verwendete Parameter des Sägezahnimpulses für die Messung der Wellenlängen- kennlinie im gepulsten Betrieb.	31
3.2	Eingesetzte Parameter für die Berechnung der Instrumentellen Auflösung . . .	34
4.1	Mittlere Tuning-Koeffizienten der VCSEL im gepulsten Betrieb	39
4.2	Überblick über die für $\Delta\lambda(s_I)$ verwendeten Sägezahnsweeps	40

Abkürzungsverzeichnis

Laser	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
OCT	Opische Kohärenztomografie
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser
MEMS-VCSEL	Mikro-Elektro-Mechanische VCSEL
OSA	Optical Spectren Analyzer
APD	Avalanche-Photodetektor
cw-Betrieb	Dauerstrich- bzw. continuous wave-Betrieb
DBR	Bragg-Spiegel
Gl.	Gleichung
Abb.	Abbildung

Symbolverzeichnis

λ	Wellenlänge
f	Brennweite
h	Planksches Wirkungsquantum
f_{12}	Frequenz des elektromagnetischen Lichts
E_1, E_2, E_3	atomare Energiezustände
N_1, N_2	Anzahl der Elektronen in einem Energiezustand
τ_{21}	Mittlere Lebensdauer
k	Wellenzahl
φ	Phasenverschiebung
L	Resonatorlänge
n	Brechungsindex
T	Temperatur
$n(T)$	Temperaturabhängiger Brechungsindex
q	Ordnungszahl
$\Delta\nu$	Frequenzunterschied benachbarter Moden
$\Delta\lambda$	Wellenlängenunterschied benachbarter Moden
α	Längenausdehnungskoeffizient
$d(n)/d(T)$	thermo-optischer Koeffizient
v_t	Geschwindigkeit der Primärwelle
Δs	Gangunterschied
α	Einfallswinkel
β	Beugungswinkel
R	Auflösungsvermögen
w_{ein}	effektive Emittergröße
w_{det}	effektive Detektorbreite
a_T	Tuning-Koeffizient der Temperatur
a_I	Tuning-Koeffizient des Stroms

1 Einleitung

Die optische Kohärenztomografie (OCT) hat sich in der Medizintechnik als nichtinvasives, hochauflösendes Bildgebungsverfahren etabliert. Die Anwendungen reichen von der Ophthalmologie über die Kardiologie und Dermatologie bis hin zu endoskopischen und intraoperativen Verfahren.

Insbesondere die Swept-Source-OCT nutzt schnell durchstimbare Lichtquellen, um eine hohe Abtastrate bei gleichzeitig großer Eindringtiefe und gutem Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen. Konventionelle Swept-Source-Lichtquellen sind jedoch häufig kosten-, volumen- und/oder wartungsintensiv. [1] Vor diesem Hintergrund rücken Swept-Source VCSELs als kompakte, energieeffiziente und potenziell kostengünstigere Alternative in den Fokus. Die in dieser Arbeit betrachtete Lichtquelle ist eine VCSEL mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_0 \approx 760$ nm, die für den Betrieb in einer einzelnen longitudinalen und transversalen Mode ausgelegt ist und sich somit für OCT-nahe Charakterisierungen anbietet.

Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle Charakterisierung einer Swept-Source VCSEL hinsichtlich ihrer Eignung als Swept Source für OCT-Anwendungen. Dazu soll das spektrale Emissionsverhalten im Dauerstrich- (cw) und im gepulsten Betrieb erfasst werden. Zudem soll die linearen Abhängigkeiten der Emissionswellenlänge von Betriebsstrom und Betriebstemperatur (Arbeitsgeraden) bestimmt werden.

Die Arbeit leistet die systematische Ermittlung von Strom- und Temperatur-Tuningkoeffizienten der VCSEL unter cw- und gepulsten Bedingungen, den Aufbau und die Validierung eines kompakten Gitterspektrometers sowie die Einordnung der Ergebnisse im Kontext kostengünstiger OCT-Szenarien. Zudem stellt diese Arbeit den Aufbau eines zeitlich und spektral hochauflösenden Gitterspektrometers vor.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die für diese Arbeit relevanten Grundlagen der Lasertechnik erörtert. Zunächst erfolgt eine kompakte Erläuterung des Aufbaus und Funktionsprinzips von Laserdioden sowie der verwendeten Sweep-Source VCSEL. Abschließend werden die physikalischen Grundlagen des experimentellen Aufbaus dargestellt, die für das Verständnis der folgenden Messungen und Auswertungen erforderlich sind.

2.1 Laserdiode

Es gibt eine Vielzahl unterschiedlicher Lasertypen, welche sich in Bezug auf ihrer Bauform und den Wellenlängenbereich voneinander unterscheiden. Als Beispiel können Farbstofflaser, Feststofflaser, Halbleiterlaser (Laserdioden) genannt werden. [2]

Die Entwicklung der Laserdiode begann in den frühen 1960er-Jahren mit ihrer ersten theoretischen Beschreibung. Bereits zwei Jahre später wurde der erste funktionsfähige Diodenlaser präsentiert. [3] Laserdioden sind Halbleiterbauelemente, deren Funktionsprinzip auf dem p-n-Übergang basiert. Ihre Struktur ähnelt der von Leuchtdioden (LEDs), da diese ebenfalls aus einem p- und n-dotierten Halbleitermaterial bestehen. [4] Im Gegensatz zu LEDs emittieren Leuchtdioden kein diffuses Licht, sondern einen kohärenten Laserstrahl. Aufgrund ihrer kompakten Bauweise und hohen Effizienz zählen Laserdioden heute zu den am weitesten verbreiteten Laserquellen. [3, 4]

Grundlagen zu Laser

Der Begriff Laser steht für light amplification by stimulated emission of radiation und bezeichnet Lichtquellen, die auf dem Prinzip der Lichtverstärkung durch stimulierte Emission beruhen. Grundlegend besteht ein Laser aus drei zentralen Komponenten: einem laseraktiven Medium, einer Energiepumpe und einem optischen Resonator welche in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt werden. [3] Das laseraktive Medium kann als gasförmiger, flüssiger oder fester Aggregatzustand vorliegen. Hier erfolgt die Erzeugung der Photonen durch optische Übergänge angeregter Atome oder Moleküle. [6] Für diesen Prozess muss Energie mithilfe einer Energiepumpe in das Lasermedium überführt werden. Die Pumpe versorgt das laseraktive Medium mit Energie, beispielsweise durch elektromagnetische Strahlung, bei optisch gepumpten Lasern, oder durch elektrische Strominjektion, bei Halbleiterlasern. [2] Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln, wobei einer dieser Spiegel idealerweise eine Reflektivität von 100 % aufweist, wäh-

rend der andere partiell durchlässig ist. Somit transmittiert ein Teil des Lichts als gebündelter Laserstrahl. [3]

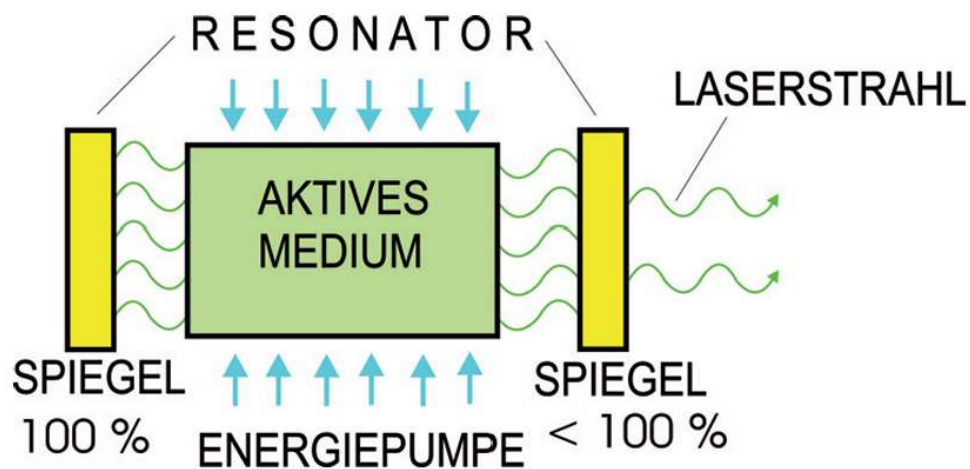


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines Lasers, bestehend aus einem laseraktiven Medium, einer Energiepumpe und einem optischen Resonator [6]

Funktionsprinzip eines Lasers

Atome und Moleküle besitzen diskrete Energiezustände (E_1, E_2, E_3, \dots). Trifft ein Photon mit der Energie E auf ein Atom, kann es - bei Erfüllung der Bohrschen Bedingung (Gl. 2.1) - dieses in einem höheren Energiezustand anregen. [4]. Dabei können drei verschiedene Wechselwirkungen beobachtet werden: die Absorption sowie die spontane- oder stimulierte Emission. Die Funktionsweise eines Lasers basiert auf der stimulierten Emission in einem laseraktiven Medium [3] und ist in Abbildung schematisch dargestellt. 2.2

$$E = h \cdot f_{12}. \quad (2.1)$$

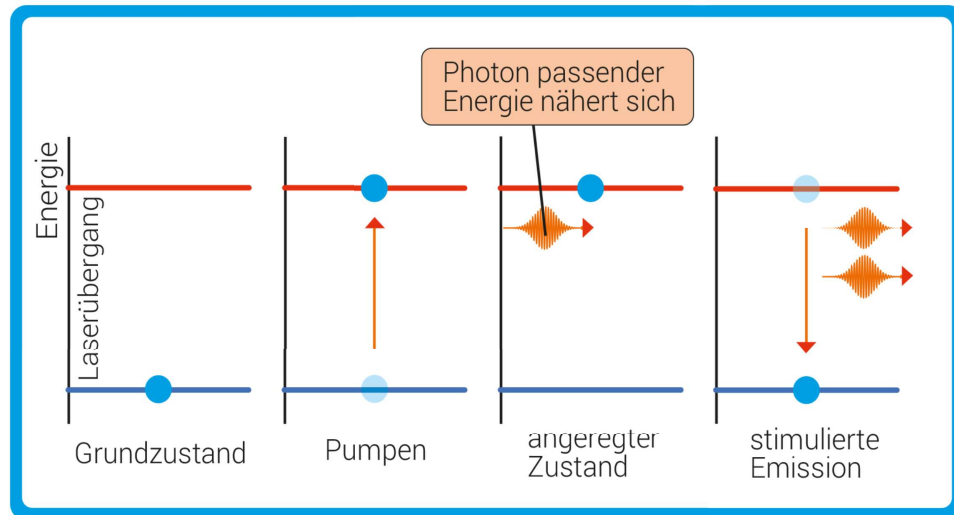


Abbildung 2.2: Stimulierte Emission: Trifft ein Photon mit passender Energie auf ein angeregtes Elektron, wird ein weiteres, identisches Photon ausgesendet [18].

Aufgrund der hohen Anzahl von benachbarten Atomen in einem aktiven Medium kommt es zu Überlagerungen von diskreten Energieniveaus. Diese Überlagerung ergibt einen nahezu kontinuierlichen Energiebereich, welcher als Energieband bezeichnet wird. [4] Im sogenannten Bändermodell befinden sich die Elektronen entweder im Valenzband oder im energetisch darüber liegenden Leitungsband. Zwischen diesen beiden Bereichen liegt die sogenannte Bandlücke, in der keine weiteren Energieniveaus existieren. [3]

Elektronen können durch thermische, optische oder elektrische Anregung über diese Bandlücke hinweg in das Leitungsband angehoben werden. Die Größe der Bandlücke ist dabei materialabhängig und entscheidend für die optoelektronischen Eigenschaften des verwendeten Mediums. [4]

Elektronen, die durch einen Pumpprozess vom Valenzbandes in das Leitungsband angehoben wurden, verbleiben dort für eine bestimmte mittlere Lebensdauer τ_{21} , bevor sie unter Abgabe eines Photons in den Grundzustand zurückfallen. Trifft ein Photon mit passender Energie (Gl. 2.1) auf ein solches angeregtes Elektron, kann dieses eine stimulierte Emission auslösen. Dabei entsteht ein weiteres Photon, das in Frequenz, Polarisation, Phase und Ausbreitungsrichtung übereinstimmt. Dieser Verstärkungsprozess ist schematisch in Abbildung 2.2 dargestellt. [6] Befinden sich nun mehr Elektronen im angeregten Zustand E_2 als im Grundzustand E_1 , so wird dies als Besetzungsinversion bezeichnet und wird in 2.2 beschrieben. [3]

$$N_2 > N_1 \quad (2.2)$$

Ist diese Bedingung erfüllt, genügt bereits ein einzelnes Photon, um durch stimulierte Emission weitere Elektronen zum gleichzeitigen Übergang vom höheren in den Grundzustand anzuregen. [6].

Optischer Resonator

Damit sich innerhalb eines optischen Resonators im aktiven Medium mit Brechungsindex n eine stehende Welle bilden kann, müssen sich die hin- und rücklaufenden Wellen nach jedem Umlauf phasengleich überlagern. In Abbildung 2.3 wird eine stehende Welle innerhalb eines Resonator verdeutlicht. Dies lässt sich über die Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\pi\nu}{c_0}$ formulieren. Die Phasenverschiebung nach einem einfachen Durchlauf der Resonatorlänge L beträgt:

$$\varphi = k \cdot n \cdot L. \quad (2.3)$$

Die Bedingung für konstruktive Interferenz ist erfüllt, wenn die Phase ein ganzzahliges Vielfaches von π ist:

$$k \cdot n \cdot L = q \cdot \pi, \quad q \in \mathbb{N}. \quad (2.4)$$

Schreibt man $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ explizit aus, erhält man die Resonanzbedingung. [5]

$$2 \cdot n \cdot L = q \cdot \lambda, \quad q \in \mathbb{N}. \quad (2.5)$$

Die Ordnungszahl q gibt Aufschluss über die Anzahl der Axialen Moden. Die Addition der rücklaufenden Feldanteile erfolgt ausschließlich unter der Voraussetzung, dass die Gleichungen 2.4 bzw 2.5 erfüllt sind. Nur dann addieren sich die rückgekoppelten Feldanteile konstruktiv, was zur Ausbildung einer stationär stehenden Welle führt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

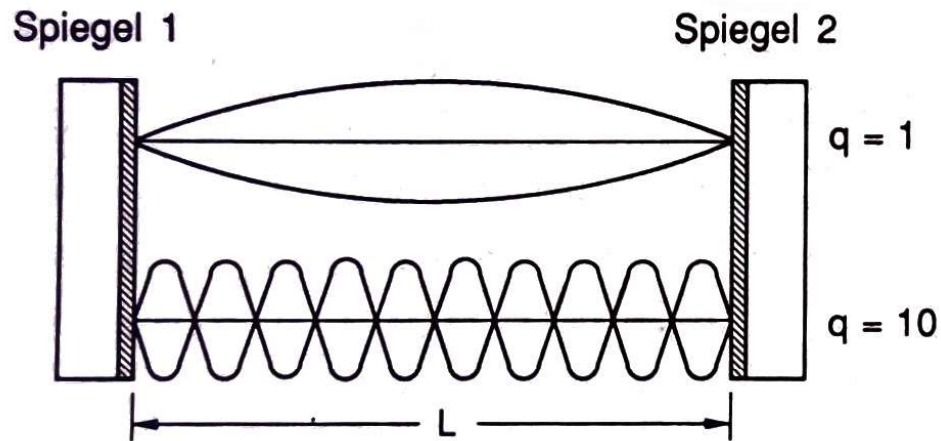


Abbildung 2.3: Stationäre Feldverteilung in einem Resonator. Eine stehende Welle tritt nur für ganzzahlige Modezahlen $q \in \mathbb{N}$ auf [5]

Die Resonanzbedingung (2.5) ist nur für ganzzahlige Werte von q erfüllt, somit existiert in einem Resonator kein kontinuierliches Spektrum, sondern ein diskretes Spektrum von Resonanzwellenlängen.

Ein Übergang von der Resonanzordnung q zur nächsten Ordnung $q + 1$ liegt vor, wenn die Phasenbedingung um π anwächst.

Die Moden-Separation für benachbarte Longitudinalmoden lässt sich über folgende Gleichungen ermitteln:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2 \cdot n \cdot L}, \quad (2.6)$$

und

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2 \cdot n \cdot L}. \quad (2.7)$$

Gleichung (2.7) bezeichnet die Abstände zwischen den Resonanzen ($q \leftrightarrow q + 1$). Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

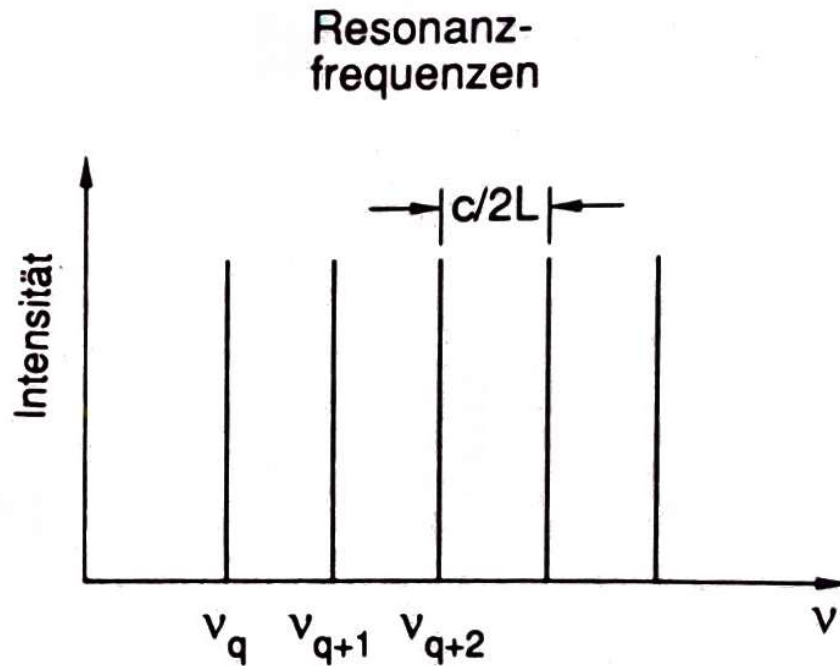


Abbildung 2.4: Resonanzfrequenzen eines verlustfreien, plan-parallelen Resonators: Der freie Spektralbereich beträgt $\Delta\nu = c/2 \cdot n \cdot L$ [5]

Die Herleitung von 2.6 und 2.7 setzt idealisierte Resonatorbedingungen voraus. Insbesondere wird angenommen, dass der Resonator verlustfrei ist und beide Spiegel die gleiche Reflektivität aufweisen. Kleine Abweichungen von den Idealen verändern die Linienbreite und Güte (\mathcal{F} , Q) der Resonanz, nicht jedoch deren Lage.

Die Resonatorlänge L ist keine feste Größe, sondern kann durch äußere Einflüsse variieren. Besonders die thermische Ausdehnung der Materialien bedingt eine Änderung der Resonatorlänge und infolgedessen eine geänderte Resonanzbedingung. [5] Die thermische Längenausdehnung lässt sich durch den Längenausdehnungskoeffizient α beschreiben:

$$\Delta L = \alpha \cdot L_0 \cdot \Delta T. \quad (2.8)$$

Folglich lautet die Formel für die Resonatorlänge in Abhängigkeit der Temperatur:

$$L = L_0 + \Delta L = L_0 \cdot (1 + \alpha \cdot \Delta T). \quad (2.9)$$

Die Veränderung der Resonatorlänge L führt zu einer Verschiebung der Resonanzbedingung 2.5, was eine Änderung der Wellenlänge zur Folge hat.

Prinzip der Laserdioden

Durch das gezielte Einbringen von Fremdatomen in Halbleitermaterialien entsteht entweder ein Elektronenüberschuss (n-Dotierung) oder Lochüberschuss (p-Dotierung). An der Grenzschicht zwischen den p-dotierten und n-dotierten Halbleitermaterialien entsteht ein pn-Übergang, der eine zentrale Rolle bei der Funktion von Halbleiterbauelementen spielt. [4] Bei Anlegen einer Vorwärtsspannung werden Elektronen und Löcher in die aktive Zone injiziert und rekombinieren unter Emission von Photonen. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.5 dargestellt. In Verbindung mit einem optischen Resonator wird die Strahlung mehrfach durch die aktive Zone geführt und wird somit verstärkt.

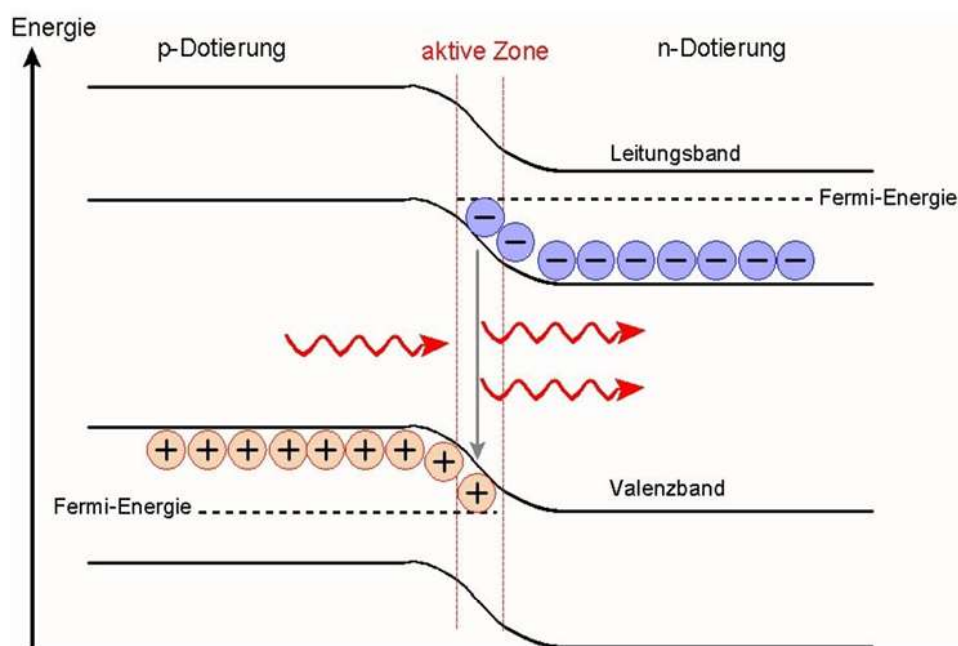


Abbildung 2.5: Energieschema eines pn-Übergangs. In der aktiven Zone rekombinieren die freien Elektronen und Löcher unter Emission eines Photons [7]

Doppel-Heterostruktur

Klassische Laserdioden basieren auf einer Doppel-Heterostruktur. Eine dünne aktive Schicht mit kleiner Bandlücke wird beidseitig von Halbleitern größerer Bandlücke eingefasst. Diese Potenzialbarrieren bewirken, dass Elektronen und Löcher durch die höhere Bandlücke energetisch in der aktiven Zone gefangen sind. Das erhöht die Wahrscheinlichkeit für eine Rekombination und senkt den Schwellstrom. Beides reduziert die Verluste und verbessert die Effizienz gegenüber homogenen p-n-Strukturen [3, 4]. Eine schematische Doppel-Heterostruktur ist in Abbildung 2.6 gezeigt.

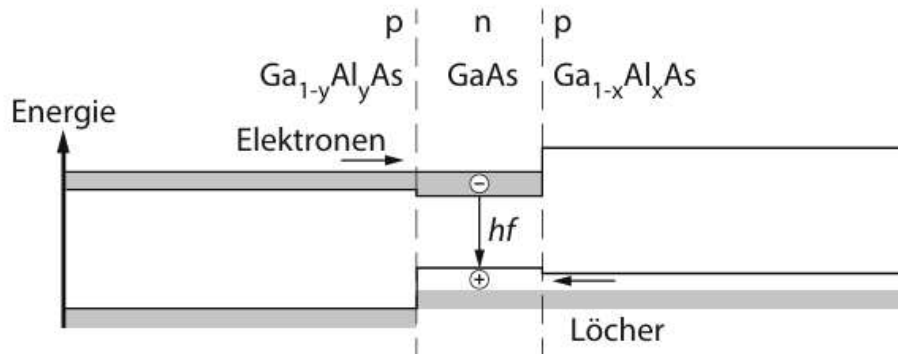


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau einer Doppel-Heterostruktur einer Laserdiode. Die Potentialbarriere erhöht die Wahrscheinlichkeit einer Rekombination von Elektronen und Löchern [3]

Brechungsindexänderung bei Temperaturänderung (thermo-optischer Effekt)

Der Brechungsindex vieler Materialien ist von der Temperatur abhängig. Für kleine Temperaturänderungen ΔT lässt sich dies oft linear als:

$$n(T) \approx n(T_0) + \left(\frac{dn}{dT} \right)_{T_0} \Delta T$$

beschreiben, wobei der Koeffizient dn/dT als thermo-optischer Koeffizient bezeichnet wird. Die physikalischen Prozesse, die zu diesem Phänomen beitragen, sind insbesondere die temperaturbedingten Änderungen der Dispersion und die thermische Ausdehnung des Mediums. Diese Faktoren beeinflussen die Dichte und somit den Brechungsindex n . [8] In dünnen optischen Schichten im μm -Bereich ergeben sich häufig Reaktionszeiten von Mikro- bis Millisekunden, während für millimetergroße Bauteile deutlich langsamere (Zehntel-)Sekunden typisch sind. Für optische Resonatoren bedeutet dies: ein Temperaturdrift oder eine aktive Heiz/Kühl-Regelung verändern die optische Länge $n \cdot L$ vergleichsweise langsam und verschieben so die Resonanzwellenlänge. [8] "Die thermische Wellenlängenverschiebung wird hauptsächlich durch Änderungen des Brechungsindex im Resonator und in geringerem Maße (etwa 10 %) durch die thermische Ausdehnung der Halbleiterschichten bestimmt.- [9]

Brechungsindexänderung in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte

Die Dichte freier Ladungsträger (ΔN von Elektronen/Löchern) kann den Brechungsindex beeinflussen. Eine Änderung des Injektionsstroms modifiziert die Trägerdichte der aktiven Zone

und damit n_{eff} des Resonators. Diese Träger induzierte Brechungsindexänderung wirkt wesentlich schneller (wenige Nano-Sekunden) als thermische Effekte und führt daher zu schnelleren Wellenlängen-Verschiebungen sowie zu Änderungen der Resonanzbedingungen. [10]

2.2 VCSEL

Eine besondere Form der Laserdiode stellt der Vertical-Cavity-Surface-Emitting-Laser (VCSEL) dar. Das Konzept der VCSEL wurde erstmals im Jahr 1977 vorgeschlagen. In einer Veröffentlichung aus dem Jahr 1980 wurde das Prinzip eines Lasers beschrieben, der, im Gegensatz zu konventionellen Kantenemittern, Licht senkrecht zur Halbleiteroberfläche abstrahlt. Erst Anfang der 1990er-Jahre gelang der kommerzielle Einsatz erster VCSEL in der optischen Datenkommunikation bei einer Wellenlänge von 850 nm. [11] Seitdem werden Oberflächenemitter kontinuierlich weiterentwickelt und finden heute in zahlreichen Anwendungsbereichen Einsatz. Dazu zählen beispielsweise:

- die Automobiltechnik, zur Objekterkennung, Gestensteuerung und Fahrerüberwachung [19],
- die optische Datenübertragung, insbesondere durch VCSEL-Arrays [11],
- sowie die 3D-Sensorik, z. B. bei der Gesichtserkennung in Smartphones [12],
- die Medizintechnik, etwa für optische Kohärenztomografie (OCT) [20]

VCSEL haben sich somit als vielseitige Lichtquelle in verschiedenen Anwendungen etabliert.

Aufbau der VCSEL

Der grundlegende Aufbau der VCSEL basiert auf einem vertikal ausgerichteten Resonator, dessen aktive Zone als Doppel-Heterostruktur realisiert ist. In Abhängigkeit der Emissionswellenlänge werden innerhalb der VCSEL unterschiedliche Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften verwendet. Häufig werden GaAs-Elemente in unterschiedlichen Konzentrationen oder gemischt mit anderen Elementen verwendet. [9, 13] In der VCSEL ist das aktive Medium zwischen zwei hoch reflektierenden dotierten Bragg-Spiegeln (Distributed Bragg Reflectors, DBRs) eingebettet. Der mit Elektronen dotierte Spiegel wird als n-DBR, der mit Löchern dotierte Spiegel als p-DBR bezeichnet. Beide Spiegel bestehen aus abwechselnden Halbleiterschichten mit hohem bzw. niedrigem Brechungsindex, deren optische Schichtdicken jeweils genau ein Viertel der Wellenlänge beträgt [11]:

$$d = \frac{\lambda}{4 \cdot n}. \quad (2.10)$$

Durch konstruktive Interferenz an den Schichtgrenzen entsteht ein Halbleiterschichtsystem, das eine starke Reflexion im Bereich einer definierten Wellenlänge ermöglicht. Die Wellenlänge, bei der die Reflexion maximal ist, wird durch die Dicke der einzelnen Halbleiterschichten festgelegt, während der effektive Reflexionsgrad der Bragg-Spiegel maßgeblich von der Anzahl der alternierenden Halbleiterschichten bestimmt wird. [11] Um eine Ladungsträgerinjektion durch die aktive Zone zu gewährleisten, werden Bragg-Spiegel dotiert. Die Dotierung verbessert die elektrische Leitfähigkeit der Spiegel, führt jedoch gleichzeitig zu größerer optischer Absorption, was zu erhöhtem optischen Verlust im Resonator führt. Daher müssen DBRs so dotiert werden, dass ein möglichst niedriger optischer Verlust bei gleichzeitig ausreichender elektrischer Leitfähigkeit gewährleistet ist. [13]. VCSEL weisen in der Regel eine zylindrische, säulenartige Form mit einer zentralen Austrittsöffnung auf. Diese Konfiguration ermöglicht eine gleichmäßige Strominjektion und die Kombination mit dichten 2D-Arrays, die eine homogene Strahlform aufweisen. [14] Ein einfacher, schematischer Aufbau einer VCSEL ist in folgender Abbildung 2.7 dargestellt.

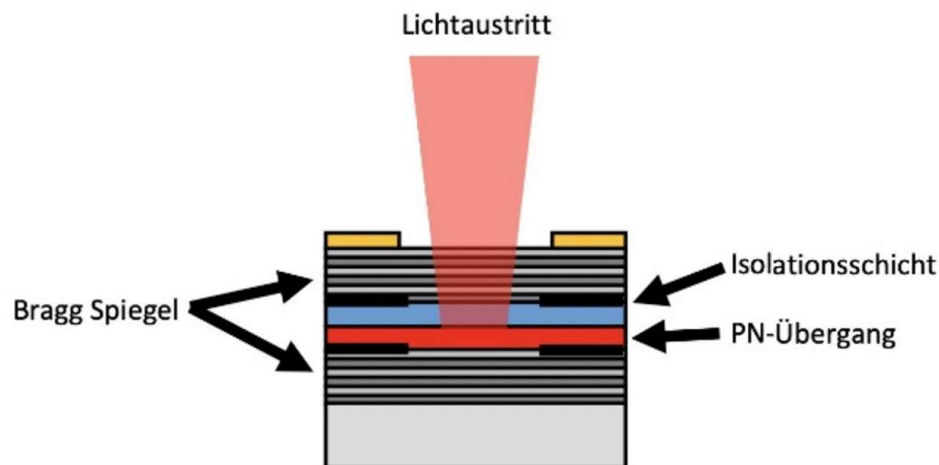


Abbildung 2.7: Vereinfachter Aufbau einer VCSEL, bestehend aus dotierten Bragg Spiegeln und eines pn-Übergangs. Es findet eine Lichtemission senkrecht zur Halbleiteroberfläche statt [14]

Swept-Source VCSEL

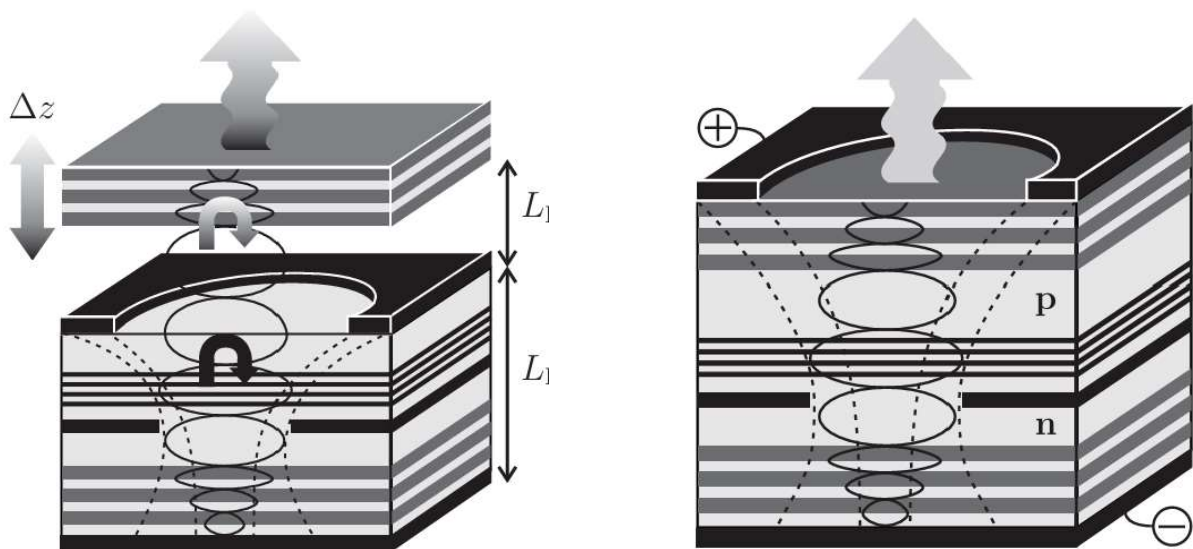
Es gibt verschiedene Arten der VCSEL, wobei eine für die Anwendung in der Medizintechnik besonders relevant ist: die Swept-Source VCSEL. Diese Laserquellen ermöglichen eine kontinuierliche oder diskrete Änderung ihrer Emissionswellenlänge innerhalb eines bestimmten Bereichs und sind dadurch ideal für bildgebende Verfahren wie die optische Kohärenztomografie (OCT) geeignet. [20] Die Wellenlängenabstimmung bei Swept-Source VCSEL basiert auf der Modulation des Resonators, wobei entweder die effektive optische Länge des Resonators oder der Brechungsindex der resonatorbildenden Schichten verändert wird. Dies führt zu einer Verschiebung der Resonanzbedingung und somit zu einer Änderung der Emissionswellenlänge (Sweep). [1] Dabei haben sich zwei grundlegende technische Ansätze zur Wellenlängenabstimmung etabliert:

MEMS-VCSEL

Ein MEMS-VCSEL (Micro-Electro-Mechanical System VCSEL) ist eine Variante der VCSEL, bei der einer der Resonatorspiegel als bewegliches MEMS-Element (Mikrospiegel) ausgeführt ist. Durch elektromechanische Verschiebung dieses Spiegels wird die Resonatorlänge (Gl. 2.5) verändert, was eine schnelle und fein steuerbare Wellenlängenabstimmung ermöglicht [13, 15]. MEMS-VCSEL finden beispielsweise Anwendung in der Hochauflösenden Optischen Kohärenztomografie (OCT). Eine schematische Darstellung der MEMS-VCSEL ist in Abbildung 2.8a zu sehen.

Thermisch getunte VCSEL

Die Emissionswellenlänge einer thermisch getunten VCSEL lässt sich durch gezielte Temperaturänderung verschieben. Grund dafür sind hauptsächlich zwei physikalische Effekte: der thermooptische Effekt (siehe. 2.1) und die thermische Ausdehnung der Resonatorlänge (siehe. 2.1). Mit steigender Temperatur erhöht sich der Brechungsindex der Halbleiterschichten im VCSEL, wodurch die optische Weglänge des Resonators zunimmt. Gleichzeitig dehnen sich die Schichten des Resonators durch Wärme geringfügig aus, was die Resonatorlänge leicht vergrößert. [9, 20] Thermisch getunte VCSEL finden Anwendung in der optischen Gasmesstechnik, z.B. zur Wasserstoff Detektion oder in der Low-Cost Optischen Kohärenztomografie. Eine schematische Darstellung der thermisch getunten VCSEL ist in Abbildung 2.8b zu sehen.



(a) Schematischer Aufbau einer Micro-Electro-Mechanical System VCSEL (MEMS-VCSEL). Durch elektromechanische Verschiebung eines Resonatorspiegels wird die Resonatorlänge (Gl. 2.5) verändert.

(b) Schematischer Aufbau einer thermisch getunten VCSEL. Durch Änderung der Brechzahl in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte und die thermische Ausdehnung der Resonatorlänge wird die Resonatorlänge (Gl. 2.5) verändert.

Abbildung 2.8: Schematischer Aufbau der MEMS-VCSEL und der thermisch getunten VCSEL [21, 22]

Vergleich der Swept-Source VCSEL

Merkmal	MEMS-VCSEL	Thermisch getunte VCSEL
Sweep-Geschwindigkeit	Sehr hoch (bis MHz)	Niedrig (bis wenige kHz)
Wellenlängenabstimmung	Breit (> 100 nm)	Begrenzt (< 10 nm)
Kohärenzlänge	Hoch	Mittel
Komplexität	Hoch (mechanische Bauteile)	Gering (keine beweglichen Teile)
Herstellungskosten	Hoch	Niedrig
Empfindlichkeit	Mechanisch empfindlich	Thermisch empfindlich, aber mechanisch robust
Typische Anwendungen	Hochauflösende OCT-Systeme	Low-Cost-OCT, Point-of-Care-Systeme

Tabelle 2.1: Gegenüberstellung einiger Merkmale von MEMS-VCSEL und thermisch getunter VCSEL [1, 22]

In Abhängigkeit der Anwendung bzw. der Anforderungen erweisen sich sowohl die MEMS-VCSEL mit ihrer umfangreichen Wellenlängenänderung als auch die thermisch getunten VCSEL mit ihrer kosteneffizienten Realisierung als vorteilhafte Lichtquelle [1].

2.3 Gitterspektrometer

Die Gitterspektroskopie ist eine spektroskopische Methode, bei der Licht in seine spektralen Komponenten aufgespalten wird. Das physikalische Prinzip beruht auf Beugung und Interferenz, die erstmals von David Rittenhouse im Jahre 1785 beschrieben wurde. Joseph von Fraunhofer war 1821 der erste, der die Wellenlänge mithilfe eines Beugungsgitters bestimmte, weshalb er als Gründer der Gitterspektroskopie gilt. [2] Die meisten Spektrometer bestehen aus einer Lichtquelle, deren spektrale Komponenten untersucht werden sollen, einem Beugungsgitter, optischen Komponenten wie Linsen, Spiegel oder Reflektoren und einem Detektor. [16] Der schematische Aufbau ist in Abbildung 2.9 zu sehen.

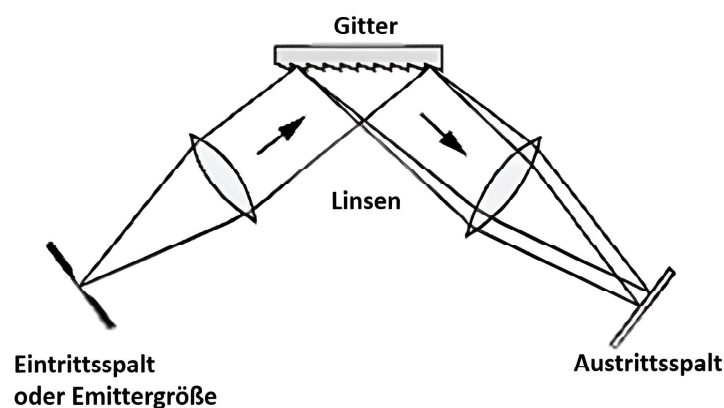


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau eines Gitterspektrometers mit Eintrittsspalt bzw. effektiver Emittergröße, Austrittsspalt sowie einer Kollimator- und Fokuslinse [25]

Die Gitterspektroskopie kann vielfältig eingesetzt werden. Einige Anwendungen sind:

- die Untersuchung von Sternen und dem Ursprung des Universums [2]
- die Charakterisierung von Lichtquellen [2]
- der Nachweis von Spurengas in der Atmosphäre
- die Identifikation und Analyse von chemischen Elementen

Aufgrund der hohen Auflösung, Kompaktheit und Flexibilität ist die Gitterspektroskopie ein wichtiger und unersetzlicher Bestandteil der modernen Forschung.

Beugungsgitter

Das physikalische Prinzip des Beugungsgitters beruht auf dem Huygens-Fresnelschem-Prinzip, das besagt, dass: “Jeder Punkt einer primären Wellenfront Ausgangspunkt kugelförmiger sekun-

därer Elementarwellen ist, sodass die Wellenfront zu einem späteren Zeitpunkt die Einhüllende dieser Elementarwellen bildet. Die sekundären Elementarwellen breiten sich mit der gleichen Frequenz f und der gleichen Geschwindigkeit v_t aus, wie die Primärwelle.“ [2]

Tritt eine Veränderung der Amplitude oder Phase der Wellenfront ein, wenn Licht auf ein reflektierendes oder transparentes Hindernis (zum Beispiel eine Kante oder ein Loch) trifft, so wird dieser Effekt als Beugung bezeichnet. Treffen die verschiedenen Abschnitte der Wellenfront wieder aufeinander, können sie interferieren. Dabei überlagern sich die Teilwellen. In Abhängigkeit von der jeweiligen Phase und Amplitude kann es zu konstruktiver Interferenz (Verstärkung) oder destruktiver Interferenz (Abschwächung oder Auslöschung) kommen. Es resultiert ein Beugungsmuster, welches die Verteilung der Energiedichte darstellt. [2, 17] In der Optik werden Beugung und Interferenz häufig synonym verwendet. Jedoch beruhen beide Phänomene auf dem physikalischen Prinzip der Wellenüberlagerung. Bei näherer Betrachtung zeigen sich keine grundlegenden Unterschiede zwischen den beiden Begriffen. Umgangssprachlich bezeichnet man Interferenz als die Überlagerung einer weniger Wellen, während man bei der Betrachtung mehrerer Wellen von Beugung spricht. [2]

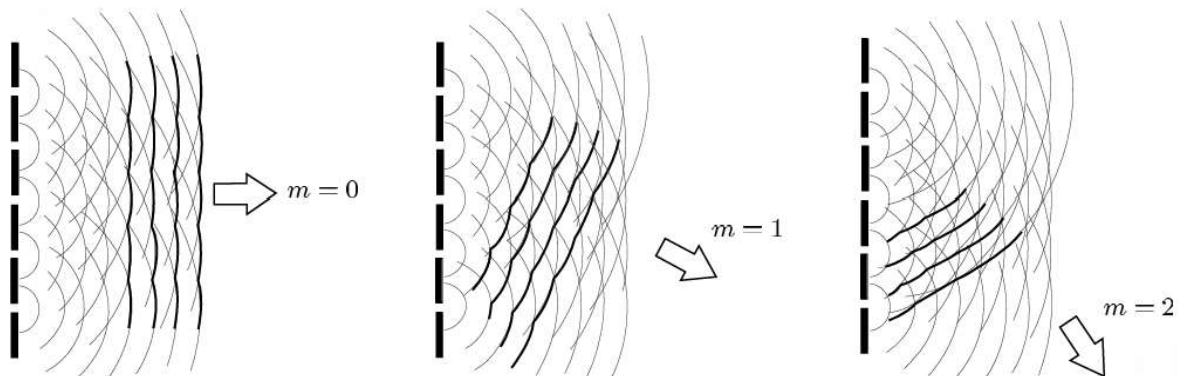


Abbildung 2.10: Beugung am Mehrfachspalt (Gitter): Konstruktive Interferenz der von den Spalten ausgehenden Elementarwellen. In den gezeigten Beugungsordnungen $m = 0, 1, 2$ ist der Gangunterschied zwischen benachbarten Spalten gleich $m\lambda$. [2]

Ein Beugungsgitter ist eine Anordnung von mikroskopisch kleinen Rillen, die sich regelmäßig wiederholen und jede als Quelle einer Sekundärquelle wirkt. Durch die regelmäßige Anordnung der Gitterstrukturen entstehen wohldefinierte Gangunterschiede zwischen den von den benachbarten Rillen ausgesandten Sekundärwellen. Dieser Gangunterschied Δs bei schräg einfallendem Licht ist abhängig von dem Gitterlinienabstand d , dem Einfallswinkel α sowie dem Beugungswinkel β und wird beschrieben durch:

$$\Delta s = d \cdot (\sin(\alpha) + \sin(\beta)) \quad (2.11)$$

Damit konstruktive Interferenz 2.12 entstehen kann, muss der Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge sein:

$$\Delta s = m \cdot \lambda, \quad m \in \mathbb{Z} \quad (2.12)$$

Setzt man diese 2.11 und 2.12 gleich, erhält man die sogenannte Gittergleichung bei schrägem Lichteinfall 2.13:

$$d \cdot (\sin(\alpha) + \sin(\beta)) = m \cdot \lambda, \quad m \in \mathbb{Z} \quad (2.13)$$

Sie beschreibt, unter welchem Winkel eine bestimmte Wellenlänge der jeweiligen Ordnung in Abhängigkeit des Gitterlinienabstandes und des Einfallswinkels gebeugt wird. Darüber hinaus lässt sich aus der Gittergleichung 2.13 ableiten, dass der Ausdruck $\sin(\alpha) + \sin(\beta)$ nur dann eine physikalisch sinnvolle Lösung aufweist, sofern der resultierende Wert im Intervall $[-1, 1]$ liegt. Daraus lässt sich folgern, dass höhere Beugungsordnungen nicht in jedem Fall auftreten, sondern ausschließlich dann, wenn die Kombination aus Einfallswinkel α , Wellenlänge λ und Gitterabstand d diese Bedingung erfüllt. [2]

Arten von Gittern

Reflexions- und Transmissionsgitter stellen die beiden Haupttypen von Beugungsgittern dar. Bei Reflexionsgittern wird das einfallende Licht an der strukturierten Oberfläche reflektiert und dabei unter einem durch die Gittergleichung bestimmten Winkel in die jeweiligen Beugungsordnungen zerlegt (siehe Abb. 2.11a). Im Gegensatz dazu durchdringt das Licht bei ein Transmissionsgitter dieses, wobei die gebeugten Strahlen ebenfalls unter einem bestimmten Winkel austreten (siehe. Abb. 2.11b). Die grundsätzliche Funktionsweise beider Gitterarten beruht auf denselben physikalischen Prinzipien von Interferenz bzw. Beugung. [16]

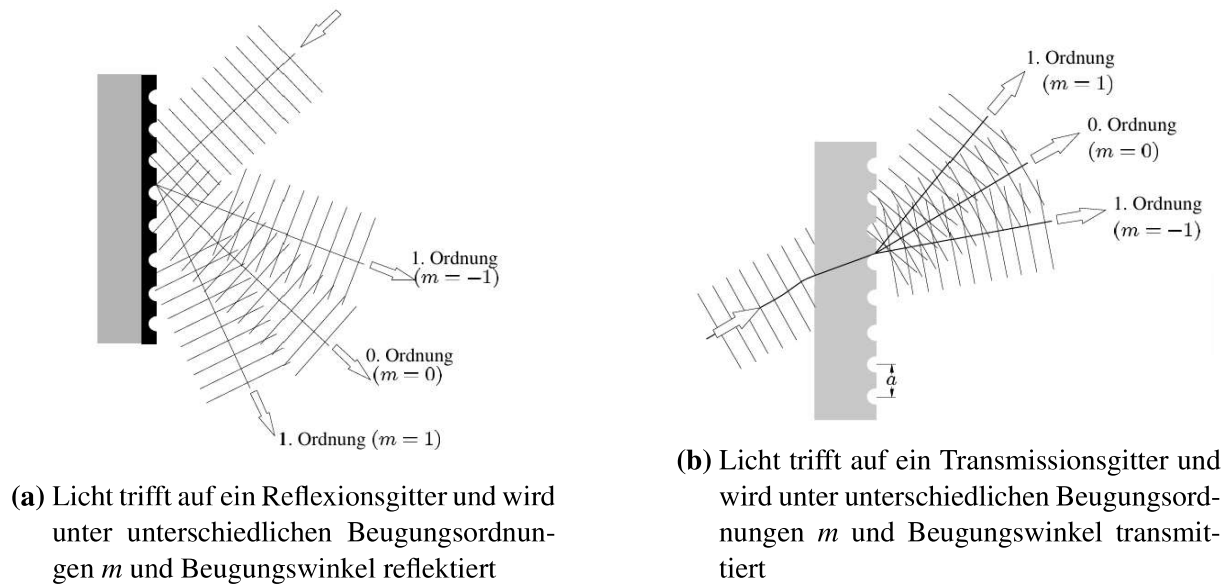


Abbildung 2.11: Vergleich von Reflexions- und Transmissionsgitter mit den entsprechenden Beugungsordnungen $m = -1, 0, 1$. Die Richtungen erfüllen die Gittergleichung (Gl. 2.13) [2]

Des Weiteren erfolgt eine Klassifizierung der Gitter in zwei Kategorien: gerillte und holografische Gitter. Gerillte Gitter weisen in der Regel dreiecksförmige Rillen auf, dessen Form und Winkel maßgeblich für die Effizienz und die Intensitätsverteilung der gebeugten Ordnungen sind. Eine wichtige Unterart stellen sogenannte Echelette-Gitter dar, die eine sägezahnförmige Struktur aufweisen und durch ihre Geometrie eine besonders hohe Effizienz in einer gewünschten Beugungsordnung erzielen. [2, 16]

Holografische Gitter werden hingegen durch die Überlagerung kohärenter Laserstrahlen in einem photoempfindlichen Material erzeugt. Die dabei entstehenden Interferenzmuster formen eine regelmäßige Gitterstruktur. Gitter dieser Art zeichnen sich durch eine besonders geringe Streulichtintensität aus, da im Gegensatz zu mechanisch gerillten Gittern keine Rillenfehler durch den Herstellungsprozess entstehen. Aufgrund dieser Eigenschaften eignen sie sich besonders für Anwendungen in der hochauflösenden Spektroskopie. [2, 16]

2.4 Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen R beschreibt die Fähigkeit, zwei benachbarte Wellenlängen λ und $\lambda + \Delta\lambda$ getrennt wahrzunehmen. [5] Dabei wird $\Delta\lambda$ als Instrumentelle Breite definiert. Das Auflösungsvermögen wird durch folgende Gleichung bestimmt:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (2.14)$$

Die Auflösung eines gesamten Aufbaus wird als Instrumentelles Auflösungsvermögen bezeichnet und setzt sich aus mehreren Beträgen zusammen.

Einfluss des Gitters

Für ein Beugungsgitter gilt im Idealfall

$$R = m \cdot N_{\text{eff}}, \quad (2.15)$$

wobei m der Beugungsordnung und N_{eff} der Anzahl der effektiv beleuchteten Gitterlinien entspricht. Damit folgt

$$\Delta\lambda_{\text{Gitter}} = \frac{\lambda}{m \cdot N_{\text{eff}}}. \quad (2.16)$$

Daraus folgt, dass $\Delta\lambda$ umso größer ist, je höher die Beugungsordnung und je größer die Zahl der beleuchteten Gitterlinien ist. Ein Gitter mit hoher Linienzahl pro Millimeter und großem beleuchteten Bereich erreicht somit eine besonders hohe spektrale Auflösung und eignet sich für Anwendungen in der hochauflösenden Spektroskopie. [2, 16]

Einfluss des Eingangsspalts

Der Eingangsspalt bzw. die effektive Emittergröße w_{ein} trägt zur spektralen Verbreiterung bei. Die Kollimatorlinse mit Brennweite f_{koll} bildet die Emittergröße w_{ein} in eine kleine Winkelspreizung im Parallelstrahl um. Für kleine Winkel gilt rein geometrisch

$$\Delta\alpha \approx \frac{w_{\text{ein}}}{f_{\text{koll}}}. \quad (2.17)$$

Am Gitter übersetzt sich eine Winkeländerung über die Winkeldispersion in eine Wellenlängenänderung. Mit

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos(\beta)} \quad (2.18)$$

folgt für die durch den Eingangsspalteinfluss verursachte spektrale Breite

$$\Delta\lambda_{\text{Eingang}} \approx \frac{\Delta\beta}{d\beta/d\lambda} = \frac{w_{\text{ein}}}{f_{\text{koll}}} \frac{d \cdot \cos(\alpha)}{m}. \quad (2.19)$$

Darauf folgt, dass eine kleinere Emittergröße w_{ein} und eine große Brennweite der Kollimatorlinse f_{koll} die Auflösung verbessern. [2, 17]

Einfluss des Detektionsspalts

Eine Apertur vor dem Detektor mit der effektiven Breite w_{det} begrenzt ebenfalls die reale Auflösung. Die Fokussierlinse mit der Brennweite f_{fokus} bildet kleine Winkel β in Positionen x auf der Detektorebene ab. Für kleine Winkel gilt

$$\frac{dx}{d\beta} = f_{\text{fokus}}. \quad (2.20)$$

Aus der Formel zur Winkeldispersion eines Reflexionsgitters (Gl. 2.18) ergibt sich die lineare Dispersion in der Detektorebene zu

$$\frac{dx}{d\lambda} = f_{\text{fokus}} \frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{f_{\text{fokus}} m}{d \cdot \cos(\beta)}. \quad (2.21)$$

Über die lineare Dispersion entspricht dies einer spektralen Breite

$$\Delta\lambda_{\text{Detektor}} \approx \frac{w_{\text{det}}}{d\beta/d\lambda} = \frac{w_{\text{det}}}{f_{\text{Fokus}}} \frac{d \cdot \cos(\beta)}{m}. \quad (2.22)$$

Eine kleinere Spaltbreite w_{det} und eine größere Brennweite f_{fokus} verringern $\Delta\lambda_{\text{det}}$ und verbessern somit die spektrale Auflösung. [2, 17]

Gesamte Instrumentelle Breite

Die Instrumentelle Breite des Versuchsaufbaus ist die quadratische Addition aller Beiträge:

$$\Delta\lambda_{\text{instr}} \approx \sqrt{\Delta\lambda_{\text{Gitter}}^2 + \Delta\lambda_{\text{Eingang}}^2 + \Delta\lambda_{\text{Detektor}}^2 + \Delta\lambda_{\text{Optik}}^2} \quad (2.23)$$

Wobei $\Delta\lambda_{\text{Optik}}$ Abbildungsfehler wie Defokus, Dejustage oder Verschmutzungen auf Optiken zusammenfasst.

Instrumentelles Auflösungsvermögen

Das Instrumentelle Auflösungsvermögen lässt sich analog zu Gleichung 2.14 bestimmen.

3 Dimensionierung und Charakterisierung der Systemkomponenten

Dieses Kapitel beschreibt den allgemeinen experimentellen Aufbau zur Charakterisierung der Swept-Source-VCSEL und legt die dafür erforderlichen Anforderungen fest. Ziel war zunächst die Diode im cw-Betrieb zu untersuchen, um eine erste Wellenlängenkennlinie $\lambda(T, I)$ mit den entsprechenden Tuning-Koeffizienten a_T und a_I zu bestimmen. Anschließend wurde die VCSEL im gepulsten Betrieb betrieben, um das dynamische Verhalten zu analysieren und mit den cw-Ergebnissen zu vergleichen.

3.1 Verwendete Komponenten

Für die vorliegenden Untersuchungen wurde eine VCSEL der Firma Thorlabs mit einer Zentralwellenlänge von 760 nm und einer maximalen optischen Leistung von 0,5 mW eingesetzt. Die Laserdiode ist für den Betrieb in einer einzelnen longitudinalen sowie einer einzelnen transversalen Mode ausgelegt und liefert dadurch ein nahezu kreisförmiges Strahlprofil. Das zugehörige Datenblatt ist dem Anhang zu entnehmen (siehe 6.1).

Für die elektronische Ansteuerung wurde die VCSEL in eine Halterung (Modell LDM21/M der Firma Thorlabs) montiert. Die Halterung ist mit einem Peltier-Element sowie einem Thermistor ausgestattet, wodurch eine präzise Regelung und Stabilisierung der Betriebstemperatur der Laserdiode ermöglicht wurde.

Die Regelung von Betriebstemperatur und Betriebsstrom der VCSEL erfolgte mithilfe eines VCSEL-Treibers mit integriertem Temperatur-Controller (Modell VITC002 der Firma Thorlabs). Die elektrische Anbindung der VCSEL-Halterung an den Treiber erfolgte über zwei 9-polige-D-Sub-Schnittstellen. Der Treiber bietet für den gepulsten Betrieb nur eingeschränkte Möglichkeiten zur Einstellung der Pulsform, sodass ein externer Funktionsgenerator (TG5012A der Firma Aim-TTi) eingesetzt wurde. Dadurch konnten Pulsdauer, Frequenz und Stromamplitude des gepulsten Stromes genau eingestellt werden.

Die Messung der Ausgangssignale erfolgt unter Verwendung eines Mehrkanal-Oszilloskops (WaveSurfer 510 der Firma Teledyne LeCroy). Die Mehrkanalstruktur des Geräts erlaubt die parallele Darstellung und Speicherung mehrerer Signale und ermöglicht eine direkte zeitliche Zuordnung zwischen Ansteuerung der VCSEL und dem detektierten optischen Signal.

Für die Aufnahmen einzelner Spektren im Dauerstrich-Betrieb wurde zunächst ein hochauflösender Optical Spectrum Analyzer (OSA) (Modells MS9740A der Firma Anritsu) verwendet.

Das Gerät weist eine Auflösung von maximal 0,03 nm auf, weshalb es sich besonders für detaillierte Untersuchung schmalbandiger Spektren eignet.

Zur Signal-Detektion im gepulsten Betrieb wurde ein Silizium-Lawinen-Photodetektor (APD130A2/M der Firma Thorlabs) eingesetzt. Lawinen-Photodetektoren, auch Avalanche-Photodetektoren (APD) genannt, eignen sich aufgrund ihrer internen Verstärkung besonders gut bei der Detektion schwacher optischer Signale. Der verwendete APD deckt einen Spektralbereich von 200-1000 nm ab. Die Detektorfläche hat die Abmaße 1 mm · 1 mm. Damit der Detektor möglichst kleine Spektrale Anteile messen konnte, wurde vor diesem ein Pin-hole mit einem Durchmesser von 10 μm verbaut. Der Detektor befand sich auf einer Linearbühne mit einem Schrittmotor (LNR25ZFS/M der Firma Thorlabs) und einer Genauigkeit von 15 μm , welcher mithilfe eines Schrittmotor-Controller (KST101 der Firma Thorlabs) betrieben wurde.

Die Auswertung der erfassten Messdaten wurde unter Verwendung von jupyterlab Version 4.4.7 durchgeführt. Im Rahmen dessen wurden die Bibliotheken NumPy, SciPy, Pandas, Glob und Matplotlib verwendet. Für die Auswertungen wurden unter anderem Hintergrundkorrekturen durchgeführt, Spektrallinien mittels Gauß-fit bestimmt sowie die zentralen Kenngrößen wie Maxima, Halbwertbreite und spektrale Verschiebungen extrahiert. Die Abschätzung der Fehler erfolgte mittels Mittelwertbildung und Standardabweichung über mehrere Einzelmessungen.

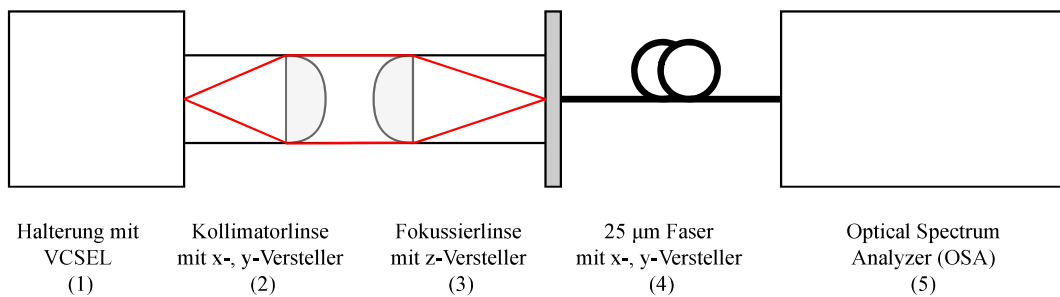
3.2 Aufnahme der Wellenlängenkennlinie im cw-Betrieb

Das Ziel der durchgeführten Messung bestand darin, die Abhängigkeit der Emissionswellenlänge der VCSEL von der Temperatur und dem Betriebsstrom zu bestimmen und daraus die sogenannte Wellenlängenkennlinie im Dauerstrich-Betrieb abzuleiten. Die Wellenlängenkennlinie stellt eine zentrale Kenngröße für die Charakterisierung der Laserdiode dar.

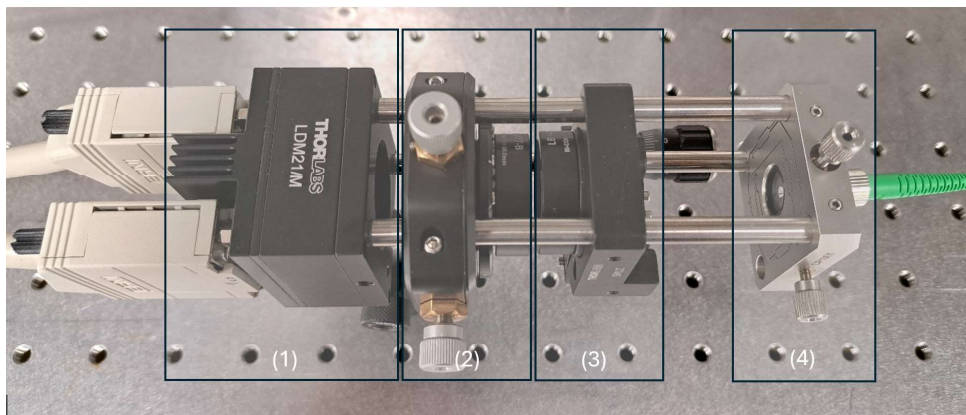
Versuchsaufbau

Der Aufbau bestand aus der in der Halterung montierten VCSEL, deren Betriebsstrom und Betriebstemperatur über den Treiber gesteuert wurde. Damit möglichst viel Licht in den Optical Spectren Analyzer einkoppelte, wurden die Laserstrahlen zuerst durch eine 1-Zoll plan-konvex Kollimatorlinse mit einer Brennweite $f_{koll} = 75 \text{ mm}$ kollimiert und über eine weitere 1-Zoll plan-konvex Fokussierlinse mit einer Brennweite $f_{fokus} = 35 \text{ mm}$ auf den Fasereingang fokussiert. Der Eingang der Faser, mit einem Kerndurchmesser von 25 μm , befand sich in einem Abstand von 35 mm zu Fokussierlinse und leitete die Strahlung zum OSA weiter. Die Faser wurde

so ausgewählt, dass sie im Wellenlängenbereich der VCSEL eine möglichst geringe Dämpfung aufwies. Der Versuchsaufbau ist in den Abbildungen 3.1 dargestellt.



(a) Schematischer Aufbau der Wellenlängenkennlinie im cw-Betrieb



(b) Realer Aufbau der Wellenlängenkennlinie im cw-Betrieb

Abbildung 3.1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Wellenkennlinie im cw-Betrieb. mit: (1) Halterung mit VCSEL, (2) Kollimatorlinse $f_{koll} = 75$ mm in x-,y-Versteller, (3) Fokussierlinse $f_{fokus} = 35$ mm in z-Versteller, (4) Faser mit 25µm Kern-durchmesser in x-,y-Versteller und (5) Optical Spectren Analyzer

Aufnahme der Einzelspektren

Zur Bestimmung der Wellenlängenkennlinie im cw-Betrieb wurden Einzelspektren bei diskreten Kombinationen aus Strom und Temperatur aufgenommen. Die Einzelspektren bei einer Betriebstemperatur von 25 °C sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

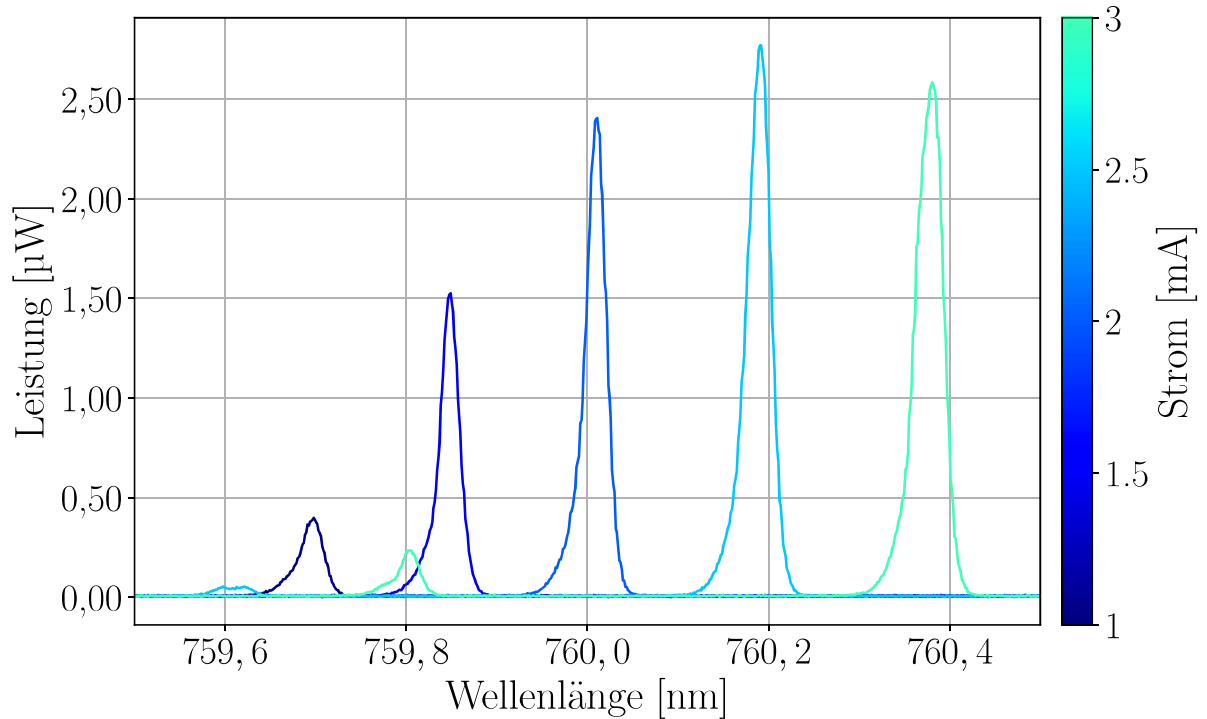


Abbildung 3.2: Leistung in μW über Wellenlänge in nm der Einzelspektren bei konstanter Temperatur von $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ für diskrete Ströme (cw-Betrieb), aufgenommen mit einem OSA

Es konnte festgestellt werden, dass sich mit zunehmendem Strom die Emissionswellenlänge systematisch zu größeren Werten verschiebt, während die Linienform schmalbandig und näherungsweise gaußförmig bleibt. Die beobachtete Verschiebung mit dem Strom ist konsistent mit einer thermisch bedingten Veränderung der Resonatorbedingungen, die den effektiven Brechungsindex bzw. die optische Resonatorlänge erhöht und dadurch die Mode zu längeren Wellenlängen verschiebt. Darüber hinaus ist ab einer Stromstärke von ca. 2,5 mA ein Nebenpeak erkennbar, der in den nachfolgenden Spektren als deutlich ausgeprägtes Nebenmaximum in Erscheinung tritt.

Abschätzung der Resonatorlänge aus dem Modenabstand

Die erkennbaren Nebenpeaks könnten auf eine zusätzliche Mode hindeuten. In folgendem Abschnitt wird rechnerisch untersucht, ob es sich um eine benachbarte longitudinale Mode handelt. Der spektrale Abstand benachbarter longitudinaler Moden eines planparallelen Resonators mit effektiver optischer Länge $n \cdot L$ ist in der Formel 2.7 beschrieben. Mit $\lambda_0 = 760\text{ nm}$, dem beobachteten Modenabstand von $\Delta\lambda \approx 0,59\text{ nm}$ und dem Brechungsindex von $n_{\text{GaAs}} \approx 3,6$, der in der VCSEL verwendeten Halbleiter [24], erhält man:

$$\frac{\lambda^2}{2 \cdot n_{GaAs} \cdot \Delta\lambda} = \frac{(760\text{nm})^2}{2 \cdot 3,6 \cdot 0,59\text{nm}} = 136,0\mu\text{m}.$$

Somit ergeben sich folgende Resonatorlängen:

$$n_{GaAs} \approx 3.6 \text{ (GaAs/AlGaAs, VCSEL-Kavität)} : \quad L_{GaAs} \approx 136,0\mu\text{m},$$

$$n_{Luft} \approx 1.0 \text{ (Luft, externer Resonator)} : \quad L_{Luft} \approx 489,5\mu\text{m}.$$

Ein Modenabstand von $\sim 0,59\text{nm}$ innerhalb der Halbleiterkavität mit $n_{GaAs} \approx 3,6$ entspricht einer effektiven Resonatorlänge von $L \approx 136,0\mu\text{m}$, was deutlich länger als die reine VCSEL-Kavität ($\sim 1-10\mu\text{m}$) ist. [24] Ein rein interner Nebenmode wäre daher nur bei wesentlich erhöhter optischer Dicke plausibel. Alternativ kann der beobachtete Nebenpeak durch einen externen Resonator außerhalb der Kavität (z.B. zwischen dem Substrat und dem Deckfenster der Diode) erklärt werden. Bei einer freien Luftstrecke ergibt sich eine Resonatorlänge von $L \approx 489,5\mu\text{m}$. Die Beobachtung, dass der Nebenpeak erst ab einem Strom von 2,5 mA auftritt, ist konsistent, dass die Modenverstärkung erst ab diesem Strom die zusätzlichen Verluste des externen Resonators übersteigt.

Auswertung der Wellenlängenkennlinie im cw-Betrieb

Zur Untersuchung der Wellenlängenkennlinie wurde der Betriebsstrom im Bereich von 1 mA bis 3 mA in Schritten von 0,5 mA variiert. Parallel dazu wurde die Temperatur im Bereich von 15 °C bis 40 °C eingestellt, wobei eine Schrittweite von 5 °C gewählt wurde. Nach jeder Änderung des Stroms und der Temperatur wurde eine Wartezeit zur thermischen Stabilisierung eingehalten, bevor die Messung startete. Abbildung 3.3 zeigt die Lage der spektralen Maxima λ_{peak} in Abhängigkeit von Temperatur T und Strom I . Für jede der diskreten Kombinationen (T, I) wurden Einzelspektren aufgenommen, der Hauptpeak mittels Gauß-Fit lokalisiert und die resultierenden Peak-Positionen aufgetragen.

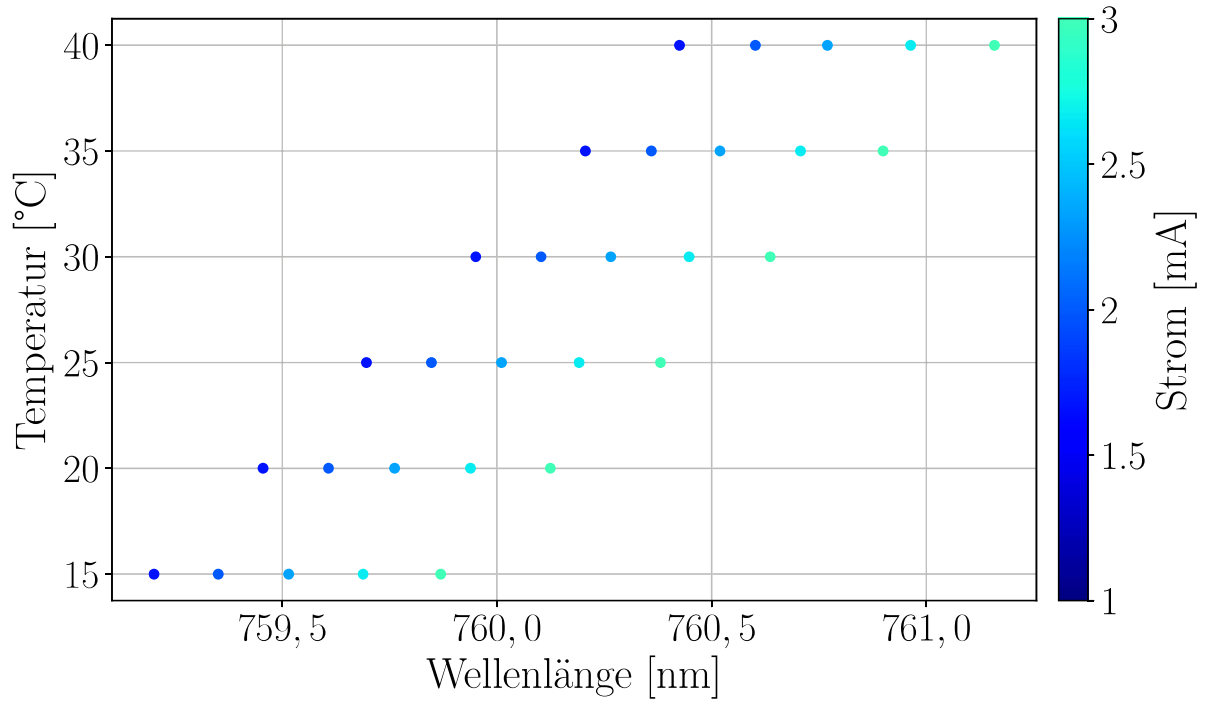


Abbildung 3.3: Lage der spektralen Maxima in Abhängigkeit der Temperatur und des Strom im cw-Betrieb. Dargestellt sind die aus Gauß-Fits gewonnenen Peak-Positionen.

Der Wellenlängenbereich konnte insgesamt von $\approx 759,3 \text{ nm}$ bis $761,2 \text{ nm}$ durch gestimmt werden. Die Wellenlängenkenlinie $\lambda(T, I)$ (Abb. 3.3) steigen die Peak-Wellenlängen linear mit Temperatur T und Strom I an. Die mittleren Tuning-Koeffizienten lauten

$$a_T^{\text{cw}} = \frac{d\lambda}{dT} = (0,050 \pm 0,001) \frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}},$$

$$a_I^{\text{cw}} = \frac{d\lambda}{dI} = (0,345 \pm 0,012) \frac{\text{nm}}{\text{mA}}.$$

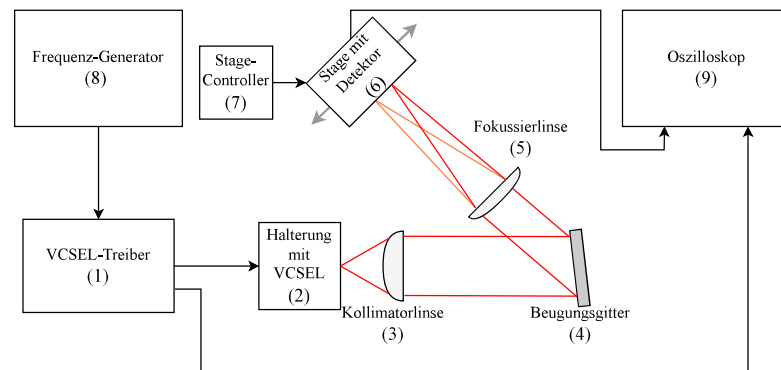
Die Größenordnung von a_T^{cw} und a_I^{cw} liegt im erwarteten Bereich für VCSEL-Bauelemente. [9] Die Abweichungen der mittleren Tuning-Koeffizienten entsteht durch die gewichtete Regression aller Einzelwerte. Für Applikationen mit kleiner Wellenlängentoleranz empfiehlt sich, bei Variation des Stroms stets mit ausreichend Haltezeit zu messen. Die Abweichungen der Tuning-Koeffizienten sind sehr gering. Es ist jedoch zu beachten, dass Abweichungen aufgrund der Temperaturstabilität des Halters sowie einer zu kurzen Wartezeit bei Änderung der Parameter auftreten können.

3.3 Aufbau und Charakterisierung des zeit- und spektralaufgelösten Spektrometers

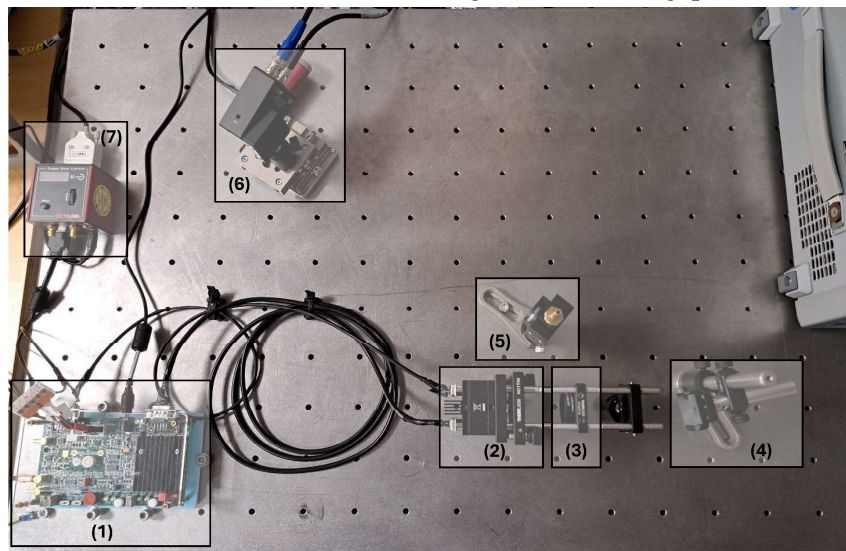
Der verwendete Optical Spectren Analyzer erlaubt aufgrund seiner begrenzten Abtastrate kein zeitlich aufgelöstes Spektrum. Zur Charakterisierung der VCSEL im gepulsten-Betrieb wurde daher ein eigenes, zeit- und spektralaufgelöstes Gitterspektrometer entwickelt, das eine pulsförmige Ansteuerung erfasst und spektral auflöst. Das System ermöglicht die eindeutige Zuordnung der Stage-Position x zur Wellenlänge λ über eine lineare Kalibration $\lambda(x)$ und bildet die Grundlage für die Bestimmung der Tuning-Koeffizienten. Im Folgenden wird der optische Aufbau, die Datenerfassung und das Kalibrationsverfahren beschrieben sowie die spektrale Auflösung bestimmt.

Messaufbau

Die Ansteuerung der VCSEL im gepulsten Betrieb erfolgte über einen externen Funktionsgenerator, welcher mit dem VCSEL-Treiber verbunden war. Darüber konnten Pulsdauer, Frequenz und Stromamplitude gezielt eingestellt werden, während die Temperaturregelung weiterhin durch den VCSEL-Treiber übernommen wurde. In Abbildung 3.4 ist der Messaufbau verdeutlicht.



(a) Schematischer Aufbau der Wellenlängenkennlinie im gepulsten Betrieb



(b) Aufbau der Wellenlängenkennlinie im gepulsten Betrieb

Abbildung 3.4: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Wellenkennlinie im gepulsten Betrieb mit: (1) VCSEL-Treiber, (2) Halterung mit VCSEL, (3) Kollimatorlinse $f_{koll} = 75 \text{ mm}$, (4) holografisches Reflexionsgitter (5) Fokussierlinse mit $f_{fokus} = 300 \text{ mm}$, (6) Linearstage mit Detektor, (7) Stage-Controller, (8) Frequenzgenerator, (9) Oszilloskop

Die emittierte Strahlung der Laserdiode ist divergent, weshalb eine entsprechende Verarbeitung durch ein Linsensystem erforderlich ist. Im Zuge der Kollimation wurde eine 1-Zoll plan-konvex Linse mit einer Brennweite von $f_{koll} = 75$ mm, deren Positionierung in gleichen Abstand zur VCSEL erfolgte, positioniert. Das parallelisierte Licht traf anschließend auf das Reflexionsgitter, das eine wellenlängenabhängige Beugung des Lichts verursachte. Die gebeugte Strahlung wurde durch eine weitere 1-Zoll plan-konvex Linse mit einer Brennweite von 300 mm auf die Bildebene des Detektors fokussiert.

Der Detektor wurde mit einer 10 μm -Pin-Hole-Apertur gekoppelt und auf einen motorisierten Lineartisch montiert. Durch das Verfahren der Bühne überstrich der Detektor den gebeugten Strahl, sodass die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von der Position der Bühne (Stage-Position) erfasst wurde.

Das Gesamtsystem wies eine getriggerte Arbeitsweise auf: Der Funktionsgenerator lieferte ein Referenzsignal, das sowohl mit dem Oszilloskop verbunden war, als auch als Trigger für den Detektor diente. Infolge dessen wurde das optische Signal synchron zum zeitlichen Verlauf des Sägezahnstroms aufgezeichnet, sodass ein zeit- und spektralaufgelöstes Spektrum des Pulses entstand. Ausgewählte Aufnahmen des Detektorsignals in Abhängigkeit der Zeit und Stage-Position sind in Abbildung 3.5 zu sehen.

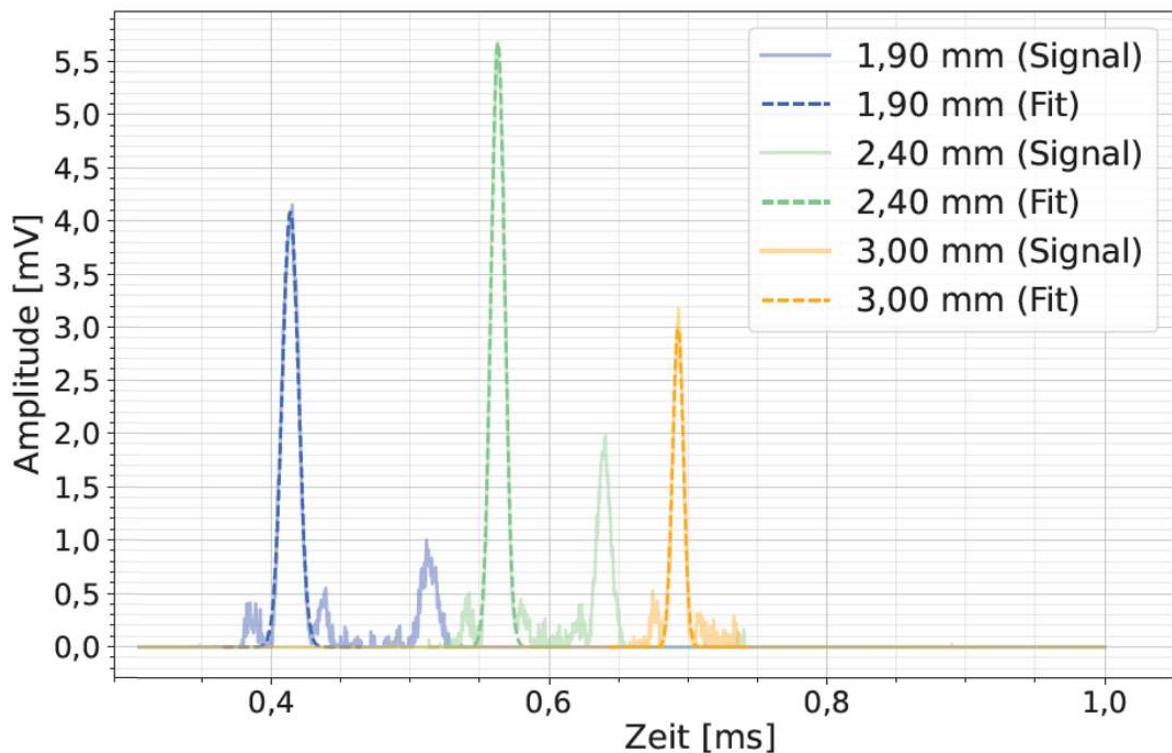


Abbildung 3.5: Abbildung der Detektor-Aufnahme an unterschiedlichen Stage-Positionen in Abhängigkeit der Zeit des Sägezahnstroms

In Abbildung 3.5 ist die Aufnahme für exemplarisch drei verschiedenen Stage-Positionen gezeigt. Aufgrund der getriggerten Arbeitsweise ist es möglich die Aufnahmen einer entsprechenden Zeit innerhalb des Pulses zuordnen zu können. Aufgrund der Rückkopplung zwischen den Detektor und Oszilloskop können elektronische Artefakte entstehen, welche sich in der Abbildung als Nebenpeaks äußern. Der Zusammenhang zwischen Stage-Position und Wellenlänge wird im nachfolgenden Kapitel erläutert.

Kalibrierung der Positions-Wellenlängen Zuordnung

Zur Bestimmung, an welcher Stage-Position x welche Wellenlänge λ vorliegt, wurde die Linearstage entlang der Dispersionsachse auf diskrete Positionen verfahren. Für diese Kalibrierung wurde der Detektor ausgebaut und mit dem Fasereingang des OSAs getauscht. An den Stage-Position wurden mithilfe des OSAs mehrere Einzelspektren aufgenommen, der Hauptpeak mittels Gauß-Fit lokalisiert und aus den Mehrfachmessungen Mittelwert und Standardabweichung der Peaklage gebildet, welche als Fehlerbalken in die Daten eingehen. Der zugehörige Graph 3.6 zeigt eine sehr gute Linearität und wird durch den R^2 -Wert bestätigt.

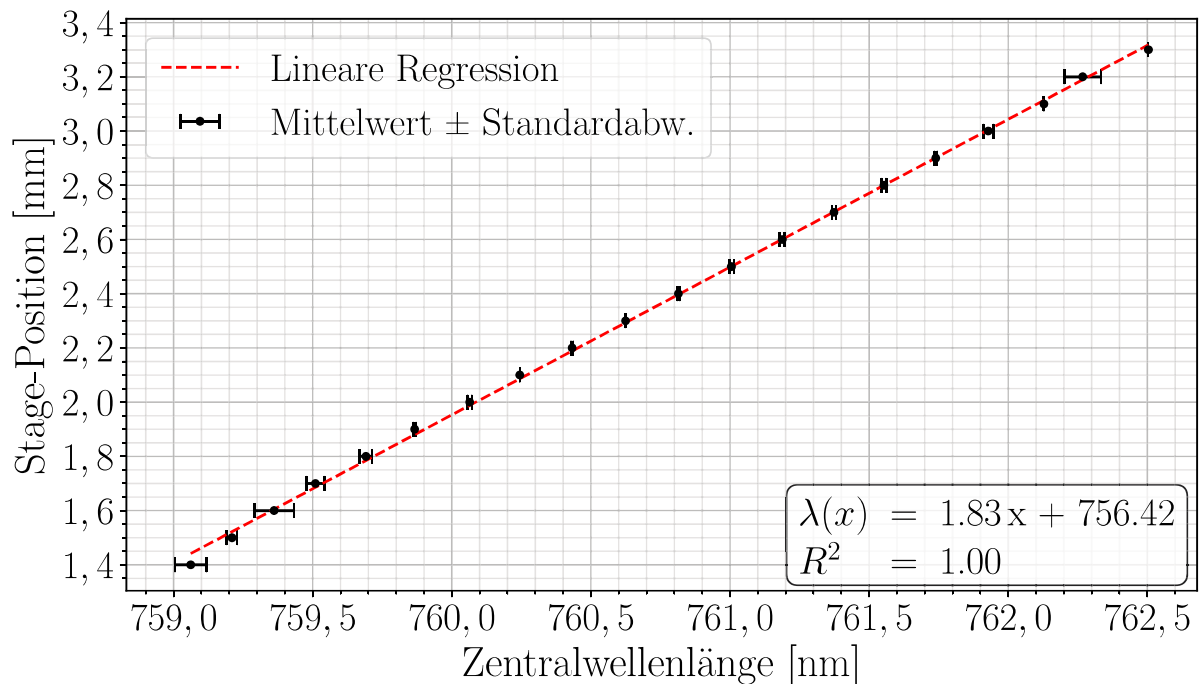


Abbildung 3.6: Kalibrierung der Positions-Wellenlänge-Zuordnung: Stage-Position x gegen Zentralwellenlänge λ . Die Punkte zeigen den Mittelwert \pm Standardabweichung. Der lineare Fit ergibt $\lambda(x) = 1,83 \text{ nm/mm} \cdot x + 756,42 \text{ nm}$ mit $R^2 = 1,00$.

Der gefundene Zusammenhang zwischen Stage-Position und Zentralwellenlänge lautet:

$$\lambda(x) = 1,83 \frac{\text{nm}}{\text{mm}} \cdot x + 756,42 \text{ nm}$$

Dieser Zusammenhang ist für die weitere Auswertung von zentraler Bedeutung. Er fungiert als fundamentale Grundlage für die Transformation sämtlicher positionsabhängiger Messungen und erzeugt die Vergleichbarkeit zwischen Messungen unterschiedlicher Ströme und Temperaturen.

Beugungsgitter

Das für das Gitterspektrometer verwendete Beugungsgitter weist eine Gitterkonstante von

$$d = \frac{1}{1200} \text{ mm} \approx 8,33 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

auf und eignet sich optimal für den spektralen Bereich der eingesetzten VCSEL. Durch die Abmessungen des Gitters von 25 mm · 25 mm konnte ein ausreichend großer Strahldurchmesser auf das Gitter gelenkt werden, sodass viele Gitterlinien (n_{eff}) gleichzeitig beleuchtet wurden und damit ein hohes Auflösungsvermögen (R) realisiert werden konnte. Da unterschiedliche Wellenlängen gemäß der Gittergleichung 2.13 unter verschiedenen Beugungswinkel gebeugt werden, musste eine Kalibrierung zwischen der Stage-Position und der entsprechenden Wellenlänge stattfinden. Diese wird in folgendem Kapitel erläutert.

3.4 Aufnahme der Wellenlängenkennlinie im gepulsten Betrieb

Um das Verhalten der Emissionswellenlänge unter dynamischer Ansteuerung zu untersuchen, wurde die VCSEL im gepulsten Betrieb charakterisiert.

Messdurchführung

Die Aufnahme der Wellenlängenkennlinie im gepulsten Betrieb erfolgte analog zum cw-Betrieb durch Variation des Betriebsstroms und der Temperatur. Der Betriebsstrom wurde dabei im Bereich von 1 mA bis 7 mA variiert, während die Temperatur im Bereich von 18 °C bis 40 °C eingestellt wurde. Für jede Kombination aus Strom und Temperatur bildete das Oszilloskop einen Mittelwert von 10 aufgenommenen Einzelmessungen des jeweiligen Signals. Somit wurde das Rauschen minimiert und die aufgenommenen Signale wiesen eine geringere Abweichung auf.

Die aufgezeichneten Signale dienten als Grundlage für die spätere Bestimmung der Wellenlängenkennlinie im gepulsten Betrieb.

Die Messreihe wurde durch ein automatisiertes Python-Skript realisiert, welches sowohl die Ansteuerung des Oszilloskops als auch die Steuerung der Bühne übernahm. Zu Beginn der Messung wurde die Bühne in eine definierte Startposition verfahren, die als Referenz für die Kalibrierung diente. Im Anschluss wurde die Bühne schrittweise in 0,1 mm-Inkrementen verfahren. Nach jedem Schritt erfolgte eine Aufzeichnung des Detektorsignals und des Referenzsignals des Funktionsgenerators über das Oszilloskop. Anschließend wurden die Signale der entsprechenden Stage-Position gespeichert. Dieser Prozess wiederholte sich, bis keine verwertbaren Signale mehr detektiert wurden.

Sägezahnimpuls

Zur Erfassung der Wellenlängenkennlinie im Pulsbetrieb wurde die VCSEL mit einem linear ansteigenden Sägezahnstrom betrieben. Die verwendeten Parameter des Sägezahnimpulses sind in der Tabelle 3.1 dargestellt. Die Abbildung 3.7 zeigt eine grafische Darstellung des vom Frequenzgenerator ausgehenden Sägezahnimpulses.

Parameter des Sägezahnimpulses

Größe	Symbol	Wert
Periode	P	10,0 ms
Frequenz	$f = 1/P$	100 Hz
Anstiegszeit	A	0,5 ms
Tastverhältnis	$D = A/P$	0,05 (5 %)
Startstrom	I_0	≈ 0 mA
Maximaler Strom	I_{\max}	≈ 7 mA
Anstieg	$s_I = dI/dt$	14,0 $\frac{\text{mA}}{\text{ms}}$

Tabelle 3.1: Verwendete Parameter des Sägezahnimpulses für die Messung der Wellenlängenkennlinie im gepulsten Betrieb.

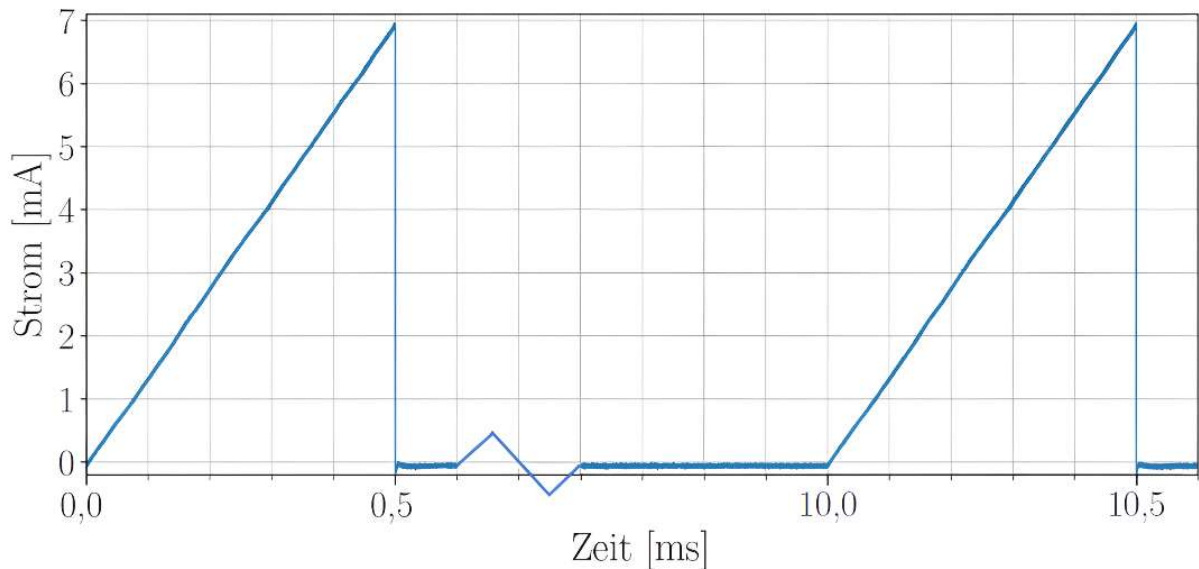


Abbildung 3.7: Grafische Darstellung des verwendeten Sägezahnimpulses des Frequenzgenerators mit Achsenbruch

Die Ansteuerung der VCSEL mit einer linear ansteigenden Sägezahnrampe war für die Bestimmung der Wellenlängenkennlinie besonders gut geeignet. Erstens erzeugte die Rampe eine eindeutige, monotone Abbildung des Stroms in Abhängigkeit der Zeit. Der lineare Abschnitt erlaubte eine direkte, verzerrungsarme Bestimmung der Tuning-Koeffizienten a_I und a_T innerhalb eines Pulses. Zweitens wurden in einem einzigen Puls viele Stromwerte dicht abgetastet, weshalb die Wellenänderung (Sweep) der VCSEL effizient detektiert wurde. Drittens reduzierte das geringe Tastverhältnis die mittlere thermische Last. Dadurch konnten hohe Spitzenströme genutzt werden, während die VCSEL zwischen den Rampen thermisch relaxierte und langfristige Aufheizung minimiert wurde. Zusammengefasst lieferte die Sägezahn-Ansteuerung eine schnelle, reproduzierbare und thermisch kontrollierte Messstrategie, die eine präzise Wellenlängenkennlinien ermöglichte.

3.5 Experimentelle Aufnahme der spektralen Auflösung

Um die Eignung des Eigenbau-Spektrometers für die vorliegenden VCSEL-Messungen zu verifizieren, wurde die spektrale Auflösung experimentell ermittelt. Dafür wurde eine Wellenlänge einer bekannten Stage-Position vermessen und die Linienform gefittet. Die so gewonnene Halbwertsbreite wurde als experimentell ermittelte Instrumentelle Breite angenommen, aus der die Instrumentelle Auflösung ermittelt wurde. Der Messaufbau ist analog zu 3.3.

Messdurchführung

Die VCSEL wurde im quasi-cw-Modus betrieben. Der Funktionsgenerator lieferte anstelle eines Sägezahns einen breiten Rechteckimpuls mit langem Plateau und kurzer Periode, sodass während des Plateaus konstante spektrale Bedingungen vorlagen. Die Temperatur der VCSEL wurde für die Messung auf 25°C stabilisiert.

Die Bühne wurde in kleinen Inkrementen von 0,05 mm verfahren. Für jede Bühnenposition wurde die mittlere Spannung des Detektorsignals aufgenommen, wobei dieser Mittelwert der Intensität der jeweiligen Wellenlänge entsprach. Der zuvor bestimmte Zusammenhang zwischen der Stage-Position und den Wellenlängen wurde genutzt, um die Intensität in Abhängigkeit der Wellenlänge zu bestimmen. Über eine geeignete Kurvenanpassung (Gauß-fit) konnte die entsprechende Halbwertsbreite (FWHM) bestimmt werden. Eine grafische Darstellung ist in Abbildung 3.8 zu sehen.

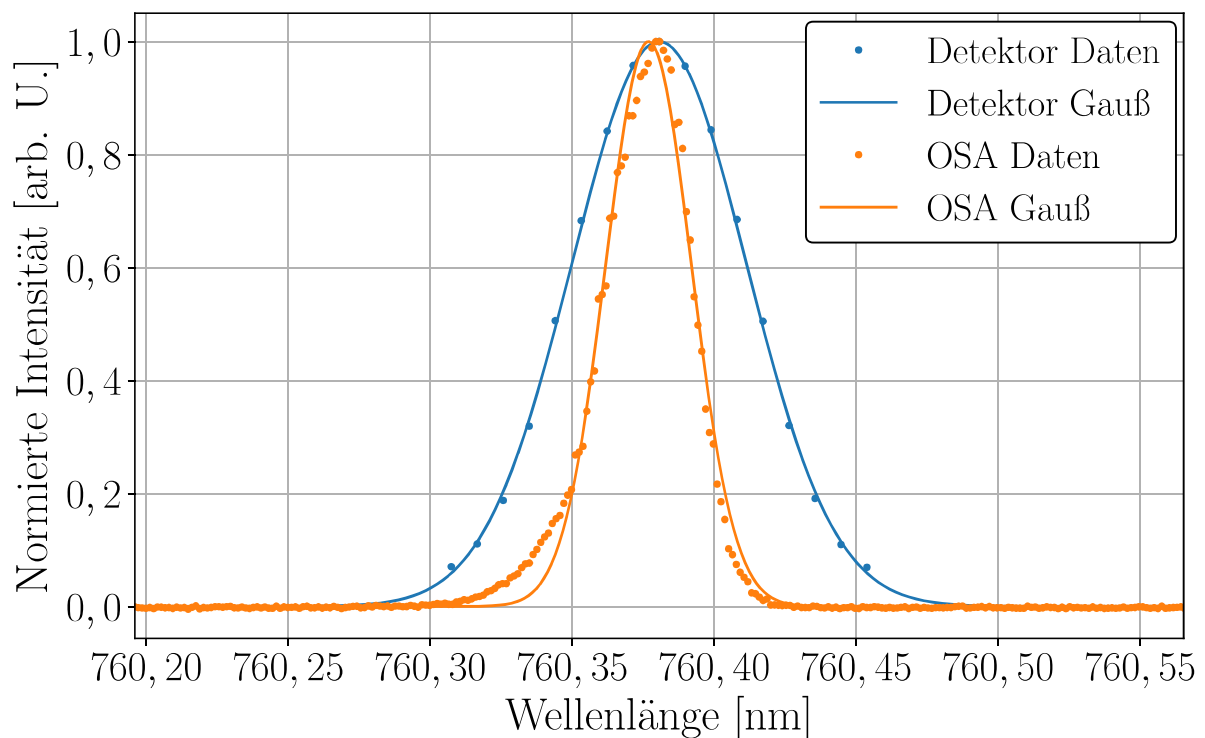


Abbildung 3.8: Bestimmung der Instrumentellen Breite: Aufnahme eines Spektrums einer Wellenlänge mit dem OSA (gelb) und dem Gitterspektrometer (blau) welches mit einem Detektor aufgenommen wurde. Die FWHM aus den Fits dient zur Bestimmung der instrumentellen Breite und wird für die Berechnung der Auflösung benutzt.

Aus den gauß-gefiteten Messpunkten wurde die Halbwertsbreite bestimmt, welche als Instrumentelle Breite angenommen wurde. Aufgrund der höheren Auflösung des OSAs befinden sich dessen Messpunkte zwischen den Messpunkten des Detektors. Bei der Auswertung wurde eine

Instrumentelle Breite von $\Delta\lambda_{\text{prak}} = 0,068 \text{ nm}$ bestimmt

Das praktische Instrumentelle Auflösungsvermögen laut Gl. 2.14 beträgt:

$$R_{\text{prak}} = \frac{760 \text{ nm}}{0,068 \text{ nm}} \approx 1,112 \cdot 10^4.$$

3.6 Berechnung der instrumentellen Breite

Die in Abschnitt 2.4 eingeführten Beziehungen werden auf den vorliegenden Aufbau angewendet. Die Instrumentelle Breite ergibt sich aus der quadratischen Addition der Beiträge des Gitters, der effektive Quellbreite und der Apartur des Detektors. Der optische Beitrag ($\Delta\lambda_{\text{Optik}}$) wird bewusst nicht berechnet und im Anschluss aus dem Vergleich mit dem Messwert abgeschätzt.

Verwendete Parameter

Größe	Symbol	Wert
Zentralwellenlänge	λ_0	760 nm
Öffnungswinkel der VCSEL (aus Datenblatt 6.1)	θ	12°
Beugungsordnung	m	1
Gitterkonstante	d	$8,333 \cdot 10^{-4} \text{ mm}$
Linien pro mm	σ	1200 mm^{-1}
Einfallswinkel (geschätzt)	α	20°
Beugungswinkel (über Gl. 2.13)	β	$34,8^\circ$
Brennweite Kollimatorlinse	f_{koll}	75 mm
Brennweite Fokussierlinse	f_{fokus}	300 mm
Effektive Emittergröße	w_{ein}	$3,5 \mu\text{m}$
Effektive Detektorbreite	w_{det}	$10 \mu\text{m}$

Tabelle 3.2: Eingesetzte Parameter für die Berechnung der Instrumentellen Auflösung

Gitterbeitrag

Die VCSEL strahlt ein rundes Strahlprofil ab. Die Größe des kollimierten Strahls auf dem Gitter wurde wie folgt ausgerechnet:

$$\begin{aligned}
D_{\text{Gitter}} &= 2 \cdot f_{\text{koll}} \cdot \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \\
&= 2 \cdot 75 \text{ mm} \cdot \tan(6^\circ) = 15,8 \text{ mm}.
\end{aligned}$$

Die Anzahl der beleuchteten Gitterlinien wurde über folgende Beziehung berechnet:

$$N_{\text{eff}} = \sigma \cdot D_{\text{Gitter}} = (1200 \text{ mm}) \cdot 15,8 \text{ mm} \approx 1,9 \cdot 10^4$$

Analog zu Gl. 2.16 wurde der Gitterbeitrag wie folgt ausgerechnet:

$$\Delta\lambda_{\text{Gitter}} = \frac{760 \text{ nm}}{1 \cdot 1,9 \cdot 10^4} = 0,040 \text{ nm}.$$

Eingangsspalt-Beitrag

Über die Gl. 2.19 wurde der Beitrag des Eingangsspalts bestimmt:

$$\Delta\lambda_{\text{Eingang}} = \frac{3,5 \mu\text{m}}{75 \text{ mm}} \cdot 8,333 \cdot 10^{-4} \text{ mm} \cdot \cos(20^\circ) = 0,037 \text{ nm}.$$

Die effektive Emittiergröße wurde anhand einer nah-Aufnahme eines Konfokal Mikroskops auf Anhand einer Aufnahme der VCSEL über ein Konfokal Mikroskop wurde die Größe des Emitters gemessen $w_{\text{ein}} = 3,5 \mu\text{m}$. Die Aufnahme ist in Abbildung 3.9 zu sehen.

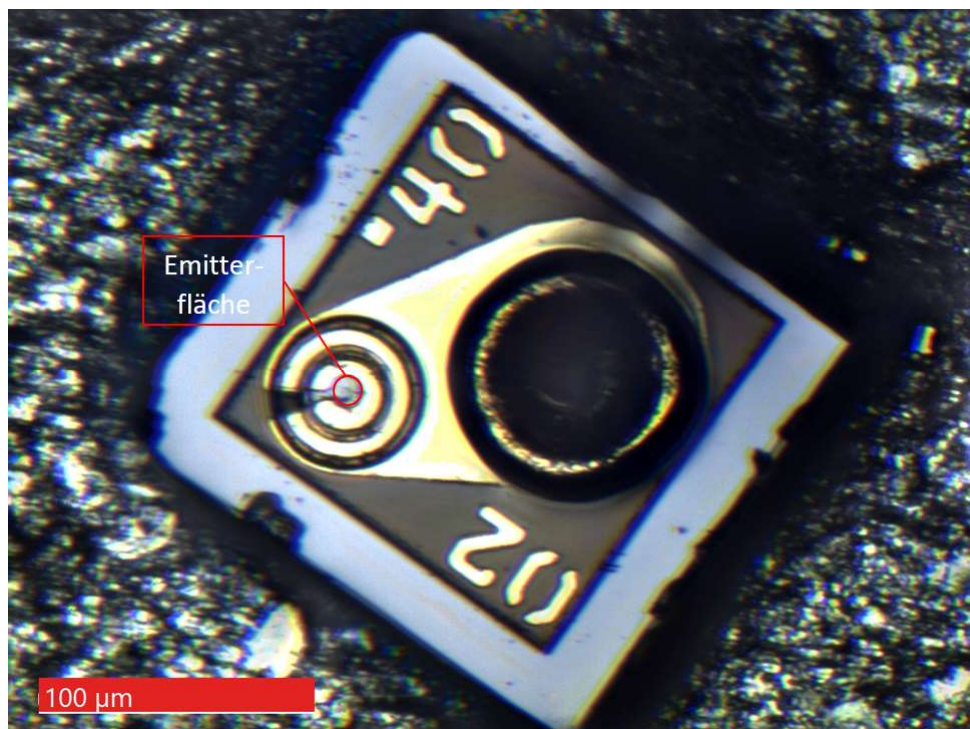


Abbildung 3.9: Aufnahme der VCSEL mit einem Konfokal Mikroskop. Die Emitterfläche ist eingezeichnet und wurde auf einen Durchmesser von $3,5 \mu\text{m}$ vermessen

Detektorspalt-Beitrag

Aus der Gittergleichung 2.13 ergibt sich bei einem Einfallswinkel von $\alpha = 20^\circ$ für die erste Beugungsordnung ein Beugungswinkel von $\beta \approx 34,8^\circ$. Analog zu Gl. 2.22 wurde der Beitrag des Detektorspalts bestimmt:

$$\Delta\lambda_{\text{Detektor}} = \frac{10\mu\text{m}}{300\text{mm}} \cdot 8,333 \cdot 10^{-4}\text{mm} \cdot \cos(34,8) = 0,023\text{nm}.$$

Gesamte Instrumentelle Breite

Analog zu Gl. 2.23

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_{\text{instr, theor}} &= \sqrt{\Delta\lambda_{\text{Gitter}}^2 + \Delta\lambda_{\text{Eingang}}^2 + \Delta\lambda_{\text{Detektor}}^2} \\ &= \sqrt{(0,040)^2 + (0,037)^2 + (0,023)^2}\text{nm} = 0,059\text{nm}\end{aligned}$$

Vergleich des theoretischen und experimentellen Auflösungsvermögens

Das theoretische Instrumentelle Auflösungsvermögen nach Gl. 2.14 beträgt

$$R_{\text{theor}} = \frac{760\text{nm}}{0,059\text{nm}} = 1,288 \cdot 10^4.$$

Die experimentell ermittelte Instrumentelle Auflösung beträgt

$$R_{\text{prak}} \approx 1,112 \cdot 10^4$$

und ist somit etwas niedriger als die theoretische Instrumentelle Auflösung. Das lässt sich darin begründen, dass der experimentelle Wert von $\Delta\lambda$ größer ist ,als der Theoretische.

$$\Delta\lambda_{\text{exp}} = 0,068\text{nm} > \Delta\lambda_{\text{theor}} = 0,059\text{nm}$$

Die Differenz lässt sich durch den bislang vernachlässigten optischen Beitrag erklären. Aus der quadratischen Differenz folgt

$$\Delta\lambda_{\text{Optik}} \approx \sqrt{(0,068)^2 - (0,059)^2}\text{nm} = 0,034\text{nm}.$$

Dieser Term fasst Abbildungsfehler wie Defokus, Dejustage oder Verschmutzungen auf Optiken zusammenfasst und trägt entsprechend zur Instrumentellen Auflösungsvermögen bei.

4 Zeitlich und spektral aufgelöste Erfassung der Emissionscharakteristik einer VCSEL im gepulsten Betrieb

Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, eine Swept-Source VCSEL zu Charakterisieren und eine Anwendung in OCT-Geräten abzuschätzen. Dafür wurden die Wellenlängenkenlinie der VCSEL gepulsten Betrieb aufgenommen. Im Folgenden werden die Messergebnisse ausgewertet und diskutiert.

4.1 Wellenlängenkenlinie im gepulsten Betrieb

Abbildung 4.1 zeigt die Lage der spektralen Maxima in Abhängigkeit von der Temperatur T und dem Strom I im gepulsten Betrieb. Über den linearen Anstiegs des Sägezahnimpuls (siehe. 3.4), ist eine direkte Zuordnung der Wellenlänge in Abhängigkeit des Stroms möglich. Für jede der diskreten Kombinationen von T und I wurde der Hauptpeak mittels Gauß-Fit lokalisiert und die resultierenden Peak-Positionen aufgetragen.

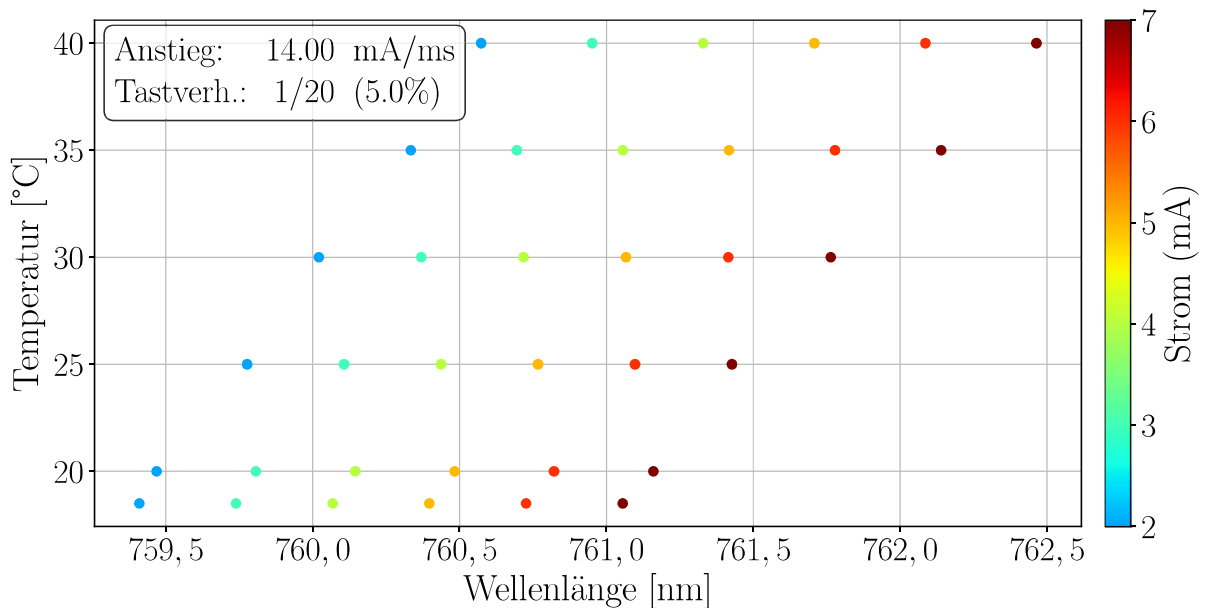


Abbildung 4.1: Lage der spektralen Maxima in Abhängigkeit der Temperatur und des Strom im gepulsten Betrieb. Dargestellt sind die aus Gauß-Fits gewonnenen Peak-Positionen.

Der maximale Strom lag bei $I_{\max} = 7$ mA. Der untersuchte Temperaturbereich erstreckte sich von 18°C bis 40°C , niedrigere Temperaturen waren aufgrund der begrenzten Kühlleistung nicht erreichbar. Der Wellenlängenbereich konnte insgesamt von $\approx 759,4$ nm bis $762,5$ nm durch gestimmt werden. Über die lineare Regression der Messpunkte ergeben sich folgende Tuning-

Koeffizienten:

$$a_T^{\text{puls}} = (0,058 \pm 0,001) \frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}},$$

$$a_I^{\text{puls}} = (0,345 \pm 0,012) \frac{\text{nm}}{\text{mA}}.$$

in der nachfolgenden Tabelle werden die Tuning-Koeffizienten des cw-Betriebs aus Kapitel 3.2 und die ermittelten Koeffizienten des gepulsten Betriebs miteinander verglichen.

Zusammenfassung der Tuning-Koeffizienten

Koeffizient	cw-Betrieb	Pulsbetrieb
Thermischer-Koeffizient	$(0,050 \pm 0,001) \frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}}$	$(0,058 \pm 0,001) \frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}}$
Strom-Koeffizient	$(0,345 \pm 0,012) \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$	$(0,345 \pm 0,012) \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$

Tabelle 4.1: Mittlere Tuning-Koeffizienten der VCSEL mit Abweichung aus der gewichteten Regression im cw- und im gepulsten Betrieb.

Die Abweichungen der mittleren Tuning-Koeffizienten entsteht durch die gewichtete Regression aller Einzelwerte.

4.2 Änderung des Wellenlängenbereichs in Abhängigkeit des Anstiegs

In dieser Untersuchung wurde der Anstieg des Sägezahnimpulses geändert und untersucht, in wie weit sich der Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ verändert. Abbildung 4.2 zeigt den erreichten Wellenlängenbereich als in Abhängigkeit des Anstiegs $s_I = dI/dt$. Tabelle 4.2 zeigt die Parameter der verwendeten Sägezahnimpulse.

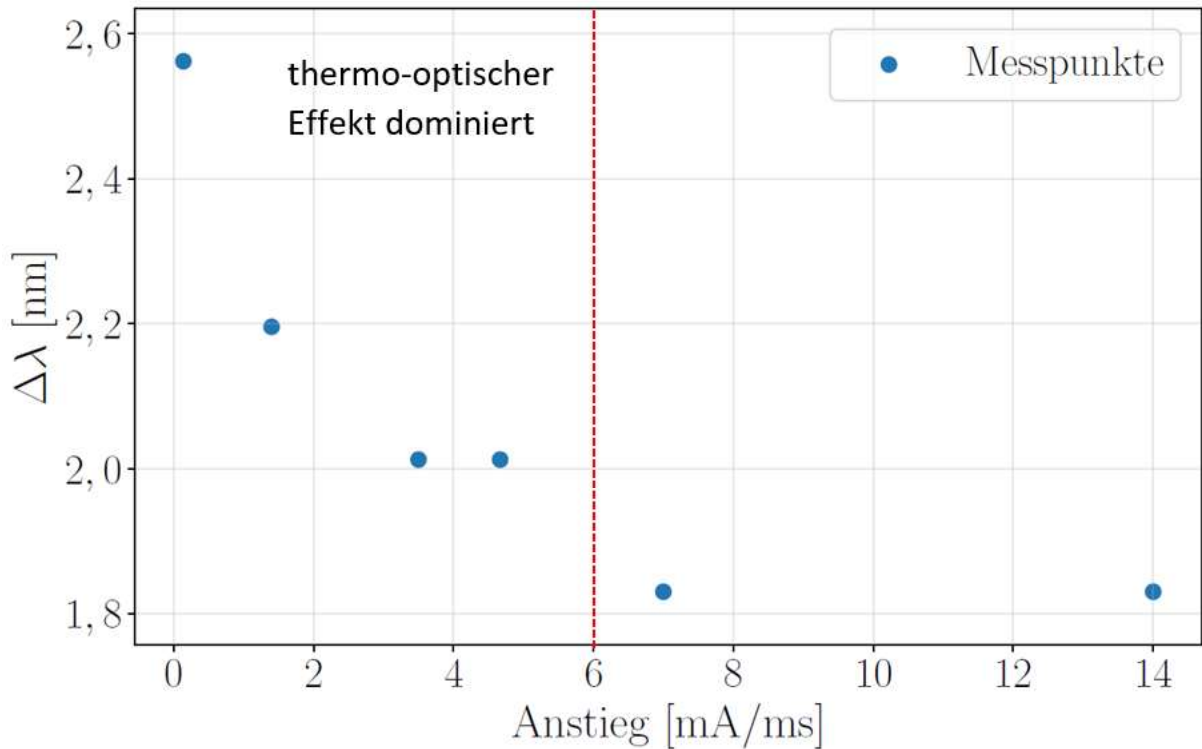


Abbildung 4.2: Erreichter Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ in Abhängigkeit des Anstiegs s_I mit angegebenen Bereich

Periode [ms]	P	Anstiegszeit A [ms]	Maximaler Strom I_{\max} [mA]	Anstieg s_I [mA/ms]	Tastverhalten [%]
10		0,5	7,0	14,0	5
20		1,0	7,0	7,0	5
30		1,5	7,0	4,7	5
30		5,0	7,0	1,4	16
40		2,0	7,0	4,7	5
69		50	7,0	0,2	72

Tabelle 4.2: Überblick über die für $\Delta\lambda(s_I)$ verwendeten Sägezahnsweeps

Das Diagramm $\Delta\lambda$ über den Anstieg $s_I = dI/dt$ zeigt für kleine bis mittlere Anstiege einen Zunahme des Wellenlängenbereichs. Ab einen Anstieg von $\approx 6 \text{ mA/ms}$ setzt eine Sättigung ein.

Eine einfache Deutung ist die Überlagerung eines langsamen thermischen Anteils (thermo-optischer Effekt) mit einem (schnellen) elektronischen Anteil (durch die Ladungsträger). Bei einem kurzen Anstieg hat die Struktur Zeit, sich während der Rampe zu erwärmen, daher nimmt $\Delta\lambda$ deutlich zu. Bei einem langen Anstiegen ist die Rampe so kurz, dass die Temperatur in dieser Zeit kaum steigen kann, dadurch bleibt der thermische Beitrag klein und $\Delta\lambda$ läuft gegen

einen Grenzwert. Diese Einordnung ist plausibel, aber eine klare Trennung der Beiträge erfordert zusätzliche Messungen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein zeit- und spektralaufgelöstes Gitterspektrometer aufgebaut und kalibriert, um eine Swept-Source-VCSEL im Wellenlängenbereich von 759 nm bis 763 nm zu charakterisieren. Der Aufbau erlaubt eine trigger-synchronisierte Erfassung im Pulsbetrieb sowie eine präzise Zuordnung der Detektorposition zur Wellenlänge über eine lineare Kalibration $\lambda(x)$. Das spektrale Instrumentelle Auflösungsvermögen beträgt experimentell $R_{\text{prak}} \approx 1,112 \cdot 10^4$. Die zeitliche Auflösung der Messung liegt bei $\Delta t = 20$ ns.

Im cw-Betrieb wurde eine Wellenlängenkennlinie $\lambda(I, T)$ bestimmt, aus der hervorgeht, dass sich die VCSEL über einen Wellenlängenbereich von $\approx 759,3$ nm bis 761,2 nm durchstimmen lässt. Die mittleren Tuning-Koeffizienten betragen $a_T^{\text{cw}} = (0,050 \pm 0,001) \frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}}$ und $a_I^{\text{cw}} = (0,345 \pm 0,012) \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$.

Im gepulsten Betrieb über eine Sägezahn-Ansteuerung zeigt die Swept-Source VCSEL einen erweiterten Durchstimmbereich. Der über den Puls mit einem maximal Strom von 7 mA im Temperaturbereich von 18 °C bis 40 °C erreichte Wellenlängenbereich beträgt etwa 3,1 nm. Die Tuning-Koeffizienten liegen bei $a_T^{\text{puls}} = (0,058 \pm 0,001) \frac{\text{nm}}{^\circ\text{C}}$ und $a_I^{\text{puls}} = (0,345 \pm 0,012) \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$. Für steigende Rampenanstiege nimmt $\Delta\lambda$ zunächst zu, erreicht jedoch ab etwa ~ 7 mA/ms eine Sättigung, sodass weitere Steigerungen des Anstiegs kaum zusätzlichen spektralen Gewinn bringen.

In Hinblick auf die eingangs erwähnte Abschätzung über die Eignung einer VCSEL in einem OCT-Gerät. Im Pulsbetrieb lässt sich die VCSEL um etwa 3,1 nm durchstimmen, für die OCT-Bildgebung sind dagegen $\lesssim 10 \mu\text{m}$ üblich. Die Sweep-Rate unseres Aufbaus liegt bei etwa 100 Hz, während OCT-Systeme meist ab ~ 50 kHz arbeiten [15, 23]. Für die medizinische Bildgebung ist die verwendete Quelle nicht geeignet, für Messaufgaben wie z. B. Distanzmessungen, wäre eine Anwendung denkbar. Für medizinische, bildgebende OCTs wären vor allem eine deutlich größere und schnellere Wellenlängenänderung nötig.

Um die Funktionsweise der VCSEL weiter zu klären, sollten in künftigen Arbeiten die Beiträge des elektro-optischen Effekts und der ladungsträgerinduzierten Brechungsindexänderung getrennt quantifiziert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Kendrisic, L. (2023): *Thermally tuned VCSEL at 850 nm as a low-cost alternative source for full-eye SS-OCT*, Optics Letters 48(2).
- [2] Hecht, E., & Lippert, K. (2023). *Optik* (8., überarbeitete Auflage.). De Gruyter Oldenbourg.
- [3] Eichler, H. J., & Eichler, J. (2015). *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer-Verlag.
- [4] Thuselt, F. (2018) *Physik der Halbleiterbauelemente: Einführendes Lehrbuch für Ingenieure und Physiker (3. Auflage.)*. Springer Spektrum. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-57638-0>
- [5] Hodgson, N., & Weber, H. (2013). *Optische Resonatoren: Grundlagen· Eigenschaften Optimierung*. Springer-Verlag.
- [6] Bäuerle, D. (2009). *Laser: Grundlagen und Anwendungen in Photonik, Technik, Medizin und Kunst*. John Wiley & Sons.
- [7] Peter, H. : Versuchsanleitung-Diodenlaser, 2025
- [8] Bonhoff, T. (2019). *Multiphysikalische Simulation und Kompensation thermooptischer Effekte in Optiken fuer Laseranwendungen* (Doctoral dissertation, Dissertation, RWTH Aachen University, 2019).
- [9] Michalzik, R., & Ebeling, K. J. (2003). *Operating principles of VCSELs*. In Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices (pp. 53-98). Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg.
- [10] Plötzing, T. (2017). *Ladungstraegerdynamik in Graphen* (Doctoral dissertation, Dissertation, RWTH Aachen University, 2017).
- [11] Haghighi, N. (2022). *Vertical cavity surface emitting lasers (VCSELs) and VCSEL arrays for communication and sensing*.
- [12] ams OSRAM. *Depth and 3D Sensing*. Unter: <https://ams-osram.com/innovation/technology/depth-and-3d-sensing> (Aufruf am 02.08.2025)

- [13] Herper, M., Loosen, P., & Witzens, J. (2020). *Eignung von VECSEL-Strahlquellen für 3D-LiDAR-Applikationen* (No. RWTH-2021-02257). Lehrstuhl für Technologie optischer Systeme.
- [14] Wörner N. (2020) Internetseite von elektroniknet.de. Thema: "Was ist eigentlich ein VCSEL?". Unter: <https://www.elektroniknet.de/messen-testen/sensorik/was-ist-eigentlich-ein-vcsel.180647.html> (Aufgerufen am 05.09.2025)
- [15] Ansbæk, T., Chung, I. S., Semenova, E. S., Hansen, O., & Yvind, K. (2013). *Resonant mems tunable VCSEL*. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19(4), 1702306-1702306.
- [16] Wissenszentrum von Edmund Optics. Thema: *Älles über Beugungsgitter*". Unter: <https://www.edmundoptics.de/knowledge-center/application-notes/optics/all-about-diffraction-gratings/> (Aufruf am 09.08.2025)
- [17] Palmer, C., & Loewen, E. G. (2005). *Diffraction grating handbook*
- [18] Techmax 06: *Wunderlampe aus dem Quantenland*. (o. J.). Unter: <https://www.max-wissen.de/max-hefte/techmax-06-laser/> (Aufgerufen am 02.08.2025).
- [19] *Beck Elektronik extends its VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers) product portfolio with the AEC Q102 certified PV85Q and PV88Q series*. Unter: https://www.beck-elektronik.de/fileadmin/user_upload/Produkte/BECK_Elektronik/Optoelektronik/Optokoppler/Downloads/Sensors/Lextar_VCSEL_PV85Q_PV88Q_Specs_2.pdf?v=1582017857 (Aufruf am 02.08.2025)
- [20] Moon, S., & Choi, E. S. (2017). *VCSEL-based swept source for low-cost optical coherence tomography*. *Biomedical optics express*, 8(2), 1110-1121.
- [21] Bakin, A. et al. (2020): *Extended-wavelength MEMS-VCSEL for high-speed swept-source optical coherence tomography*, Proc. SPIE 11258.
- [22] Kögel, B. (2009). *Mikromechanisch weit abstimmbare Oberflächen-emittierende Laserdioden für Sensoranwendungen*. Cuvillier Verlag.
- [23] Khan, M. S., Keum, C., Xiao, Y., Isamoto, K., Nishiyama, N., & Toshiyoshi, H. (2021). *MEMS-VCSEL as a tunable light source for OCT imaging of long working distance*. *Journal of Optical Microsystems*, 1(3), 034503-034503.

- [24] Ballmann, T. (2007). Modulationsdynamik von rot oberflächenemittierenden Halbleiterlasern.
- [25] Techniklexikon.net Gitterspektroskopie unter: <http://www.techniklexikon.net/d/gitterspektrometer/gitterspektrometer.htm> (Aufgerufen am 09.09.2025)
- [26] Internetseite von Thorlabs. Unter: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=L670VH1> (Aufgerufen am 23.08.2025)

6 Anhang


THORLABS

**760 nm, 0.5 mW
VCSEL Laser Diode**

Description

L760VH1 is a 760 nm, 0.5 mW AlGaAs VCSEL diode designed to meet the characteristics of a single longitudinal wavelength, a single spatial mode and a circular beam profile. It is packaged into a TO-46 package with an H pin configuration. It is designed as a spectral stability light source with low power dissipation and linear polarization. It is widely used in time-resolved fluorescence spectroscopy and O₂ gas sensing applications.


L760VH1



Specifications

Absolute Maximum Ratings ^a	
LD Reverse Voltage (Max)	2 V
Absolute Max Output Power	1.0 mW
Absolute Max Current	3 mA
Absolute Max Voltage	2.5 V
Storage Temperature	-10 to 65 °C
Pin Code	H

a. Absolute maximum rating specifications should never be exceeded. Operating at or beyond these conditions can permanently damage the laser.



L760VH1 ^a				
	Symbol	Min	Typical	Max
Center Wavelength	λ_c	759 nm	760 nm	761.8 nm
Output Power	P_{CW}	-	0.5 mW	-
Threshold Current	I_{th}	-	1 mA	-
Operating Current	I_{op}	-	-	3 mA
Slope Efficiency	$\Delta P / \Delta I$	-	0.3 W/A	-
Forward Voltage	V_F	-	2.2 V	2.5 V
Beam Divergence (Full Width 1/e ² @ I_{op})	θ	-	12°	-
Operating Case Temperature ^b	T_{case}	20 °C	-	50 °C

a. $T_{chip} = 25\text{ °C}$

b. The Operating Case Temperature should remain in this range to provide wavelength stability at the chosen operating wavelength.

Specifications Subject to Change without Notice

October 13, 2022
QTN048237-S01, Rev A
✉ www.thorlabs.com/contact

Abbildung 6.1: Datenblatt der verwendeten VCSEL [26]

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit in allen Teilen selbstständig angefertigt und keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form in noch keiner anderen Prüfung vorgelegen hat. Mir ist bewusst, dass ich Autor/in der vorliegenden Arbeit bin und volle Verantwortung für den Text trage.

Ich erkläre, dass ich wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken – dazu gehören auch Internetquellen – übernommene Inhalte als solche kenntlich gemacht und die entsprechenden Quellen angegeben habe.

Mir ist bewusst, dass meine Arbeit auf Plagiate überprüft werden kann. Mir ist bekannt, dass es sich bei der Abgabe eines Plagiats um ein schweres akademisches Fehlverhalten handelt und dass Täuschungen nach der für mich gültigen Prüfungsordnung geahndet werden.

Zusätzlich versichere ich, dass ich auf künstlicher Intelligenz (KI) basierende Werkzeuge nur in Absprache mit den Prüfern verwendet habe. Dabei stand meine eigene geistige Leistung im Vordergrund, und ich habe jederzeit den Prozess steuernd bearbeitet.

Diese Werkzeuge habe ich im Quellenverzeichnis in der Rubrik „Übersicht verwendeter Hilfsmittel“ mit ihrem Produktnamen und einer Übersicht des im Rahmen dieser Prüfungs-/Studienarbeit genutzten Funktionsumfangs unter Angabe der Textstelle in der Arbeit vollständig aufgeführt.

Ich versichere, dass ich keine KI-basierten Tools verwendet habe, deren Nutzung die Prüfer explizit schriftlich ausgeschlossen haben. Ich bin mir bewusst, dass die Verwendung von Texten oder anderen Inhalten und Produkten, die durch KI-basierte Tools generiert wurden, keine Garantie für deren Qualität darstellt.

Ich verantworte die Übernahme jeglicher von mir verwendeter maschinell generierter Passagen vollumfänglich selbst und trage die Verantwortung für eventuell durch die KI generierte fehlerhafte oder verzerrte Inhalte, fehlerhafte Referenzen, Verstöße gegen das Datenschutz- und Urheberrecht oder Plagiate.

Zwickau, den 11.09.2025

Ort, Datum

Philipp Falter

Vorname Name