

Untersuchung der Multimode-Emission von optisch gepumpten Halbleiter-Scheibenlasern im Hinblick auf effiziente intrakavitäre Differenzfrequenzerzeugung

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
dem Fachbereich Physik
der Philipps-Universität Marburg



vorgelegt von

Matthias Wichmann

aus Braunschweig

Marburg (Lahn), September 2014

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (Hochschulkenziffer 1180)
als Dissertation angenommen am: 10. November 2014

Erstgutachter: Prof. Dr. Martin Koch
Zweitgutachter: Prof. Dr. Stephan W. Koch

Tag der mündlichen Prüfung: 25. November 2014

Für meine Familie

„It's fine to celebrate success but it is more important to heed the lessons of failure.“

Theodore Maiman, US-amerikanischer Physiker und Entwickler des ersten Lasers

Danksagung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit grundlegenden Untersuchungen zur Multimode-Emission in optisch gepumpten Halbleiterscheibenlasern und entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe von Professor Martin Koch am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg. Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Personen beigetragen, denen ich nachfolgend meinen Dank aussprechen möchte:

Zu allererst danke ich herzlichst meinem Doktorvater, Prof. Martin Koch, für seine Betreuung und für sein in mich gesetztes Vertrauen. Er hat mich stets gefördert und gefordert und hat meine persönliche sowie fachliche Entwicklung sehr positiv beeinflusst. So gab er mir schon als Student die Möglichkeit, meine Diplomarbeit mit einem sechs-monatigen Forschungsaufenthalt in den USA zu verknüpfen, was ich äußerst gern annahm. Des Weiteren ermöglichte er mir zahlreiche internationale Konferenzenreisen, auf denen ich eigene Forschungsergebnisse präsentieren durfte und im Zuge dessen viele internationale Kontakte knüpfen konnte. Eine Promotion in seiner Gruppe bedeutet nicht nur, eigene Forschung zu betreiben, sondern beinhaltet auch das eigenverantwortliche Mitwirken bei der Beantragung und der Bearbeitung von Drittmittelprojekten mit gemeinsamen Industriepartnern. Für die Möglichkeit, auch in diesen Bereichen mein Wissen und meine Erfahrung um eine wichtige Komponente erweitert zu haben, bin ich ihm ebenfalls sehr dankbar.

Weiterhin danke ich Herrn Prof. Wolfgang Parak für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission sowie Herrn Prof. Martin Hofmann von der Ruhr-Universität Bochum für seine Funktion als Prüfer. Ein besonderer Dank geht auch an Prof. Stephan W. Koch für seine Funktion als Zweitgutachter sowie zahlreiche gewinnbringende Diskussionsbeiträge. Er lieferte stets wertvolle Hinweise zu meinen Ergebnissen und hat mit seinem Wissen und seiner Erfahrung viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Ein besonderer Dank geht auch an Herrn Dr. Wolfgang Stolz und seinem Team für die Bereitstellung hervorragender Laserchips seitens des Zentrums für Materialwissenschaften und der NAsP III/V GmbH.

Ebenso möchte ich mich bei den ausländischen Professoren bedanken, mit denen ich während meiner Studenten- und Promotionszeit zusammenarbeiten durfte. Hier möchte ich zunächst Prof. Daniel Middleman von der Rice University in Houston (USA) nennen, der mich während meiner Diplomarbeit in seine Gruppe aufgenommen hat. Weiterhin danke ich Prof. Graham Town von der Macquarie University in Sydney (Australien) für seine Zusammenarbeit und seine Ideen bezüglich der Untersuchungen zur Anti-Phasen-Dynamik.

Er lieferte nicht nur fachlich äußerst sinnvolle Hinweise, sondern war auch ein sehr angenehmer Gesprächspartner. So blieb neben der Arbeit immer die Zeit, auch mal über nicht fachbezogene Dinge zu reden und gemeinsam das ein oder andere Bier zu genießen.

Weiterhin danke ich den Projektpartnern vom Süddeutschen Kunststoffzentrum für die gute und erfolgreiche Zusammenarbeit im Projekt „Compound Optics“. Mein Dank geht an Nikola Kocic, Thomas Hochrein, Itana Radovanovic, Peter Heidemeyer und Martin Bastian.

Vor allem möchte ich mich bei meinen Arbeitskolleginnen und -kollegen bedanken, die stets für eine angenehme und freundliche Arbeitsatmosphäre sorgten. Zu nennen wären hier die Renthofler Norman Born, Michael Drexler, Ralf Gente, Marina Gerhard, Christian Lammers, Sina Lippert, Gunter Urbasch, Ajanth Velauthapillai und Ronja Woscholski, sowie die Lahnberger Stefan Busch, Thorsten Probst, Marco Reuter, Steffen Schumann, Michael Schwerdtfeger und Stefan Sommer. Herzlicher Dank geht auch an meine ehemaligen Kollegen Alexej Chernikov, Benjamin Ewers, Christian Jansen, Benedikt Scherger, Nico Vieweg und Steffen Wietzke, die die Arbeitsgruppe schon vor mir verlassen haben. Ganz besonders danke ich Maik Scheller, der mich in die Funktionsprinzipien der VECSEL-basierten THz-Emitter einarbeitete und mir mit seinem enormen Fachwissen auch nach seiner Promotion immer wieder nützliche Tipps geben konnte. Gern erinnere ich mich an die Anfangszeit, in der wir viel gemeinsam unternommen und diverse Marburger Studentenkneipen erkundet haben. Zusätzlich möchte ich Nico Vieweg, Riccardo Scott, Christian Jansen und Phillip Springer sehr für das gemeinsame Musizieren vor und während unserer THz-Workshops auf Elba danken. Dies war neben der Arbeit stets ein willkommener und schöner Ausgleich und hat viel Spaß und Freude bereitet. Mein herzlicher Dank geht auch an unser VECSEL-Team, allen voran Arash Rahimi-Iman, der nicht nur diese Arbeit mühevoll Korrektur gelesen, sondern auch die Leitung des Teams mit viel Engagement und Herzblut ausgeführt hat. Mit seiner unkomplizierten und freundlichen Art hat er viel Spaß und Freude in die Gruppe gebracht und war neben der Arbeit stets für einen Spaß zu haben. Schließlich danke ich den weiteren Mitgliedern des VECSEL-Teams Christoph Möller, Mahmoud Gafaar, Fan Zhang und Dalia Al Nakdali für die sehr nette und erfolgreiche Zusammenarbeit und die vielen interessanten fachlichen Diskussionen. Weiterhin danke ich Bernd Heinen für die Prozessierung der verwendeten VECSEL-Chips. Ein besonderer Dank geht an Khaled Shakfa, der mir eine große Hilfe bei den Streak-Kamera Messungen war und für jede Konfiguration des Lasers die richtigen Einstellungen an der Kamera setzte. Herzlichen Dank hierfür! Ebenso möchte ich den Studenten Markus Stein und Jonas Quante für den Aufbau des Terahertz-Michelson-Interferometers bzw. für die Unterstützung bei den Messungen zur Anti-Phasen-Dynamik danken. Weiterhin richtet sich mein Dank an die ehemaligen Studenten Carl-Elias Eckert und Saif Mondol, die ich während meiner Doktorandenzeit ebenfalls betreuen durfte.

Das Funktionieren einer Arbeitsgruppe wäre schlicht unmöglich, wenn nicht unsere Sekretärinnen und die Verwaltungsangestellten den Laden zusammenhalten würden. Ein großer Dank geht deshalb an Maya Strobel, Anne Ehlers und Annegret Webel für ihren unermüdlichen Einsatz für eine nicht immer ganz einfach handzuhabende und große Arbeitsgruppe.

Ohne diverse mechanische und elektronische Komponenten, wäre das Gelingen dieser Arbeit nicht möglich gewesen. Ich möchte mich deshalb herzlich bei Rüdiger Rink bedanken, der die benötigten mechanischen Teile stets mit viel Akribie entwarf und diese dadurch immer noch besser machte, als die ursprüngliche Planung es vorsah. Ein großer Dank geht auch an das Team der feinmechanischen Werkstatt um Hermann Günther und Rainer Täubner, das die erforderlichen Teile mit großer Genauigkeit und einer exzellenten Qualität herstellte. Auch dem Team der Elektronikwerkstatt unter der Leitung von Matthias Born bin ich zu großem Dank verpflichtet. Ohne deren Kontrollgeräte hätte so mancher Laser im Labor nicht funktioniert.

Schließlich danke ich von ganzem Herzen meiner Familie, insbesondere meinen Eltern Georg Wichmann und Eva-Maria Wichmann, die mich auf meinem Weg bedingungslos unterstützt, motiviert und gefördert haben. Ebenso danke ich allerherzlichst meiner Schwester Kristina Wichmann und ihrem Verlobten Christoph Hadler für die tolle Unterstützung und den Zusammenhalt. Sie alle gaben mir den nötigen Rückhalt und das Selbstvertrauen, welches nötig ist, um den Weg vom Studium bishin zur Promotion zu gehen.

Marburg, im September 2014

Matthias Wichmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Einordnung in den Stand der Forschung	5
2.1	Zwei-Farben-Diodenlaser	5
2.2	Zwei-Farben-VECSEL	6
2.3	Multimode-Emission in VECSELn	7
2.4	VECSEL-basierte THz-Quelle	8
3	Theoretische Betrachtungen	9
3.1	Oberflächenemittierende Halbleiterlaser mit externem Resonator (VECSEL)	9
3.1.1	Aufbau und Funktionsprinzip	10
3.1.2	Thermische Eigenschaften	18
3.1.3	Einfaches Ratengleichungsmodell	19
3.1.4	Resonator und Frequenzselektion	21
3.2	Multimode-Emission	28
3.2.1	Gewinnsättigung	28
3.2.2	Phänomenologische Beschreibung	30
3.2.3	Inhomogene Effekte	35
3.2.4	Anti-Phasen-Dynamik	37
3.3	Grundlagen der intrakavitären Differenzfrequenzerzeugung	39
3.3.1	Wellengleichung mit nichtlinearer Polarisaton	39
3.3.2	Fallunterscheidung	41
3.3.3	Phasen Anpassung	42
4	Verwendete Halbleiterstrukturen	47
5	Untersuchung der Emissionsbandbreite	49
5.1	Michelson-Interferometer	50
5.2	Messprinzip und Datenauswertung	52
5.3	Langer Resonator mit 51 cm Länge	54
5.4	Kurzer Resonator mit 1,5 cm Länge	60
5.5	Zwischenfazit	63
6	Zwei-Farben-Emission: Statistische Untersuchungen	65
6.1	Messprinzip und statistische Analyse der Messdaten	65
6.2	Langer Resonator mit 51 cm Länge	69
6.2.1	Resonator mit hoher Güte	69
6.2.2	Einfluss von zusätzlichen intrakavitären Verlusten	72

6.2.3	Vergleichende Messungen an alternativer Chipstruktur	75
6.2.4	Abhängigkeit vom gewählten Pump-Profil	77
6.3	Kurzer Resonator mit 1,5 cm Länge	80
6.4	Vergleich mit interferometrischen Messungen	81
6.5	Zwischenfazit	83
7	Zwei-Farben-Emission: Untersuchungen zur Anti-Phasen-Dynamik	85
7.1	Messprinzip	85
7.2	Zeitliche Verläufe	87
7.3	Rauschspektren	88
7.4	Kreuzkorrelation	89
7.5	Pumplaser-Rauschen	91
7.6	Zwischenfazit	92
8	Zwei-Farben-Emission: Eine phänomenologische Beschreibung	95
8.1	Numerische Simulation der Modenstatistik	95
9	VECSEL-basierte Terahertz-Quelle: Auswirkung der Laseremission auf die intrakavitäre Frequenzkonversion	99
9.1	Berechnung des erzeugten THz-Feldes	100
9.2	Auswahl des Kristalls und Kristalldesign	105
9.3	Simulation der Abstrahlcharakteristik und der Konversionseffizienz	107
9.4	Experimenteller Aufbau	109
9.5	Einfluss der Zwei-Farben-Dynamik auf die THz-Erzeugung	112
9.6	Untersuchungen zur THz-Emissionsbandbreite	114
9.7	Zwischenfazit	118
10	Zusammenfassung	121
	Literaturverzeichnis	129
	Veröffentlichungen des Autors	141
A	Ergänzende Bemerkungen zur statistischen Analyse	145
	Wissenschaftlicher Werdegang	149

1 Einleitung

Laser haben sich heute fest in unserem Alltagsleben etabliert und sind für eine Vielzahl an Anwendungen in der Industrie und im Bereich der Forschung und Entwicklung unersetzbar geworden. Seit der Inbetriebnahme des ersten Lasers im Jahr 1960 [1] hat die Lasertechnologie einen enormen Aufstieg erfahren. Selbst der US-amerikanische Physiker Theodore Maiman, ein Laser-Pionier der ersten Stunde, hätte wohl kaum die Auswirkung seiner angestoßenen Entwicklung abschätzen können. Laser werden üblicherweise nach der Art des laseraktiven Materials kategorisiert und können grob in Gas-, Festkörper-, Farbstoff- und Halbleiterlaser eingeteilt werden [2,3]. Insbesondere die Halbleiterlaser stechen durch ihre große Effizienz, lange Lebensdauer und Kompaktheit hervor [3]. Sie spielen eine zentrale Rolle in der Unterhaltungselektronik sowie der Computertechnik und sind z.B. in CD-, DVD- und Blu-Ray-Playern, sowie in Laserdruckern, Mäusen und Laserpointern zu finden. Aber auch für unsere heutige Kommunikationstechnik sind Halbleiterlaser unverzichtbar. Ohne sie wäre eine breitbandige Kommunikation mit Hilfe weltumspannender Glasfasernetze, die das Internet überhaupt erst ermöglichen, nicht denkbar. Auch andere Bereiche, die der Allgemeinheit zunächst weniger offensichtlich erscheinen, haben stark von der Entwicklung des Lasers profitiert. So finden Laser heutzutage Einsatz in der Sensorik sowie der Mess-, Satelliten- und Medizintechnik [3]. Weiterhin führte die Entwicklung extrem leistungsstarker Laser zum Einsatz in der Materialbearbeitung. Durch die kohärente Natur des Laserlichts, seine spektrale Reinheit, hohe Leistungsdichte, die extrem gerichtete Abstrahlung und die Möglichkeit, gepulste Quellen zu realisieren, haben sich auch in der Forschung ganz neue Zweige entwickeln können. Hier sei die nichtlineare Optik zu nennen [4] oder auch diverse Spektroskopiemethoden [5, 6], welche ohne den Laser schlicht nicht denkbar wären.

Der optisch gepumpte Halbleiterscheibenlaser mit externem Resonator, welcher auch als VECSEL (engl.: *vertical-external-cavity surface-emitting laser*) bezeichnet wird, stellt ein besonders interessantes Lasersystem dar. Dieses vereint Vorteile konventioneller Diodenlaser mit der guten Strahlqualität von oberflächenemittierenden Strukturen. Der erste funktionsfähige VECSEL wurde im Jahr 1997 von Kuznetsov et al. vorgestellt [7] und hat fortan intensive Forschungsaktivitäten ausgelöst. So wurde gezeigt, dass VECSEL einen Betrieb bei hohen Ausgangsleistungen ermöglichen [8, 9], wobei der derzeitige Rekordwert jenseits der 100 W liegt. Wegen des externen Resonators bieten VECSEL weiterhin vielfältige Möglichkeiten der Frequenzfilterung und -konversion. Als Beispiel seien VECSEL mit extrem schmalen Linienbreiten und mehreren Watt Ausgangsleistung genannt [10–14], sowie die Erzeugung neuer Wellenlängen durch intrakavitäre Frequenzverdoppelung [15–17]. Wegen ihres relativ breiten Gewinnspektrums sind VECSEL ebenfalls ideale Kandidaten für die Erzeugung kurzer Pulse. Aus diesem Grund wurde während der

vergangenen Jahre das Modenkoppeln unter Verwendung sättigbarer Absorber intensiv erforscht [18, 19]. Bisher realisierte Pulslängen sind dabei weit in den Sub-Pikosekunden-Bereich vorgedrungen [20], mit Repetitionsraten zwischen 85,7 MHz [21] und mehreren GHz, bei Spitzenleistungen von mehreren kW [22, 23]. Neueren Erkenntnissen zufolge ist sogar Selbst-Modenkoppeln möglich, ohne dass auf einen zusätzlichen sättigbaren Absorber zurückgegriffen werden muss [24–27].

Intrakavitäre Frequenzkonversion eines Dauerstrich- bzw. CW-Signals (engl.: *continuous wave*) ist mit einem VECSEL besonders interessant, da mit den erreichbaren hohen intrakavitären Leistungen die Konversionseffizienzen erheblich gesteigert werden können. Eine Frequenzkonversion ist nicht nur auf die Erzeugung des verdoppelten Signals beschränkt, sondern lässt sich auch auf den Bereich der Differenzfrequenzerzeugung übertragen. Dazu muss der VECSEL zwei Wellenlängen gleichzeitig emittieren, ein Zustand, der auch Zwei-Farben-Betrieb genannt wird. Eine erste Demonstration dieser Fähigkeit wurde von Fan et al. im Jahr 2007 erbracht [28]. Auf Basis dieses Konzeptes wurde im Jahr 2010 eine leistungsfähige CW-THz-Quelle realisiert, bei der das THz-Signal durch intrakavitäre Differenzfrequenzerzeugung in einem Zwei-Farben-VECSEL generiert wurde [29]. Entgegen der Erwartung, genau eine einzige THz-Mode zu erzeugen, enthielt die Emission jedoch mehrere THz-Linien, welches konsequenterweise mit einer Multimode-Emission des VECSELs in Zusammenhang stehen musste. Bis zu diesem Zeitpunkt war nicht ersichtlich wie sich die Emissionsbandbreite des VECSELs in Abhängigkeit von der Pumpleistung entwickelt, welche Prozesse zu einem stabilen Zwei-Farben-Betrieb führen und von welchen Parametern die Stabilität einer Zwei-Farben-Emission im Einzelnen abhängt. Des Weiteren war nicht bekannt wie die zeitliche Dynamik der Emission beschaffen ist und wie sich dieses auf einen Frequenzkonversionsprozess auswirkt.

Dies gab den Anstoß, über die Zwei-Farben-Emission des VECSELs und insbesondere über die Entwicklung des Multimode-Verhaltens grundlegende Untersuchungen anzustellen. Die vorliegende Arbeit zielt darauf ab, die beschriebene Forschungslücke im Bereich der Multimode-Emission eines VECSELs zu schließen und ein grundlegendes Verständnis über die Emissionsdynamik zu erlangen. Dies ist insbesondere von großer Bedeutung für spätere Frequenzkonversionsprozesse, da durch Kenntnis der limitierenden Faktoren Betriebszustände identifiziert werden können, in denen eine Frequenzkonversion effizient und sinnvoll ist. Im Rahmen dieser Arbeit werden vier Experimente durchgeführt, welche es erlauben, präzise Rückschlüsse sowohl auf die leistungsabhängige Emissionsbandbreite des Lasers als auch auf die zeitliche Dynamik der Zwei-Farben-Emission zu ziehen. Diese Experimente beinhalten im Einzelnen Untersuchungen zur spektralen Zusammensetzung der Laseremission, statistische Untersuchungen zur Zwei-Farben-Emission, Untersuchungen der beim Zwei-Farben-Betrieb auftretenden Anti-Phasen-Dynamik und Untersuchungen zur VECSEL-basierten THz-Quelle.

Bevor eine kurze Übersicht über die einzelnen Kapitel folgt, soll zunächst der Begriff der Multimode-Emission definiert werden, wie er in dieser Arbeit verwendet wird: Der Begriff Multimode-Emission bezeichnet im Folgenden eine Emission des VECSEL bei mehr als einer longitudinalen Mode und ist somit der Überbegriff, unter den im Prinzip auch die Bezeichnung der Zwei-Farben-Emission fällt. Letztgenannter Begriff findet immer dann

Verwendung, sofern der Laser durch ein frequenzselektives Element dazu gebracht wird, auf zwei Wellenlängen zu emittieren, welche spektral um weit mehr als einen freien Spektralbereich voneinander separiert sind. Dieses ist also für alle Etalon-basierten Aufbauten der Fall. Für sämtliche Konfigurationen wurde der Laser so justiert, dass das transversale Modenprofil immer einer TEM_{00} -Mode entspricht. Eine höhermodige Emission im Sinne höherer transversaler Moden ist somit nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Kapitelübersicht

Um die Arbeit in das bestehende Forschungsumfeld einordnen zu können, wird in Kapitel 2 der für diese Arbeit relevante Stand der Forschung kurz dargestellt. Darauf folgend widmet sich Kapitel 3 den theoretischen Grundlagen eines VECSELS und dessen Funktionsweise. Weiterhin legt dieses Kapitel die für eine Multimode-Emission wichtigen Aspekte dar und gibt einen kompakten Überblick zur intrakavitären Differenzfrequenzerzeugung. Kapitel 4 stellt die für die Experimente verwendeten Halbleiter-Strukturen vor und erläutert das Gesamtsystem bestehend aus Chip, Kühler und Pumplaser.

Der sich anschließende experimentelle Teil der Arbeit ist in weitere fünf Kapitel aufgeteilt. Das erste hiervon, Kapitel 5, widmet sich der interferometrischen Messung der Emissionsbandbreite eines VECSELS. Dabei werden zwei unterschiedliche Resonator-Konfigurationen sowohl im Ein-Farben- als auch im Zwei-Farben-Betrieb untersucht und miteinander verglichen. Zusätzlich zum Betrieb mit Etalon wird der Laser in der sogenannten Freilaufkonfiguration betrieben, bei der sich kein frequenzselektives Element im Resonator befindet. In Kapitel 6 werden anschließend statistische Untersuchungen zur zeitlichen Dynamik der Zwei-Farben-Emission präsentiert, bei denen eine Streak-Kamera zum Einsatz kommt. Durch einen vorgeschalteten Monochromator können so frequenz- und zeitaufgelöste Echtzeitbilder der Laseremission aufgenommen werden. Eine statistische Analyse der Messdaten liefert im Anschluss ein präzises Bild über stabile und instabile Betriebszustände. Die Messungen werden sowohl mit einer Resonator-Konfiguration hoher Güte als auch mit zwei Konfigurationen niedriger Güte durchgeführt. Des Weiteren wird eine Charakterisierung der Emissionsstabilität in Abhängigkeit der eingestellten Pumpgeometrie präsentiert. Kapitel 7 widmet sich der Charakterisierung der in einem Zwei-Farben-Betrieb auftretenden Anti-Phasen-Dynamik. Dabei ist insbesondere die leistungsabhängige Entwicklung des Intensitätsrauschens im Frequenzbereich von Interesse. Phasendarstellungen der Kreuzkorrelationsspektren geben im Anschluss ein exaktes Bild über die spektrale Breite des Anti-Phasen-Rauschens. Dieses Kapitel komplettiert den experimentellen Teil zur Charakterisierung der Multimode-Emission und zeichnet zusammen mit den vorherigen Untersuchungen ein einheitliches Bild über die zugrundeliegende Emissionsdynamik. Auf Basis der in den vorhergehenden Kapiteln gewonnenen Erkenntnisse, präsentiert Kapitel 8 numerische Simulationen der Modenstatistik für den Fall einer Zwei-Farben-Emission, welche die Ergebnisse zur Emissionsstabilität untermauern.

In Kapitel 9 werden schließlich Untersuchungen zur VECSEL-basierten Terahertz-Quelle vorgestellt. Das Kapitel startet mit einer Erläuterung zur Auswahl des nichtlinearen Kristalls und stellt Simulationsergebnisse zur THz-Abstrahlcharakteristik vor. Im Anschluss

folgen Messungen zur erzeugten THz-Leistung sowie zum THz-Strahlprofil. Um den Einfluss der Laseremission auf die THz-Erzeugung zu klären, werden abschließend durch Streak-Kamera-Messungen ergänzte interferometrische Messungen sowohl der Laser- als auch der THz-Emission in Abhängigkeit der eingestellten Pumpleistung präsentiert. Eine Zusammenfassung der relevanten Ergebnisse dieser Arbeit findet sich in Kapitel 10.

2 Einordnung in den Stand der Forschung

Im Folgenden werden aus der Literatur relevante Forschungsergebnisse, welche für die vorliegende Arbeit von Interesse sind, zusammengefasst, um einen besseren Überblick über die Thematik zu erlangen. Weiterhin dient dieses Kapitel dazu, die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit in das existierende Forschungsumfeld einzuordnen.

2.1 Zwei-Farben-Diodenlaser

Breede et al. stellten im Jahr 2008 das Konzept eines FTECAL (engl.: *fourier-transform external cavity laser*) vor, bei dem das Ausgangssignal eines Diodenlasers durch Kombination mit einem Reflexionsgitter, einer Linse und eines externen Endspiegels in den Laser zurückgekoppelt wird [30]. Diese Anordnung ermöglicht eine Fourier-Transformation des Laserspektrums, welche auf dem Endspiegel zugänglich wird. Durch Nutzung einer geeigneten Apertur kann die zurückgekoppelte Wellenlänge ausgewählt und verändert werden. Des Weiteren ermöglicht die Verwendung eines V-förmigen Spiegels die gleichzeitige Rückkopplung zweier Wellenlängen und realisiert auf diesem Weg einen Zwei-Farben Betrieb. Das simultane Auftreten beider Farben wurde mit Hilfe eines SHG-Experiments (SHG: *second harmonic generation*) bestätigt. Weiterhin wurde ein Echtzeitbild der Laseremission mit Hilfe einer Streak-Kamera präsentiert, auf welchem eine simultane Emission ebenso ersichtlich wurde.

Eine theoretische Untersuchung der Dynamik von Zwei-Farben-Diodenlasern findet sich in [31]. Hier wurden verschiedene Konfigurationen eines Zwei-Farben-Diodenlasers simuliert, bei dem eine externe Rückkopplung angenommen wurde. Während es die Simulation erlaubte, Parameter wie die Filterbandbreite, die Stärke der Rückkopplung und das aktive Medium zu variieren, wurden Nichtgleichgewichtseffekte –wie spektrales oder kinetisches Lochbrennen– nicht berücksichtigt. Insgesamt wurden fünf verschiedene Zwei-Farben-Emissionszustände identifiziert, welche als halbkohärent, kohärent, Multimode, chaotisch oder Multimode chaotisch bezeichnet wurden. Für den ersten Fall bildeten sich zwei spektral separierte Modenpakete heraus, wobei sich jedes Paket aus mehreren longitudinalen Moden der externen Kavität zusammensetzte. Die Gesamtintensität wies daher ein Schwebungsmuster auf, welches durch Überlagerung der verschiedenen Moden entstand. Bei Verringerung der Filterbandbreite oder Verkürzung der externen Kavität konnte ein sogenannter kohärenter Zwei-Farben-Zustand vorausgesagt werden, bei dem beide Farben tatsächlich aus nur einer einzigen longitudinalen Mode bestanden und simultan emittiert wurden. Während letzterer Betriebszustand eine effiziente und schmalbandige Erzeugung

von THz-Wellen ermöglichte, war der erstgenannte Zustand einfacher zu realisieren, da bei diesem die Notwendigkeit eines exakt ausbalancierten Netto-Gewinns für beide Moden nicht erforderlich war. Andere Betriebszustände ließen aufgrund einer chaotischen Emissionsdynamik keine stabile Emission auf zwei Farben erwarten.

Eine experimentelle Charakterisierung von Zwei-Farben-Diodenlasern wurde von Friedrich et al. vorgestellt [32]. Hierbei wurde ein handelsüblicher Diodenlaser mit externer Rückkopplung verwendet. Realisierte Konfigurationen umfassten eine Rückkopplung mittels Reflexionsgittern in Littman und Littrow-Konfiguration unter Einbeziehung eines Etalons, Prismas, Strahlteilers oder auch die Nutzung eines FTECAL. Insgesamt kristallisierten sich Konfigurationen mit Etalon und Strahlteiler als überlegen heraus, da diese einen genügenden Signal-zu-Rausch-Abstand als auch eine kohärente Zwei-Farben Emission ermöglichten. Zudem konnte mit diesen Konfigurationen eine minimale Differenzfrequenz von 190 GHz bzw. 250 GHz erreicht werden, welches für die THz-Erzeugung mit photoleitenden Dipolantennen zu bevorzugen wäre.

2.2 Zwei-Farben-VECSEL

Eine erste Realisierung eines Zwei-Farben-VECSELs, bei dem beide Farben dieselbe räumliche Region auf dem Chip teilen, wurde von Fan et al. präsentiert [28]. Hierbei wurde der Zwei-Farben-Betrieb erzwungen, indem ein Etalon in den Resonator eingesetzt wurde. Die simultane Emission beider Farben wurde mit Hilfe eines nichtlinearen Kristalls nachgewiesen, in welchen der Ausgangsstrahl des Lasers fokussiert wurde. Das detektierte Spektrum enthielt neben den zweiten Harmonischen (engl.: *second harmonic generation* [SHG]) der einzelnen Farben ebenfalls das Summensignal, das ein Indiz für das gleichzeitige Oszillieren beider Farben war. Die Autoren begründeten das stabile Auftreten zweier Farben mit einem inhomogen verbreiterten Gewinn der Quantenfilmstruktur, welcher sich nach [28] aus der Elektron-Phonon-Wechselwirkung, sowie durch Dicken- und Kompositionsschwankungen der Quantenfilme und durch Materialdefekte ergeben sollte.

Eine andere Möglichkeit, den VECSEL auf zwei Farben emittieren zu lassen, besteht darin, den Ausgangsstrahl auf ein Reflexionsgitter zu schicken und die erste Beugungsordnung mit Hilfe zweier leicht zueinander verkippter Spiegel in den Laser zurückzukoppeln [33]. Bei richtiger Anordnung der Spiegel bilden sich zwei Linien im Laser-Spektrum heraus. Der Vorteil dieses Vorgehens besteht darin, dass der spektrale Abstand beider Linien auf einfache Weise durch Verkippen der Spiegel in einem sehr weiten Bereich eingestellt werden kann. In [34] wurde dies für einen Bereich von 300 GHz bis 3,5 THz demonstriert. Allerdings ist diese Konfiguration auch mit einer niedrigeren intrakavitären Leistung verbunden, da für eine genügend starke Rückkopplung die Transmission des Auskoppelspiegels im Bereich einiger Prozent liegen muss.

Durch die in einem VECSEL wirksamen hohen intrakavitären Lichtleistungen können die Ladungsträgerverteilungen in den Valenz- und Leitungsbändern signifikant von einer Fermi-Dirac-Verteilung abweichen [35, 36]. Hierbei verursacht der Prozess der stimulierten Emission ein Lochbrennen in der Besetzungswahrscheinlichkeitsverteilung der La-

Träger, wie in Kapitel 3.2.3 nochmals dargestellt wird. Dieses auch als „kinetisches Lochbrennen“ bekannte Phänomen hat ausgeprägte Auswirkungen auf den Gewinn und die Modendynamik, insbesondere in einer Zwei-Farben-Konfiguration. Basierend auf der mikroskopischen Halbleitertheorie zeigten die Autoren, dass das kinetische Lochbrennen einen stabilen Zwei-Farben-Betrieb in einem VECSEL begünstigen kann, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind: Beide Farben erfahren nahezu denselben Gewinn und sind spektral weit genug voneinander entfernt, sodass gegenseitige Sättigungseffekte vernachlässigbar werden [36]. Diese Bedingungen sind in Realität allerdings meist schwer zu erfüllen, da Rauscheinflüsse wie akustische Vibrationen oder Pumpplaser-Fluktuationen das optimale Verhalten stören.

Ein ganz anderes Vorgehen zur Realisierung eines Zwei-Farben-VECSELs verfolgten Baili et al. im Jahr 2009 [37]. Um eine auftretende Modenkonzurrenz von vornherein bestmöglich zu vermeiden, wurden die Gewinnregionen beider Farben durch Verwendung eines intrakavitär platzierten doppelbrechenden Kristalls räumlich voneinander getrennt, was die gegenseitige Kopplung stark minimierte. Gepumpt wurden beide Regionen von einem einzigen Pumpplaser, dessen Pumpmode so vergrößert wurde, dass diese beide Gewinnregionen abdeckte. Mit Hilfe eines zusätzlichen Etalons wurde ein Single-Mode-Betrieb beider Farben erreicht.

Ein Nachteil der Anordnung ist, dass beide Laserlinien orthogonal zueinander polarisiert sind. Außerdem lässt sich der Frequenzabstand beider Linien nur bis zu einigen GHz vergrößern. Somit eignet sich die beschriebene Konfiguration nicht für eine Erzeugung von THz-Wellen mit Frequenzen weit über 100 GHz. Dennoch diente diese Konfiguration als Basis für einige weitere interessante Untersuchungen: durch Variation der Kristalllänge konnte die räumliche Separation der Gewinnregionen beider Wellenlängen verändert werden, was eine Variation der Kopplungskonstanten zwischen beiden Farben in einem Bereich von 0 bis 0,8 bewirkte [38]. Weiterhin zeigte eine Untersuchung des Intensitätsrauschens beider Farben einen starken Einfluss der Kopplung [39]. War diese gering, so verhielten sich beide Farben im Prinzip wie zwei unabhängige Laser, die lediglich durch den Pumpplaser miteinander partiell korreliert waren. Bei Erhöhung der Kopplung konnte ein Übergang in den vollständig korrelierten Fall beobachtet werden. Dieser war gekennzeichnet durch ein negativ korreliertes Verhalten bei Frequenzen bis ca. 2 MHz mit Übergang zu einem positiv korrelierten Verhalten bei darüber liegenden Frequenzen.

2.3 Multimode-Emission in VECSELn

Arbeiten, die sich explizit mit der Charakterisierung der Multimode-Emission in einem VECSEL beschäftigen, sind erst im Rahmen dieser Dissertation entstanden. Zwar existieren Publikationen, welche sich von experimenteller als auch von theoretischer Seite mit der Multimode-Dynamik in Halbleiterlasern beschäftigen, allerdings beschränken sich diese lediglich auf konventionelle Kantenemitter [40–42]. Nichtsdestotrotz sind die Ergebnisse interessant, da sie alle eine Anti-Phasen-Dynamik der Moden untereinander zeigen. Dabei ist das Intensitätsrauschen der einzelnen Moden gegenphasig, so dass die Beiträge

sich für die Gesamtausgangsleistung kompensieren. Dieser Sachverhalt ist ebenfalls von konventionellen Festkörperlasern bekannt (siehe Kapitel 3.2.4).

2.4 VECSEL-basierte THz-Quelle

Scheller et al. stellten im Jahr 2010 die erste VECSEL-basierte CW-THz-Quelle vor [29]. Das zu Grunde liegende Konzept basierte auf intrakavitärer Differenzfrequenzerzeugung innerhalb eines VECSEL-Resonators, in den ein periodisch gepolter Lithiumniobatkristall eingesetzt wurde. Mit Hilfe eines geeigneten Etalons wurde der Laser in einen Zwei-Farben-Betrieb gebracht, bei dem die sich mit gleicher Intensität ausbildenden Laserlinien einen spektralen Abstand von 1,0 THz bzw. 1,9 THz besaßen. Durch den nichtlinearen Kristall kam es zur Differenzfrequenzerzeugung beider Laserlinien und somit zur Abstrahlung einer THz-Welle. Durch die im Resonator zur Verfügung stehende hohe Leistungsdichte wurde die Konversionseffizienz signifikant erhöht und es wurden THz-Leistungen von mehreren hundert μW bei 1 THz und über 1 mW bei 1,9 THz gemessen, welches für bei Raumtemperatur betriebene Quellen einen Rekord darstellte. Die ursprüngliche Idee war es, diese THz-Quelle für spektroskopische Anwendungen sowie als Lokaloszillator für die THz-Astronomie zu verwenden. Dies erforderte neben einer hohen Leistung eine schmale Linienbreite, welche nach ersten Einschätzungen von dieser Quelle geliefert werden konnte. Spätere Untersuchungen zeigten jedoch, dass das abgestrahlte THz-Signal stets aus multiplen Linien bestand und nicht aus einer einzigen Mode [43]. Um das Problem zu lösen, wurde später eine frequenzstabilisierte, echte Single-Mode-THz-Quelle realisiert, allerdings unter Zuhilfenahme zweier frequenzstabilisierter VECSEL-Chips, welche beide auf einer einzigen longitudinalen Mode emittierten [44]. Die Frequenzmischung fand in diesem Fall in einem externen Resonator statt, was die erzeugte Leistung allerdings deutlich sinken ließ.

Insgesamt beschränkten sich die erwähnten Arbeiten auf die Realisierung und Charakterisierung einer VECSEL-basierten THz-Quelle hinsichtlich der erzeugten und abgestrahlten THz-Leistung. Eine detaillierte Untersuchung des Zusammenhangs zwischen THz-Leistung und Zwei-Farben-Emissionsdynamik des Lasers wurde nicht durchgeführt.

3 Theoretische Betrachtungen

3.1 Oberflächenemittierende Halbleiterlaser mit externem Resonator (VECSEL)

VECSEL stellen eine noch relativ junge Klasse von Halbleiterlasern dar und wurden erstmals in den 1990er Jahren von Kuznetsov et al. vorgestellt [7]. Zu jener Zeit waren Forscher weltweit bestrebt, ein bis dahin großes Problem konventioneller Halbleiterlaser zu lösen: das Erzeugen großer Ausgangsleistungen mit einem transversal zirkularen Modenprofil [45]. Bisher existierende Ansätze erfüllten jeweils nur einen der genannten Punkte. Während konventionelle Kantenemitter mehrere hundert Milliwatt bei Emission auf der fundamentalen transversalen Mode erreichen, ist deren Strahlprofil aufgrund der verwendeten Wellenleiterstruktur hochgradig asymmetrisch und weist eine hohe Divergenz auf [45]. Noch höhere Ausgangsleistungen erfordern eine Vergrößerung der Wellenleiterdimensionen, was unweigerlich zu einer transversalen Multimode-Emission führt. Schließlich sollte mit der Entwicklung von oberflächenemittierenden Strukturen das Problem eines unzureichenden Strahlprofils gelöst werden. Dies mündete in der Realisierung elektrisch betriebener Halbleiterscheibenlaser, welche auch als VCSEL (engl.: *vertical-cavity surface-emitting laser*) bezeichnet werden. Bei diesen sind sowohl die Resonatorachse als auch die Emissionsrichtung senkrecht zur Chipenebene angeordnet. Das Ergebnis ist ein gaußförmiges Strahlprofil guter Qualität, welches sich z.B. optimal zur Einkopplung in Glasfasern nutzen lässt [46]. Allerdings ist ein Betrieb unter Beibehaltung eines TEM₀₀-Profils nur bei geringen optischen Ausgangsleistungen bis hin zu einigen mW [46] möglich, da ansonsten eine homogene Stromverteilung und damit ein homogenes Pumpen der aktiven Region nicht mehr gewährleistet sind.

Eine konsequente Fortführung der Idee eines Oberflächenemitters wie dem VCSEL resultierte in der Implementierung eines externen Resonators, bei dem einer der beiden hochreflektierenden Spiegel nach außen verlagert wurde. Eine solche als VECSEL bezeichnete Struktur vereint die Vorteile von Kantenemittern als auch VCSELn und bietet neben hohen Leistungen ein exzellentes Strahlprofil mit Strahlparametern von $M^2 \leq 1,3$ [45]. Aufgrund des externen Resonators ist weiterhin das Einsetzen zusätzlicher intrakavitärer Elemente wie z.B. Frequenzfilter (Etalons, doppelbrechende Filter) und nichtlinearer Kristalle möglich. Aufgrund der Vielfalt an einsetzbaren Halbleitermaterialsystemen und der Möglichkeit die Schichtdicken der verwendeten Quantenfilme entsprechend anzupassen, können VECSEL ein breites Spektrum an Emissionswellenlängen abdecken. So wurde in den letzten Jahren ein Laserbetrieb in einem Bereich von 5 μm bis hin zu 674 nm [45]

demonstriert. VECSEL bieten damit eine wesentlich größere Einsatzbandbreite als ihre Pendanten im Bereich der konventionellen Festkörperlaser [45, 46].

3.1.1 Aufbau und Funktionsprinzip

Ein Laser benötigt im Allgemeinen drei Komponenten, um in Betrieb gehen zu können: (1) das aktive Medium, in dem die Lichtverstärkung stattfindet, (2) den Resonator, welcher für die Rückkopplung und Modenselektion des Laserlichts sorgt, und (3) die Pumpquelle, welche die für den Laserprozess benötigte Energie bereitstellt und eine Besetzungsinversion im aktiven Medium erzeugt [2, 47]. Abbildung 3.1 zeigt einen schematischen Aufbau eines VECSELs, der alle aufgezählten Elemente enthält.

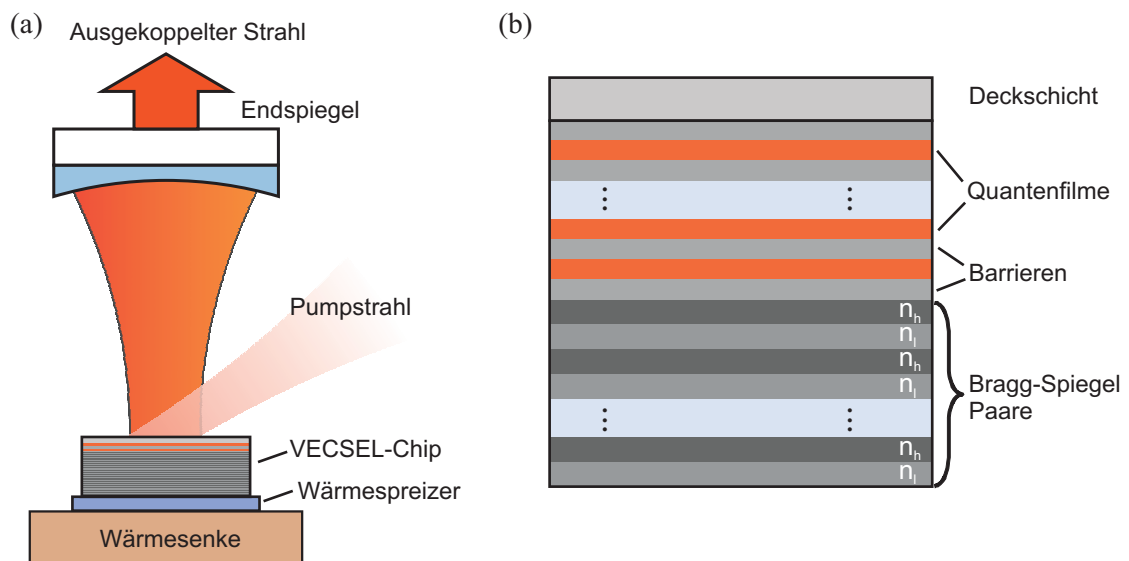


Abbildung 3.1: (a) Skizze eines VECSELs mit allen für einen Laserbetrieb benötigten Komponenten, (b) schematische Detailansicht der Chipstruktur.

Das Kernstück eines VECSELs ist der Halbleiterchip, welcher in drei Zonen unterteilt werden kann: aktive Region, Bragg-Spiegel und Deckschicht. Die aktive Region stellt die für den Laservorgang benötigten Photonen durch stimulierte Emission bereit, während der Bragg-Spiegel für eine effiziente Reflexion des erzeugten Laserlichts sorgt und dieses in den externen Resonator zurückkoppelt. Die Deckschicht, welche eine größere Bandlücke als die Materialien der aktiven Region besitzt, verhindert die Diffusion von Ladungsträgern an die Halbleiteroberfläche, wo diese ansonsten nichtstrahlend rekombinieren und so den verfügbaren Gewinn verringern könnten [45]. Weiterhin kann mit der Dicke der Deckschicht das Resonanzverhalten der vom Chip erzeugten Mikrokavität beeinflusst werden, was einen entscheidenden Einfluss auf das Emissionsverhalten des VECSELs hat (siehe dazu Kapitel 3.1.1). Aufgrund seiner Ähnlichkeit zu einem VCSEL, wird die in Abbildung 3.1 gezeigte Struktur in der Literatur auch vielfach als laser-aktiver Spiegel oder

1/2-VCSEL bezeichnet [48, 49]. Im Gegensatz zu einem echten VCSEL wird der Resonator jedoch durch externe Endspiegel realisiert. Dies bietet neben dem Einfügen weiterer intrakavitärer Elemente die Möglichkeit, den freien Spektralbereich und den Durchmesser der Resonatormode auf dem Chip nach Wunsch einzustellen. Gepumpt wird das System üblicherweise auf optischem oder elektrischem Weg, wobei Ersteres für einen Betrieb bei hohen Leistungen zu bevorzugen ist und keine zusätzlichen Anforderungen an das Chipdesign stellt [46]. Optisches Pumpen ermöglicht weiterhin eine flexible Einstellung der Pumpmodengröße, um diese in jeder Resonatoranordnung optimal an die Lasermode anzupassen. Für eine effiziente Abfuhr der im Chip erzeugten Verlustwärme, wird der Chip auf einem Wärmespreizer aufgebracht, für den aufgrund der benötigten hohen thermischen Leitfähigkeit meistens Diamant verwendet wird. Die Struktur sitzt üblicherweise auf einem wassergekühlten Kupferhalter, welcher als Wärmesenke dient.

Aktive Region

Als aktive Region des VECSELs dienen Halbleiterstrukturen mit eingebetteten Quantenfilmen oder -punkten. Letztere bieten breitere Gewinnspektren und eine nur sehr geringe Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von der Temperatur [3, 50–52], können allerdings bis jetzt nur bei relativ geringen Leistungen betrieben werden [53, 54]. Für hohe intra- sowie extrakavitäre Leistungen sind Quantenfilmstrukturen daher das Mittel der Wahl und werden auch für die in dieser Arbeit verwendeten VECSEL verwendet.

Die aktive Region wird üblicherweise als Quantenfilm-Stapel realisiert, indem mehrere Quantenfilme mit Dicken von einigen Nanometern periodisch zwischen Barrierematerialien angeordnet werden. Letztere dienen zum einen als Potentialwall für die Ladungsträger, zum anderen –sofern das Konzept des Barrierepumpens angewendet wird– als Absorber für die optische Pumpstrahlung. Für die Anregung im Barrierenmaterial muss Pumplicht mit einer Photonenenergie größer als die Bandlücke des Barrierenmaterials eingestrahlt werden. Dies erzeugt freie Ladungsträger, welche in die Quantenfilme diffundieren, sich dort akkumulieren und schließlich überwiegend strahlend rekombinieren [45]. Die Emissionswellenlänge hängt dabei von der Bandlücke des Halbleitermaterials ab und kann über die Quantenfilmdicke feinjustiert werden. Da die Gitterkonstanten von Quantenfilm- und Substratmaterial in den meisten Fällen unterschiedlich sind, entsteht eine mechanische Verspannung, welche bei einer zu hohen Anzahl an Quantenfilmen zur Bildung von unerwünschten Gitterdefekten führt [45], welches die Lasereffizienz erheblich herabsetzt. Dies wird verhindert, indem die Quantenfilme zwischen verspannungskompensierende Schichten eingebracht werden [45, 46]. Die Gesamtdicke der aktiven Region beträgt insgesamt ein Vielfaches der halben Designwellenlänge [55] und liegt üblicherweise im Mikrometerbereich.

Zur Funktionsweise eines Quantenfilms zeigt Abbildung 3.2 (a) eine schematische Skizze. In einem Quantenfilm ist eine nur wenige Nanometer dicke Region geringerer Bandlücke $E_{g,QW}$ zwischen Regionen größerer Bandlücke $E_{g,B}$ eingebettet. Dies führt zu einer räumlichen Einengung der Ladungsträger. Kommt die Breite des so entstehenden Potentialtopfes in die Größenordnung der De-Broglie-Wellenlänge für Elektronen bzw. Löcher,

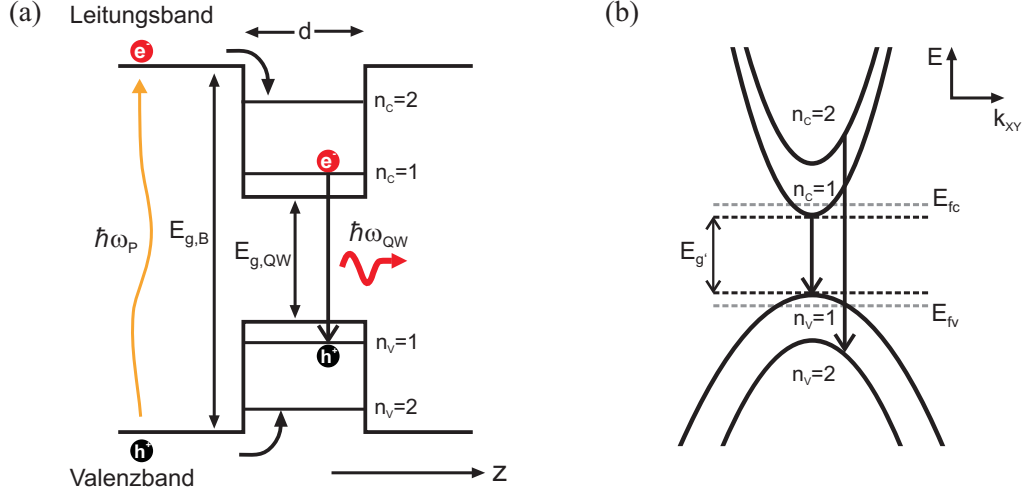


Abbildung 3.2: (a) Schematisches Bänderdiagramm eines Quantenfilms. Die vom Pumplicht (orangener Pfeil) erzeugten Elektronen und Löcher diffundieren in den Quantenfilm, wo sie strahlend rekombinieren. (b) Bandstruktur eines Quantenfilms mit zwei Zuständen in parabolischer Näherung. Erlaubte Übergänge sind als Pfeile eingezeichnet.

werden Quantisierungseffekte wirksam, welche zu einer Diskretisierung des k -Vektors in z -Richtung und somit zur Bildung quantisierter Energiezustände E_n mit Quantenzahlen n führen. Da die Ladungsträger in der Ebene des Quantenfilms keine Einschränkung erfahren, führt dies zur Ausbildung von Subbändern, deren Kanten den eben genannten diskreten Energienniveaus entsprechen. Die Wellenfunktionen und Energieniveaus dieser Struktur resultieren aus der Lösung eines entsprechenden Eigenwertproblems im Schrödinger-Formalismus. Die Anzahl an möglichen energetischen Zuständen ist durch die Potentialhöhe sowie die Quantenfilmdicke gegeben und liegt für reale Materialsysteme üblicherweise im Bereich von Zwei bis Drei [56]. Laseremission findet vorwiegend zwischen den ersten Subbandniveaus mit der Quantenzahl $n = 1$ statt [3, 46, 56], wobei die Übergänge hauptsächlich vom Leitungs- in das Schwerlochband erfolgen [2, 3, 56]. Die Energien der Elektronen E_e und Löcher E_h innerhalb des Quantenfilms können unter der Annahme eines parabolischen Bandverlaufs nach [56] geschrieben werden als

$$E_e(\mathbf{k}) = E_{c,n} + \frac{\hbar^2 k_e^2}{2m_c} \quad E_h(\mathbf{k}) = E_{v,n} - \frac{\hbar^2 k_h^2}{2m_v}, \quad (3.1)$$

wobei $E_{c,v,n}$ die diskreten Energien der einzelnen Subbandkanten mit Quantenzahl n angeben, jeweils für das Leitungsband c als auch für das Valenzband v . k_e und k_h repräsentieren die transversalen k -Vektoren in der xy -Ebene, für die keine Quantisierung auftritt. Abbildung 3.2 (b) zeigt hierzu eine exemplarische Skizze mit den ersten zwei Subbändern. Die Wechselwirkung der Ladungsträger mit einer elektromagnetischen Welle kann nun in drei unterschiedliche Fälle unterteilt werden: zum einen kann ein im Valenzband befindliches Elektron die Energie eines einfallenden Photons aufnehmen und in das Leitungsband befördert werden (Absorption). Zum anderen kann der zur Absorption entgegengesetzte Prozess ablaufen, bei dem ein im Leitungsband befindliches Elektron unter Einwirkung eines bereits vorhandenen Photons in einen freien Zustand im Valenzband übergeht und

die dabei freiwerdende Energie als neues Photon abgestrahlt wird (stimulierte Emission). Hierfür müssen vorher durch eine geeignete Pumpquelle Elektronen in das Leitungsband angehoben werden (siehe 3.2 (a)). Ähnlich zur stimulierten Emission führt ein dritter Prozess ebenfalls zur Ausstrahlung eines Photons als Folge der Ladungsträgerrekombination, erfordert aber nicht das Vorhandensein eines klassischen Lichtfeldes zur Stimulation eines entsprechenden Übergangs, sondern wird vielmehr vom Vakuum-Feld getrieben. Dieser Prozess wird als spontane Emission bezeichnet.

Die für alle Prozesse beteiligten Übergangsraten werden mit „Fermis goldener Regel“ beschrieben, welche besagt, dass Übergänge stets senkrecht im $E - k$ -Diagramm erfolgen (Impulserhaltung) und dabei die Energiedifferenz der beteiligten Zustände genau der Energie des beteiligten Photons entspricht (Energieerhaltung) [2,56]. Weiterhin sind Übergänge nur zwischen Niveaus gleicher Quantenzahl n möglich¹ [2,56].

Durchqueren Photonen das aktive Medium ist für eine Lasertätigkeit der inkrementelle Zuwachs an Photonen pro Weglänge dz entscheidend. Diese auch als Gewinn bezeichnete Größe kann nach [56] für einen Subbandübergang geschrieben werden als

$$\begin{aligned} g(\hbar\omega) &= \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dz} = \frac{W_{c \rightarrow v} - W_{v \rightarrow c}}{\Phi} \\ &= \left(\frac{1}{\hbar\omega} \right) \frac{\pi e^2 \hbar}{\epsilon_0 c m_0^2 \bar{n}} |M_T|^2 \rho_{red}(E_{eh} - E_{gt}) (f_c - f_v), \end{aligned} \quad (3.2)$$

wobei Φ den Photonenfluss und $W_{c \rightarrow v}$ bzw. $W_{v \rightarrow c}$ die Übergangsraten vom Leitungsband ins Valenzband und umgekehrt beschreiben. Die Differenz der Übergangsraten wird auch als Nettorate der stimulierten Emission bezeichnet und muss für Laseraktivität stets positiv sein. Genau dann überwiegen stimulierte Emissionsprozesse die Absorption – ein Umstand, der eintritt, sobald eine Besetzungsinversion vorliegt. Letztere wird durch den sogenannten Fermifaktor $(f_c - f_v)$ beschrieben, welcher die Differenz der Quasi-Fermiverteilungen für Leitungs- und Valenzband darstellt. Weitere in Gleichung 3.2 enthaltenen Größen sind die Übergangsenergie $E_{eh} = \hbar\omega = E_e - E_h$, der Brechungsindex n , die freie Elektronenmasse m_0 , die Lichtgeschwindigkeit c , sowie die Elementarladung e und die Permittivitätskonstante ϵ_0 . Die Größe E_{gt} kennzeichnet die zwischen zwei Subbändern des Quantenfilms auftretende Bandlücke.

Der Gewinn ist proportional zum Übergangsmatrixelement $|M_T|^2$ sowie zur reduzierten Zustandsdichte $\rho(E_{eh} - E_{gt})$. Für Quantenfilme mit unendlicher Barrierenhöhe nimmt die Zustandsdichte im Gegensatz zu Bulk-Halbleitern konstante Werte an bzw. stellt bei Summierung über alle Subbänder eine Stufenfunktion dar [2,3,56]. Dieses hat einen merklich größeren differentiellen Gewinn zur Folge, was Quantenfilmlaser sehr effizient macht. Bei Verwendung von verspannten Quantenfilmen kann der differentielle Gewinn sogar noch weiter gesteigert werden. Gleichzeitig wird die Transparenzdichte geringer, was spontane als auch Auger-Rekombinationsprozesse unwahrscheinlicher macht [2]. Ein positiver Gewinn und damit Laseremission ist nur möglich, sofern der Fermifaktor größer als Null wird. Diese Bedingung lässt sich auch umformulieren zu [56]

$$E_{gt} < \hbar\omega < E_{fc} - E_{fv}, \quad (3.3)$$

¹Dieses Forderung gilt streng genommen nicht mehr für Quantenfilme mit endlich hohen Barrierenhöhen, dient aber immer noch als akzeptable Näherung.

wobei $E_{fc,v}$ die zu den Fermiverteilungen korrespondierenden Quasiferminiveaus darstellen [56]. Gleichung 3.3 ist auch unter dem Namen „Bernard-Duraffourg Bedingung“ bekannt und besagt, dass für positiven Gewinn die Quasiferminiveaus mindestens um den Betrag der wirksamen Bandlücke separiert werden müssen. Dieses wird nur unter Nichtgleichgewichts-Bedingungen möglich, welche durch genügend starkes Pumpen des aktiven Mediums realisiert werden können. Im Falle der Gleichheit (d.h. $E_{fc} - E_{fv} = E_{gt}$) wird das Material für Energien an der Bandkante transparent. Die mit diesem Zustand erforderliche Ladungsträgerdichte wird auch als Transparenzdichte n_t bezeichnet und hängt entscheidend von der Zustandsdichte ab [56]. Die Bernard-Duraffourg Bedingung gibt zusätzlich Aufschluss darüber, in welchem Bereich eine Laseremission theoretisch möglich ist und stellt somit ein Maß für die Gewinnbandbreite dar [2].

Bragg-Spiegel

Ein hochreflektierender Bragg-Spiegel (engl.: *distributed Bragg-Reflector* (DBR)) ist ein wesentliches Element eines VECSELS und komplettiert den Laserresonator auf der Chip-Seite. Der Bragg-Spiegel sorgt dafür, dass in einem breitbandigen Bereich von etwa 100 nm die Laseremission zu fast hundert Prozent in den Resonator zurück reflektiert wird. Dies senkt die Laserschwelle, was wegen der nur wenige Mikrometer dicken aktiven Region von großer Wichtigkeit ist. Die Funktionsweise eines Bragg-Spiegels beruht auf Vielfachinterferenz an einer gestapelten Schichtstruktur. Der Spiegel ist dabei aus abwechselnden Schichten eines für die Laserwellenlänge transparenten hoch- und niedrigbrechenden Materials mit Brechungsindizes n_h und n_l aufgebaut. Die Dicke jeder Schicht m entspricht exakt einem Viertel der Wellenlänge im jeweiligen Material, d.h. $d_m = \lambda/(4n_m)$ (Bragg-Bedingung). In diesem Fall ist leicht ersichtlich, dass sich die an jeder Grenzfläche auftretenden Teilreflexionen für die Bragg-Wellenlänge konstruktiv überlagern.

Die Interaktion elektromagnetischer Wellen mit einem Mehrschichtsystem wird üblicherweise mit Hilfe der Transfer-Matrix Methode beschrieben, bei der die Propagation durch den Schichtstapel auf eine Multiplikation einzelner Teil-Matrizen heruntergebrochen wird [3]. Mit diesem Vorgehen ist es möglich, sowohl die Amplitude als auch die Phase des Gesamtreflexionskoeffizienten frequenz- und winkelabhängig zu ermitteln. Nach [3] kann bei Annahme eines senkrechten Einfalls und bei Vernachlässigung von Absorptionsverlusten der Reflexionskoeffizient für die Bragg-Wellenlänge geschrieben werden als

$$r = \frac{1 - (n_l/n_h)^{2m}}{1 + (n_l/n_h)^{2m}}. \quad (3.4)$$

Eine hohe Reflexion wird demnach erreicht, wenn der Brechungsindex-Kontrast oder die Anzahl an verwendeten Schichtpaaren besonders hoch ist. Für einen VECSEL sind prinzipiell weniger Schichtpaare zu bevorzugen, da der Bragg-Spiegel den größten Anteil am thermischen Widerstand besitzt und damit eine entscheidende Rolle für die Wärmeabfuhr spielt [45]. Für einen Bragg-Spiegel aus AlAs/GaAs ergibt sich z.B. ein Brechungsindexkontrast von ca. 0,55, was für eine Reflexion größer als 99,8% ca. 20 Schichtpaare erfordert (siehe Kapitel 4). Für ein Design, welches aus der ternären Verbindung AlAs/Al_{0,2}Ga_{0,8}As besteht, liegt der Kontrast dagegen nur bei etwa 0,5 und erfordert 24

Schichtpaare. Ein schematische Darstellung der Reflexion von einem VECSEL-Chip wird in Abbildung 3.3 gezeigt. Üblicherweise ist das Stop-Band ca. 100 nm breit und deckt damit die gesamte Gewinnregion ab.

Modaler Gewinn

Mehrfachreflexionen bilden sich nicht nur zwischem dem Bragg-Spiegel und dem Endspiegel des externen Resonators aus, sondern ebenfalls zwischen Bragg-Spiegel und dem Halbleiter-Luft Übergang der Chip-Struktur. Der VECSEL-Chip selbst stellt somit eine Mikrokavität dar, deren spektrale Filterwirkung maßgeblich das Verhalten des gesamten Lasers beeinflusst. Die Mikrokavität kann resonant oder nahezu anti-resonant zur Designwellenlänge ausgelegt werden – in beiden Fällen unterscheidet sich die Feldverteilung innerhalb der Chipstruktur beträchtlich. Da der für die Lasermode verfügbare Gewinn ausschließlich in den Quantenfilmen lokalisiert ist, muss für dessen Berechnung die ortsabhängige Lichtintensität mit berücksichtigt werden, da die stimulierte Emission entscheidend von dieser abhängt. Es wird daher ersichtlich, dass der nach Gleichung 3.2 definierte intrinsische Materialgewinn die Verstärkung der Lasermode nicht passend beschreiben kann [46]. Es ist also notwendig einen modalen Gewinn zu definieren, welcher den Überlapp der Gewinnregion mit der Lasermode, d.h. der Feldverteilung, mit berücksichtigt. Nach [3] lässt sich dies schreiben als

$$\langle g \rangle = \frac{\int g |E^+ + E^-|^2 dV}{\int [|E^+|^2 + |E^-|^2] dV}, \quad (3.5)$$

wobei g den intrinsichen Materialgewinn und E^+ sowie E^- die elektrischen Felder der hin- und zurücklaufenden Welle im Resonator symbolisieren. Das Integral im Zähler erstreckt sich dabei über die gesamte aktive Region, während der Nenner über den gesamten Resonator berechnet wird. Für einen VECSEL kann der Ausdruck umgeschrieben werden zu [46]

$$\langle g \rangle = g \cdot \frac{\sum_i |E^+(z_i) + E^-(z_i)|^2}{|E_0^+|^2 + |E_0^-|^2} \cdot \Gamma_t V^{-1} = g \Gamma_z \Gamma_t V^{-1}, \quad (3.6)$$

wobei E_0^+ und E_0^- die Amplituden der vor- und zurücklaufenden Welle sind. Der Index i kennzeichnet die Positionen der Quantenfilme. Das Volumen der Resonatormode wird durch V ausgedrückt. Der modale Gewinn wird demnach dargestellt durch Multiplikation des Materialgewinns mit einem longitudinalen und transversalen Überlappfaktor Γ_z bzw. Γ_t .

Der longitudinale Überlappfaktor Γ_z enthält die spektrale Filterwirkung der Mikrokavität und wird in der Literatur oft auch als „Enhancement-Factor“ bezeichnet. In diesem wird das elektrische Feld lediglich an den Positionen der Quantenfilme ausgewertet und aufsummiert. Je nachdem ob ein resonanter oder antiresonanter Fall vorliegt, kann der

longitudinale Überlapp-Faktor größer als eins oder auch wesentlich kleiner als eins werden. Der transversale Überlappfaktor Γ_t beschreibt im Wesentlichen den Überlapp der transversalen Ladungsträgerverteilung mit der Lasermode [46]. Da die Ladungsträgerverteilung durch das Pumplicht erzeugt wird, kann man in erster Näherung den transversalen Überlappfaktor als Überlapp zwischen Pump- und Lasermode ansehen [46].

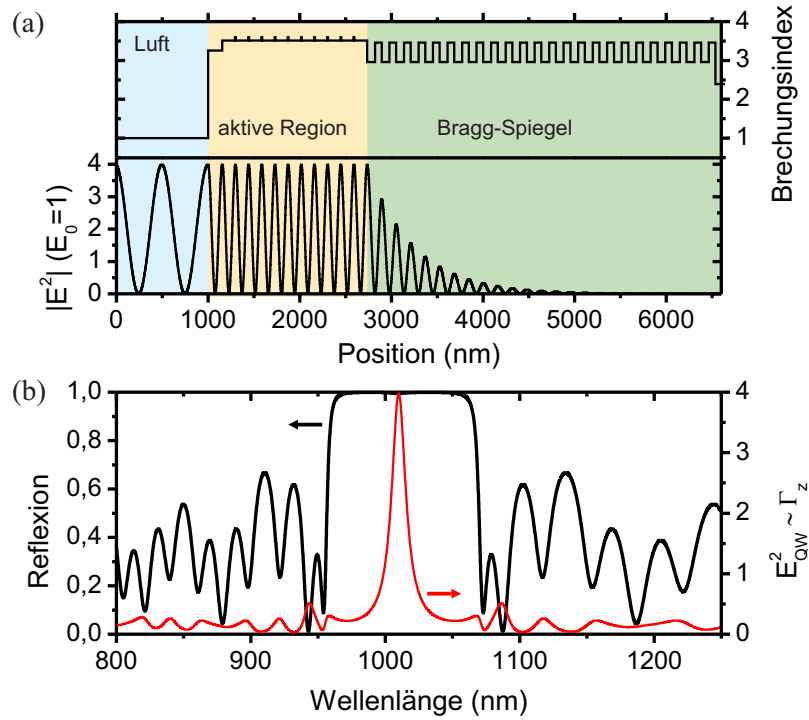


Abbildung 3.3: Darstellungen zum resonanten Chip-Design. (a) Brechungsindexverlauf (rechte Achse) und Stehwellenfeld E^2 innerhalb der Chip-Struktur (linke Achse) für eine Designwellenlänge von 1010 nm. Die Feldstärke der einfallenden Welle E_0 wurde auf Eins normiert. (b) Wellenlängenabhängige Reflexion (linke Achse) sowie die Lichtintensität auf den Quantenfilmen E_{QW}^2 (rechte Achse).

Als Beispiel zeigt Abbildung 3.3 die resultierende Intensitätsverteilung für den resonanten Fall. Für die Simulation wurde eine Struktur aus zehn GaInAs-Quantenfilmen und einem Bragg-Spiegel aus AlAs/ $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ für eine Designwellenlänge von 1010 nm zu Grunde gelegt. Die GaInP-Deckschicht besitzt eine Dicke von $\lambda/2$. In diesem Fall ist die Feldüberhöhung in der Struktur am größten und am Halbleiter-Luft Übergang befindet sich ein Maximum der Intensitätsverteilung. Um den modalen Gewinn auf das theoretische Maximum zu bringen, werden die Quantenfilme in den Maxima des Stehwellenfeldes platziert. Dieses wird auch als resonant-periodische Gewinn-Anordnung (engl.: *resonant periodic gain* (RPG)) bezeichnet. Bei exakter Platzierung resultiert eine 4-fache Intensitätsüberhöhung. Das resonante Verhalten hat aufgrund der scharfen spektralen Resonanz allerdings nur eine geringe effektive Gewinnbandbreite von etwa 10 nm zur Folge. Aus dem Verlauf der Reflexion erkennt man weiterhin, dass die Breite des Stopbandes ca. 100 nm beträgt. Ein resonantes Design liefert den größten modalen Gewinn und ist somit für einen Betrieb bei hohen Leistungen zu bevorzugen. Allerdings ist durch die Schmal-

bandigkeit des longitudinalen Überlapp-Faktors eine ausgeprägte Temperatursensitivität zu erwarten [45, 46].

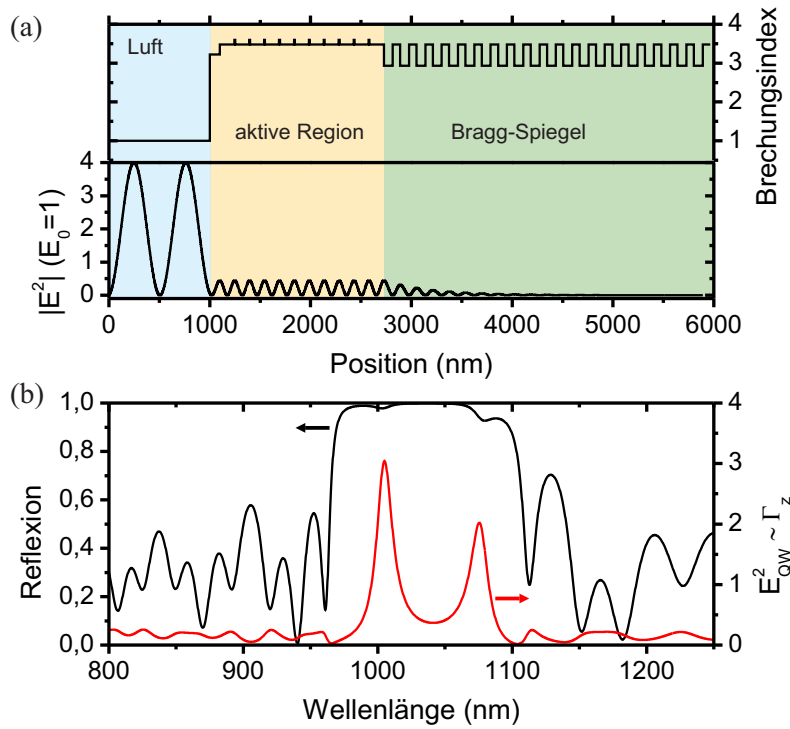


Abbildung 3.4: Darstellungen zum nah-anti-resonanten Chip-Design. (a) Brechungsindexverlauf (rechte Achse) und das Stehwellenfeld E^2 innerhalb der Chip-Struktur (linke Achse) für eine Designwellenlänge von 1030 nm. Die Feldstärke der einfallenden Welle E_0 wurde auch hier auf Eins normiert. (b) Wellenlängenabhängige Reflexion (linke Achse) sowie die Lichtintensität auf den Quantenfilmen E^2_{QW} (rechte Achse).

Der nahezu anti-resonante Fall führt zu einem spektral sehr viel breiteren Verlauf des longitudinalen Überlappfaktors, siehe Abbildung 3.4. In diesem Beispiel basiert die Struktur auf 10 GaInAs Quantenfilmen mit einem GaAs/AlAs Bragg-Spiegel bei einer Designwellenlänge von 1030 nm. Die Dicke der Deckschicht beträgt hier $1,25 \cdot \lambda/4$, was eine im Vergleich zum resonanten Fall sehr viel geringere Lichtintensität innerhalb der aktiven Region bewirkt. Am Übergang Halbleiter-Luft befindet sich nun ein Knoten des Stehwellenfeldes, was potentielle Streuverluste auf der Oberfläche reduziert. Der Überlappfaktor liefert einen signifikant geringeren modalen Gewinn als im resonanten Fall, ist dafür aber spektral wesentlich breiter. Ein anti-resonantes Design eignet sich daher optimal für Anwendungen, welche ein breites Gewinnprofil benötigen, wie z.B. Modenkopplung oder auch spektroskopische Anwendungen, welche eine große Durchstimmbarkeit erfordern [22, 26, 57, 58]. Eine andere Methode, den modalen Gewinn zu verbreitern, ohne die Lichtintensität in der aktiven Struktur zu sehr zu reduzieren, ist das Aufbringen einer Anti-Reflexions-Beschichtung auf eine resonante Struktur, welche das von der Mikrokavität verursachte spektrale Einschnüren mindert [57, 59].

3.1.2 Thermische Eigenschaften

In einem optisch gepumpten VECSEL wird nur ein Bruchteil der vom Pumplaser eingebrachten Energie in die Laseremission umgesetzt. Da die Pumpphotonen eine größere Energie als die Laserphotonen besitzen, wird für jedes absorbierte Pumpphoton der energetische Überschuss, welcher auch als Quantendefekt bezeichnet wird, als Wärme an das Kristallgitter abgegeben [45, 60]. Dies resultiert in einer Erwärmung der aktiven Region, welche eine Abnahme der Besetzungswahrscheinlichkeit der Laserzustände zur Folge hat und damit den Quantenfilm-Gewinn reduziert [45, 46]. Um diesen Aufrecht zu erhalten, ist eine höhere Ladungsträgerdichte notwendig, welches wiederum die Wahrscheinlichkeit für nichtstrahlende Auger-Rekombinationsprozesse vergrößert [46] und zu einer weiteren Temperatursteigerung führt. Ein Zusammenbrechen der Laseremission kann dann die Folge sein, was als thermisches Überrollen bezeichnet wird. Der Quantendefekt kann zwar verringert werden, indem das Konzept des Quantenfilmpumpens angewendet wird [61, 62]. Dies ermöglicht eine signifikante Angleichung von Pump- und Laserwellenlänge, stellt allerdings größere Anforderungen an das Chip-Design und die Pumpgeometrie dar und erfordert aufgrund der nur geringen Absorptionseffizienz der Quantenfilme Mehrfachdurchläufe des Pumplichtes, was den VECSEL-Aufbau extrem verkompliziert. Für große Leistungen bleibt das Barrierenpumpen daher unumgänglich.

Ein weiterer Punkt ist insbesondere für resonante VECSEL-Strukturen wichtig: so schiebt bei einer Temperaturerhöhung das intrinsische Gewinn-Spektrum mit einer Rate von ca. 0,3 nm/K zu größeren Wellenlängen [45, 46, 55], während der longitudinale Überlappfaktor mit einer Rate von etwa 0,1 nm/K schiebt. Für einen optimalen Laserbetrieb müssen jedoch das Gewinnmaximum und das Maximum der Mikrokavitätsresonanz exakt übereinanderliegen. Ein VECSEL wird deshalb mit einer Verstimmung zwischen diesen beiden Größen entworfen, so dass bei einer speziellen Betriebstemperatur (Pumpleistung) der Überlapp zwischen Gewinn und Mikrokavitätsresonanz wieder optimal wird. Bei weiter steigender Pumpleistung findet eine weitere Temperaturerhöhung statt und die beiden Größen driften wieder auseinander, was den modalen Gewinn immer weiter absinken lässt, siehe Abbildung 3.5. Dies hat in der Regel ein thermisches Überrollen zur Folge [45, 46, 55]. Eine effiziente Wärmeabfuhr gerade auch im Hinblick auf eine Leistungskalierbarkeit ist daher von großer Wichtigkeit und Gegenstand zahlreicher Forschungsbemühungen [8, 9, 59, 63–69].

Üblicherweise wird die innerhalb der Pumpregion erzeugte Wärme mit Hilfe eines Wärmespreizers verteilt und an eine Wärmesenke weitergegeben. Dazu muss der Wärmespreizer eine hohe thermische Leitfähigkeit und eine geringe Oberflächenrauigkeit aufweisen, um einen optimalen Kontakt mit dem VECSEL zu gewährleisten [8]. Es haben sich dabei zwei Konzepte etabliert, von denen jedes seine Vor- und Nachteile besitzt. Für das erste Konzept erfolgt der Wärmetransport direkt durch die Bragg-Spiegel Struktur. Hierzu wird der VECSEL mit dem Bragg-Spiegel auf einen thermisch gut leitenden Wärmespreizer aufgebracht. Für diesen werden üblicherweise Materialien wie Kupfer oder Diamant verwendet, welche thermische Leitfähigkeiten von $400 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ bzw. $1800 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ besitzen [8]. Es ist ersichtlich, dass für eine optimale Wärmeabfuhr der thermische Wider-

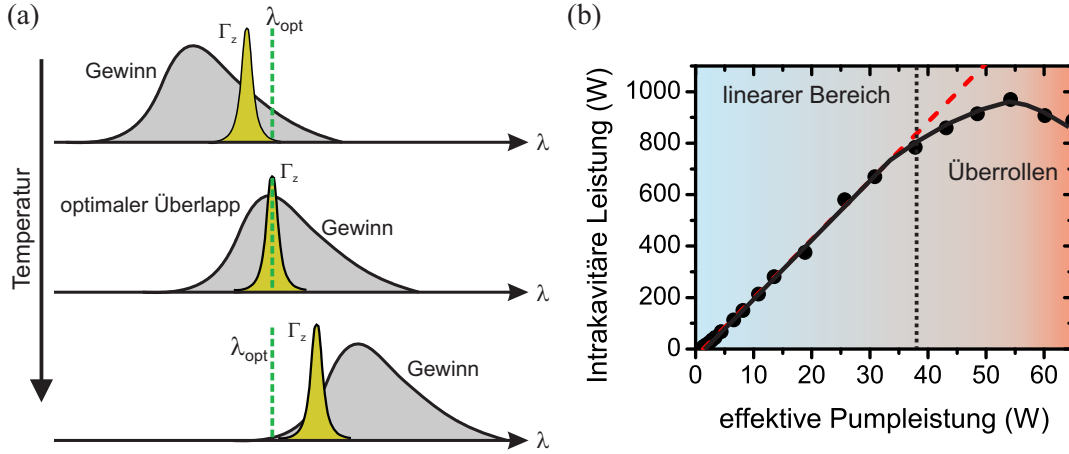


Abbildung 3.5: (a) Schematische Skizze zur Temperaturabhängigkeit des Gewinns und des longitudinalen Überlappfaktors Γ_z . Die optimale Wellenlänge λ_{opt} , bei der alle Größen mit ihrem Maximum überlappen, ist als gestrichelte, grüne Linie markiert. (b) Leistungskennlinie eines VECSELS, die ein thermisches Überrollen bei hohen Pumpleistungen zeigt. Die rote Linie deutet den Verlauf ohne Einfluss einer Temperaturerhöhung an.

stand des Bragg-Spiegels möglichst gering sein sollte. Das Konzept eignet sich demnach nur für dünne Bragg-Spiegel Strukturen mit guter Wärmeleitfähigkeit und ist daher nicht für alle Wellenlängenbereiche gleich effizient [45]. Ein zweites Konzept besteht darin, den Wärmetransport durch die Bragg-Struktur zu umgehen, indem der Wärmespreizer direkt auf die Chipoberfläche aufgebracht wird (intrakavitärer Wärmespreizer). Dieses Vorgehen hat allerdings erhöhte intrakavitäre Verluste und einen zusätzlichen Mikrokavitätseffekt zur Folge und eignet sich nur für relativ kleine Pumpmoden in der Größenordnung bis etwa $200 \mu\text{m}$ [45]. Alle in dieser Arbeit verwendeten VECSEL-Chips werden nach dem erst genannten Konzept mit Diamant als Wärmespreizer realisiert.

3.1.3 Einfaches Ratengleichungsmodell

Das dynamische Verhalten eines VECSELS lässt sich mit Ratengleichungen beschreiben, welche die in der aktiven Region wirksame Ladungsträgerdichte n mit der Photonendichte N_p koppeln [3, 46]. Mit der Pumprate P , der Gruppengeschwindigkeit im aktiven Medium v_g , sowie dem intrinschen Gewinn g schreiben sich diese Gleichungen als [3]

$$\frac{dn}{dt} = P - \frac{n}{\tau} - v_g g N_p \quad (3.7)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = v_g \Gamma g N_p - \frac{N_p}{\tau_c} + \beta \Gamma R_{sp}. \quad (3.8)$$

Diese Ausdrücke enthalten sowohl Erzeugungs- als auch Rekombinationsterme. Die Pumprate P symbolisiert hierbei die effektive Pumprate, welche sowohl die Absorptionseffizienz

als auch mögliche interne Verlustkanäle mit berücksichtigen soll². Der Ausdruck τ beschreibt die Ladungsträgerlebensdauer, welche die natürliche Rekombination der Ladungsträger durch spontane Emission sowie nicht-strahlende Rekombinationsprozesse enthält [3]. Es ist allgemein üblich, die Rekombinationsrate der Ladungsträger auszudrücken durch [3, 45, 66]

$$1/\tau = A + BN + CN^2. \quad (3.9)$$

Die Koeffizienten A und B werden dabei monomolekularer bzw. bimolekularer Rekombinationskoeffizient genannt und beschreiben phänomenologisch die Rekombination der Ladungsträger durch Defekte und Unreinheiten sowie durch spontane Emission. Der Koeffizient C beschreibt die Rekombination durch Auger-Prozesse und wird auch als Auger-Rekombinationskoeffizient bezeichnet [3, 45, 66]. Da heutige Halbleiterstrukturen mit großer Reinheit hergestellt werden können, liefert die Auger-Rekombination bei hohen Ladungsträgerdichten den mit Abstand größten Beitrag zur nichtstrahlenden Rekombination [46]. Deren Wahrscheinlichkeit steigt signifikant mit der Ladungsträgerdichte an. Es sei angemerkt, dass die in Gleichung 3.9 beschriebenen quadratischen bzw. kubischen Abhängigkeiten von der Ladungsträgerdichte streng genommen nur unterhalb der Transparenz gelten. Darüber hinaus können teils deutliche Abweichungen auftreten [66]. Für eine phänomenologische Beschreibung stellt die genannte Beziehung allerdings eine gute Näherung dar.

Das Erzeugung der Laserphotonen durch stimulierte Emission wird mit dem Ausdruck $v_g \Gamma g N_p$ beschrieben, wobei Γ den in Kapitel 3.1.1 vorgestellten Überlappfaktor darstellt. Spontane Emission in die betrachtete Lasermode wird phänomenologisch durch den Term $\beta \Gamma R_{sp}$ beschrieben, wobei β den spontanen Emissionsfaktor darstellt [3]. Durch interne Verluste und endliche Spiegelreflektivitäten besitzen die Photonen eine endliche Lebensdauer τ_c , welche bei Abwesenheit von Generationstermen das Abklingen der Photondichte im Resonator beschreibt. Für einen linearen Zwei-Spiegel Resonator mit Länge L und Intensitäts-Reflektionskoeffizienten R_1 und R_2 kann dies geschrieben werden als [2, 3]:

$$\frac{1}{\tau_c} = v_g(\alpha_i + \alpha_m) = v_g \alpha_i + \frac{v_g}{2L} \ln(R_1 R_2), \quad (3.10)$$

wobei α_i interne Resonatorverluste wie Streuungs- oder Beugungsverluste beinhaltet.

Nimmt man einen stationären Zustand an, kann die zeitliche Ableitung von Gleichung 3.8 zu Null gesetzt werden. Bei Vernachlässigung der spontanen Emission erhält man so einen einfachen Ausdruck für den Schwellwert des Gewinns, bei dem die Erzeugung der Photonen exakt dem Rekombinationsterm gleicht [3]:

$$\Gamma g_{th} = \frac{1}{v_g \tau_c} = \alpha_i + \alpha_m. \quad (3.11)$$

²Für eine detaillierte Modellierung wird oftmals noch eine dritte Gleichung für die Ladungsträgerdichte in den Barrieren angegeben, siehe [46], welche die reale Pumprate beinhaltet. Die Kopplung zu der Quantenfilm-Ladungsträgerdichte wird dann über eine zusätzliche Zeitkonstante berücksichtigt, welche primär durch die Einfangzeit der Ladungsträger in den Quantenfilm gegeben ist. Für eine rein phänomenologische Beschreibung sind zwei Gleichungen aber vollkommen ausreichend, solange die interne Effizienz über eine effektive Pumprate berücksichtigt wird.

Für die Berechnung der Laserausgangsleistung werden weiterhin stationäre Bedingungen angenommen. Unter Verwendung von Gleichung 3.7 ergibt sich zunächst für die stationäre Photonendichte

$$N_{p,std} = \frac{1}{v_g g_{th}} \eta_{abs} \frac{1}{V_a} \frac{1}{h\nu_{pump}} (P_0 - P_{0,th}), \quad (3.12)$$

wobei für die Pumprate der Ausdruck $P = \eta_{abs} P_0 / (h\nu_{pump} V_a)$ eingesetzt wurde. P_0 stellt dabei die optische Pumpleistung dar, von der aber nur ein Bruchteil in der aktiven Struktur absorbiert wird. Dieser Umstand wird durch den Absorptionswirkungsgrad η_{abs} ausgedrückt. Weiterhin stellen P_{th} die Schwellpumpleistung und $h\nu_{pump}$ die Energie eines Pumpphotons dar. V_a kennzeichnet das Volumen der aktiven Region. Die Ausgangsleistung ist nun proportional zur Photonendichte und ergibt sich durch Multiplikation mit der Photonenenergie $h\nu$, dem Volumen der Mode im Resonator V_p und der Auskoppelrate $v_g \alpha_m$ [3]. Unter Verwendung von Gleichung 3.11 folgt:

$$P_{out} = N_{p,std} \cdot h\nu \cdot V_p \cdot v_g \cdot \alpha_m = \eta_{abs} \cdot \eta_{out} \cdot \eta_{quant} \cdot \Gamma \frac{V_p}{V_a} (P_0 - P_{0,th}). \quad (3.13)$$

Die Ausgangsleistung des Lasers wird demnach maßgeblich bestimmt vom Absorptionswirkungsgrad η_{abs} , der optischen Effizienz η_{out} und der Quantendefekt-Effizienz η_{quant} . Die letzten beiden Ausdrücke lassen sich schreiben als

$$\eta_{out} = \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (3.14)$$

und

$$\eta_{quant} = \frac{h\nu}{h\nu_{pump}} = \frac{\lambda_{pump}}{\lambda}. \quad (3.15)$$

Der Absorptionswirkungsgrad in einem VECSEL ist üblicherweise sehr hoch und liegt meistens in der Größenordnung von ca. 85 % [45]. Die optische sowie die Quantendefekt-Effizienz sind von den verwendeten Endspiegeln und der Pumplaserwellenlänge abhängig. Für die in dieser Arbeit verwendeten Konfigurationen nimmt η_{quant} beispielsweise einen Wert von 0,8 an.

3.1.4 Resonator und Frequenzselektion

Fabry-Pérot Interferometer

Der Resonator ist essentieller Bestandteil eines Lasers und dient nicht nur der Rückkopplung des erzeugten Lichtes, sondern auch der Modenselektion. In der einfachsten

Weitere wichtige Größen im Zusammenhang mit Fabry-Pérot Interferometern sind die Finesse F und die Linienbreite $\Delta\nu$ eines Transmissionsmaximums. Diese lassen sich nach [2] wie folgt miteinander verknüpfen:

$$F = \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}} = \frac{\Delta\nu_{\text{FSR}}}{\Delta\nu}. \quad (3.19)$$

Die Linienbreite hängt von den Reflektivitäten der Endspiegel ab und wird umso schmaler, je höher die einzelnen Reflexionen werden. Die Finesse gibt an, um wieviel schmaler das Transmissionsmaximum im Vergleich zum freien Spektralbereich wird und ist üblicherweise sehr viel größer als eins.

Resonatormoden unter paraxialer Näherung

Da reale Laserresonatoren üblicherweise Kombinationen aus planen und gekrümmten Spiegeln darstellen und die in einem Resonator ausbreitungsfähigen Moden keine ebenen Wellen sein können, kann das bisher gemachte Bild nur eine erste Näherung sein. Um diesen Umständen Rechnung zu tragen, wird die im Resonator umherlaufende Welle mit der sogenannten paraxialen Näherung beschrieben [2]. Darin wird die Feldverteilung gemäß $\tilde{E}(x, y, z) = u(x, y, z)\exp[-ikz]$ beschrieben, wobei u eine langsam entlang z veränderliche Funktion ist. Diese Annahme führt auf die paraxiale Wellengleichung (Differentialform) oder auf das Huygens-Fresnel-Kirchhoff Integral in paraxialer Näherung (Integralform). Eine Lösung sind die sogenannten Gauß-Strahlen, für welche das elektrische Feld folgenden Ausdruck besitzt [47]

$$E(x, y, z) = \frac{1}{q(z)} \cdot \exp\left[-ik\frac{x^2 + y^2}{2q(z)}\right] \cdot \exp[-ikz]. \quad (3.20)$$

Hierbei bezeichnet k den Betrag des Wellenvektors und $q(z)$ den komplexen Strahlparameter. Nach [47] lässt sich dieser schreiben als

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{\lambda}{\pi w^2(z)}, \quad (3.21)$$

mit

$$q(z) = q_0 + z. \quad (3.22)$$

Hierbei repräsentiert $R(z)$ den Krümmungsradius der Wellenfront und $w(z)$ den sogenannten Strahlradius. Für die Referenzebene bei $z = 0$ wurde weiterhin $R(z = 0) = R_0 = \infty$ und $w(z = 0) = w_0$ gewählt. Der letzte Ausdruck wird auch Strahltaile genannt und beschreibt den minimalen Strahldurchmesser. Die Entwicklung von $R(z)$ und $w(z)$ in Abhängigkeit von z lässt sich vollständig mit Hilfe von Gleichung 3.21 herleiten, Details dazu sind in [2, 47] zu finden. Der Gaußstrahl besitzt nun wünschenswerte physikalische Eigenschaften: seine Intensitätsverteilung in x - und y -Richtung fällt vom Zentrum her ab, was dazu führt, dass der Strahl nur eine endliche optische Leistung transportiert. Weiterhin bleibt das Gauß'sche Strahlprofil bei Propagation entlang der Propagationsachse

z vollständig erhalten und erfährt lediglich eine durch Beugung bedingte Verbreiterung. Abbildung 3.7 (a) zeigt dazu eine Prinzipskizze. Die z -Achse ist dort mit der sogenannten Rayleighlänge $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ skaliert, nach welcher der Strahldurchmesser sich um den Faktor $\sqrt{2}$ im Vergleich zur Strahltaile vergrößert hat. Hier sei erwähnt, dass der in Gleichung 3.20 präsentierte Ausdruck nur eine Lösung von Vielen ist. Zusätzlich zu der hier gezeigten Grundlösung, welche auch als TEM_{00} -Mode bezeichnet wird, existieren noch weitere Lösungen höherer Ordnung, welche dann als TEM_{ml} -Moden bezeichnet werden. Nähere Beschreibungen hierzu finden sich in [2, 47].

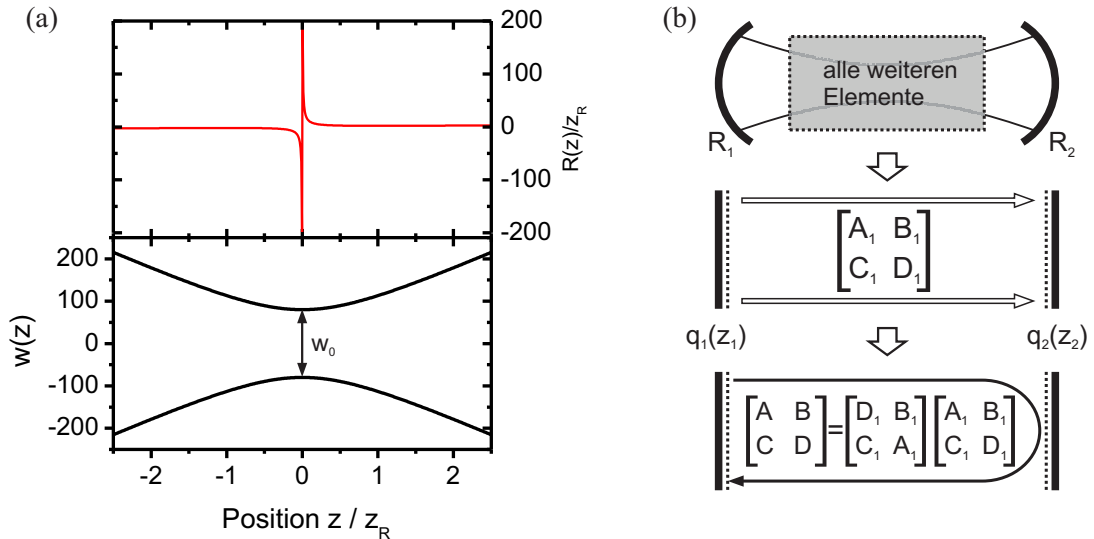


Abbildung 3.7: (a) Schema der Strahlparameter eines Gaußstrahls: die Abbildungen zeigen sowohl den Verlauf des Krümmungsradius $R(z)$ als auch des Strahlradius $w(z)$. (b) Schematische Skizze zur Berechnung stabiler Resonatormoden mittels der ABCD-Matrix-Methode.

Die Propagation eines Gauß-Strahls durch ein optisches System kann analog zur Strahlenoptik durch die sogenannte ABCD-Matrix-Methode berechnet werden [2]. Hierbei werden die innerhalb des Systems anzufindenden optischen Komponenten wie z.B. Linsen oder Spiegel, aber auch Freiraumwegstrecken innerhalb eines Materials mit Brechungsindex n , durch einzelne 2×2 Matrizen beschrieben, deren Multiplikation die Ausbreitungsmatrix des Gesamtsystems beschreibt [2]. Für einen Gaußstrahl an einer Stelle z_1 mit Parameter q_1 , ergibt sich nach Propagation durch ein solches optisches System der Strahlparameter q an der Stelle z durch [2]

$$q = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}. \quad (3.23)$$

Das beschriebene Vorgehen ist nun auf einen beliebigen Laser-Resonator anwendbar. Hierfür ist entscheidend, dass sich der Strahl nach einem Resonator-Umlauf exakt reproduzieren muss. Nur in einem solchen Fall ist der Resonator stabil und kann eine Lasermode ausbilden. Die Bedingung für den Strahlparameter q wird in diesem Fall ebenfalls durch Gleichung 3.23 gegeben, wenn $q_1 = q$ gesetzt wird. Die Elemente $ABCD$ bilden in diesem Fall die Umlaufmatrix, welche sich aus der Multiplikation aller Teilmatrizen für den Hin-

und den Rückweg zusammensetzt, siehe Abbildung 3.7 (b). Dazu werden alle Resonatorelemente inklusive Endspiegel in die Gesamtmatrix von Spiegel 1 nach Spiegel 2 integriert und die Anordnung so in einen planaren Resonator umgewandelt. Die Umlaufmatrix wird dann mittels des in Abbildung 3.7 (b) gezeigten Vorgehens ermittelt. Aus der charakteristischen Gleichung für q lässt sich folgende Bedingung ableiten unter der eine Lösung existiert [2]

$$-1 < \left(\frac{A + D}{2} \right) < 1. \quad (3.24)$$

Diese Beziehung ist auch als Stabilitätsbedingung bekannt und liefert sofort eine Aussage darüber, ob die betrachtete Resonatorconfiguration die Ausbildung einer stabilen Mode erlaubt oder nicht.

Resonanzfrequenzen

Die zu den Resonatormoden passenden Eigenwerte und die damit zusammenhängenden Resonanzfrequenzen lassen sich mit Hilfe des Huygens-Kirchhoff-Fresnel Integrals finden und ergeben sich zu [2]

$$\nu_{lmn} = \frac{c}{2L} \left[n + \frac{1 + l + m}{\pi} \cos^{-1} (\pm \sqrt{A_1 D_1}) \right], \quad (3.25)$$

wobei die Elemente A_1 und D_1 zur Propagations-Matrix von Spiegel 1 nach Spiegel 2 gehören (siehe Abbildung 3.7 (b)). Bei näherer Betrachtung der Gleichung wird ersichtlich, dass sich jede Resonatormode durch genau drei Indizes lmn eindeutig festlegen lässt. Es ist üblich, diese Indizes danach zu unterscheiden, ob diese die transversale oder axiale Feldverteilung der Mode beschreiben. Die Indizes lm beziehen sich auf die transversale Feldverteilung und geben somit höhere Ordnungen des Gauß-Strahls an. Wird eine Mode nun nach diesen Indizes charakterisiert, unabhängig vom Index n , so werden die Moden auch **transversal** elektromagnetische Moden, kurz TEM $_{lm}$ -Moden, genannt. Der Index n beschreibt die Gesamtphasenänderung des Strahls nach einem Resonatorumlauf in Einheiten von 2π und resultiert aus der Stehwellenbedingung entlang der Resonatorachse. Somit kennzeichnet n die axiale Feldverteilung der Resonatormode. Unterscheidet man die Moden nach dem Index n , so nennt man diese axiale oder auch **longitudinale** Moden des Resonators. Bei festen Werten für lm ist ersichtlich, dass der Abstand der longitudinalen Moden stets $c/(2L)$ beträgt und entspricht damit dem schon im vorhergehenden Kapitel eingeführten freien Spektralbereich. Lässt man den Index n fest und variiert die Indizes lm , so erkennt man, dass die höheren transversalen Moden zur TEM $_{00}$ Grundmode verschoben sind.

Welche Moden nun konkret in einem VECSEL angeregt werden, hängt entscheidend von der anregenden Feldverteilung ab. Letztere wird durch die Größe der Pumpmode auf dem Chip bestimmt und gibt die Region vor, in der Laseremission erfolgen kann. Daher werden bevorzugt diejenigen transversalen Moden anschwingen, deren Feldverteilung auf dem VECSEL-Chip am besten mit der Anregung übereinstimmen. Da in den meisten Fällen eine TEM $_{00}$ -Mode wünschenswert ist, wird eine Modenanpassung unumgänglich. Diese

wird durch sorgfältige Auswahl der Pumpoptik erreicht. Ziel dabei ist es, dass Pump- und Resonatormode auf dem Chip ungefähr die gleiche Größe besitzen und optimal überlappen. Oft wird die Pumpmode auch ein wenig kleiner, als die Resonatormode gewählt. Die Pumpmode fungiert so als „Blende“ und fügt transversal höheren Moden so hohe Verluste zu, dass der Laser ausschließlich im TEM₀₀-Betrieb arbeitet.

Frequenzselektion durch Etalons

Auch Etalons gehören zur Familie der Fabry-Pérot Interferometer. Diese werden häufig in Lasern eingesetzt, um die Anzahl an longitudinalen Moden einzuschränken oder um einen Zwei-Farben Betrieb zu erzwingen.

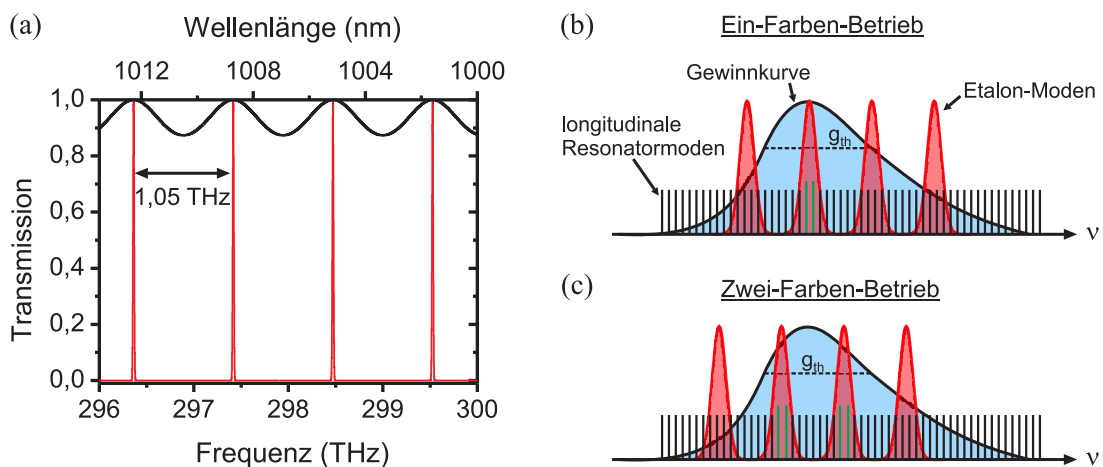


Abbildung 3.8: (a) Transmissionkurve eines Quarzglasetalons mit einer Dicke von $100\ \mu\text{m}$ (schwarze Kurve). Die resultierende Filterkurve für einen Resonator mit einer Photonenlebensdauer von $20\ \mu\text{s}$ wird rot dargestellt. (b) und (c) zeigen schematische Skizzen zur Modenselektion für den Ein-Farben- und den Zwei-Farben-Betrieb. Die durch den Filterprozess anschwingenden Resonatormoden sind grün markiert. g_{th} kennzeichnet den Schwellwert des Gewinns.

Ein Etalon ist ein plan-paralleles Objekt mit einer Dicke d , welches aus einem Material mit Brechungsindex n besteht. In dieser Arbeit wird ein ca. $100\ \mu\text{m}$ dickes Quarz-Etalon eingesetzt, welches einen Brechungsindex von 1,45 besitzt. Daraus resultiert ein freier Spektralbereich von ca. 1,05 THz. Die frequenzabhängige Transmissionskurve für einen Einfallswinkel von 0° wird in Abbildung 3.8 (a) gezeigt. Durch den nur geringen Brechungsindexunterschied zwischen Luft und Quarz betragen die Reflexionen an den Endfacetten jeweils nur 3,4%, was zu einer nur schwach ausgeprägten Resonanzstruktur führt. Allerdings durchlaufen die Laserphotonen das Etalon rund zehntausend Mal, bevor diese ausgekoppelt werden, was letztendlich zu einer sehr effektiven und scharfen Frequenzfilterung führt. Die rote Kurve in Abbildung 3.8 (a) zeigt dies beispielhaft für eine Photonenlebensdauer von rund $20\ \mu\text{s}$. Die Halbwertsbreite eines resultierenden Maximums beträgt dann ca. 14 GHz.

Wird das Etalon nun in einen Laseresonator eingesetzt, sind ausschließlich Moden ausbreitungsfähig, welche sowohl für den Resonator als auch für das Etalon die Resonanzbedingungen erfüllen. Durch Gewichtung mit der Gewinnkurve entsteht schließlich das resultierende Emissionsspektrum. Je nach Lage der Etalon-Resonanzen kann es sowohl zu einem Ein-Farben als auch zu einem Zwei-Farben Betrieb kommen, wie in Abbildung 3.8 (b) und (c) schematisch dargestellt wird. Üblicherweise ist der freie Spektralbereich des Lasers um ein Vielfaches geringer als die Halbwertsbreite der Etalon-Filterfunktion, so dass oftmals mehrere Resonatormoden anschwingen können.

3.2 Multimode-Emission

Unter Multimode-Emission wird im Folgenden die Emission des Lasers auf mehr als einer longitudinalen Mode bezeichnet. Eine Zwei-Farben-Emission ist in diesem Begriff explizit enthalten³. Die kleinste intermodale Distanz ist durch den freien Spektralbereich des Resonators festgelegt, nach oben hin definiert die Breite der Gewinnkurve bzw. die Kombination aus Gewinnkurve und externem Frequenzfilter die Anzahl an möglichen Moden. Kapitel 3.1.4 lieferte bereits ein erstes Bild darüber, wie die Auswahl an Lasermoden in einem Resonator im Prinzip funktioniert: durch einen Frequenzfilter erfahren alle vom Resonator erlaubten Moden einen unterschiedlichen Gewinn. Ist dieser für eine willkürlich betrachtete Mode nun größer als deren Verluste, kann die Mode anschwüngen. Diese Betrachtungsweise lässt allerdings die Interaktion mit anderen Moden außer Acht und liefert daher nur ein sehr vereinfachtes Bild der Situation. Realerweise ist in Multimode-Emissionsszenarien Modenkonkurrenz ein wichtiges Thema, welches die vereinfachte Beschreibung erheblich verkompliziert [40–42, 70–72]. Hier spielt insbesondere der Begriff der homogenen bzw. inhomogenen Gewinnsättigung eine entscheidende Rolle, welche im nächsten Unterkapitel näher beleuchtet wird. Dies erleichtert das Verständnis für das danach folgende Unterkapitel, in welchem eine allgemeingültige phänomenologische Beschreibung der Multimode-Emission gegeben wird. Im Weiteren Verlauf werden schließlich inhomogene Sättigungseffekte diskutiert und die bei einer Multimode-Emission beobachtbare Anti-Phasen Dynamik näher beleuchtet.

3.2.1 Gewinnsättigung

Aus den Ratengleichungen 3.7 und 3.8 ist ersichtlich, dass bei Einsetzen des Laserbetriebes die Ladungsträgerdichte nicht weiter ansteigt, sondern konstant auf dem Wert der Schwellladungsträgerdichte bleibt⁴. Damit ist der Gewinn gerade so groß, wie die bei einem Umlauf im Resonator wirksamen Verluste. Dieses Verhalten macht Sinn, da im stationären Zustand bei fester Pumprate die Laserleistung nicht endlos anwachsen kann, sondern sich Gewinn und Verluste die Waage halten müssen. Ein geringes Anwachsen der Photonendichte über den stationären Zustand hinaus bewirkt sofort eine Reduktion des Gewinns, welches wiederum ein Absinken der Photonendichte bewirkt und diese wieder in den stationären Zustand zurückbringt. Das Verhalten zwischen Photonendichte und Gewinn soll im Folgenden nochmals genauer betrachtet werden. Dazu wird der Einfachheit halber eine lineare Beziehung zwischen Gewinn und Ladungsträgerdichte angenommen, d.h. es soll gelten: $g = a(n - n_{tr})$, wobei a den differentiellen Gewinn beschreibt. Diese Näherung ist gültig, solange Änderungen der Ladungsträgerdichte klein sind. Setzt man diese Beziehung in Gleichung 3.7 ein, erhält man eine Ratengleichung für den Gewinn,

³Verschiedene transversale Moden fallen ebenso unter den Begriff der Multimode-Emission, sind aber für diese Arbeit nicht relevant.

⁴Dieses Verhalten wird in der Literatur als „clamping“ bezeichnet.

welche sich schreiben lässt als:

$$\frac{dg}{dt} = -\frac{g - g_0}{\tau} - v_g a g N_p, \quad (3.26)$$

wobei $g_0 = a(P\tau - n_{tr})$ den ungesättigten Gewinn repräsentiert. Diese Ratengleichung liefert trotz der gemachten Näherung eine gute Beschreibung der Situation und wird häufig für die Modellierung der Pulsformung und -propagation in Halbleiterlasern, vor allem in modengekoppelten VECSELn verwendet [73–75]. Berechnet man nun den Gewinn im stationären Zustand (d.h. $\frac{dg}{dt} = 0$), so ergibt sich:

$$g_{std} = \frac{g_0}{1 + \frac{N_{p,std}}{N_{sat}}}, \quad (3.27)$$

wobei $N_{sat} = 1/(v_g a \tau)$ gesetzt wurde. Der Ausdruck beschreibt die Sättigung des Gewinns mit stärker werdender Photonendichte N_{std} , welches ein in jedem Laser anzutreffender Effekt ist. Der Parameter N_{sat} stellt die Sättigungsdichte dar, welche ein intrinsischer Parameter des aktiven Mediums ist und maßgeblich von der Ladungsträgerlebensdauer abhängt. Ist die Photonendichte im Resonator auf N_{sat} angewachsen, so hat sich der Gewinn halbiert. Bei Abwesenheit von Photonen stellt g_0 den durch die Pumprate eingestellten ungesättigten Gewinn dar. Sobald die Photonendichte ansteigt, erfährt dieser eine Sättigung bis schließlich gerade noch die wirksamen Verluste kompensiert werden. An dieser Stelle sei erwähnt, dass Gleichung 3.27 das Verhalten lediglich für eine Mode und für einen von der Frequenz unabhängigen Gewinn beschreibt. Die Auswirkung der Sättigung auf einen von der Frequenz abhängigen Gewinn im Falle einer homogenen Linienverbreiterung kann aber dennoch analog beschrieben werden, wenn man für den Gewinn $g(\nu) = g_0 / (1 + \frac{N}{N_{sat}}) \cdot L(\nu - \nu_0)$ setzt. Hierbei bezeichnet $L(\nu - \nu_0)$ die Linienform der Gewinnkurve. Nach [2, 47] bewirkt eine Sättigung im Falle einer rein homogenen Linienverbreiterung lediglich eine kleiner werdende Gesamtamplitude, bei der die Kurvenform vollständig erhalten bleibt. In einem solchen Fall ist es unerheblich, wo unterhalb der Gewinnkurve das Sättigungssignal spektral positioniert ist – bei genügend hoher Intensität wird der gesamte Laserübergang gleichmäßig gesättigt [47]. Abbildungen 3.9 (a) und (b) zeigen dazu exemplarische Skizzen. Aus dieser wird auch deutlich, warum im Falle eines rein homogen verbreiterten Laserübergangs eine Multimode-Emission nicht möglich ist: die Oszillation beginnt bei der zentralen Mode mit größtem Gewinn und beginnt diesen auf den Schwellwert zu sättigen. Da die Gewinnkurve dabei ihre Form nicht ändert, fällt der Gewinn für alle anderen Moden somit unter den Schwellwert, angenommen alle Moden erfahren gleich große Verluste. Ein Anschwingen benachbarter Moden ist somit nicht mehr möglich.

Im Fall eines inhomogen verarbeiteten Laserübergangs wird das Sättigungssignal in erster Näherung nur den direkten Laserübergang bei derselben Frequenz sättigen. Spektrale Pakete, mit weiter entfernt liegenden Frequenzen werden im Prinzip nicht beeinflusst. Mit steigender Intensität werden somit Löcher in die Gewinnkurve gebrannt. Abbildung 3.9 (b) zeigt eine exemplarische Skizze dieses Verhaltens, welches aufgrund der gegebenen Beschreibung auch spektrales Lochbrennen genannt wird. Nach [47] ist die Linienbreite eines so entstandenen Loches unter der Annahme einer schwachen Sättigung ca. doppelt so groß,

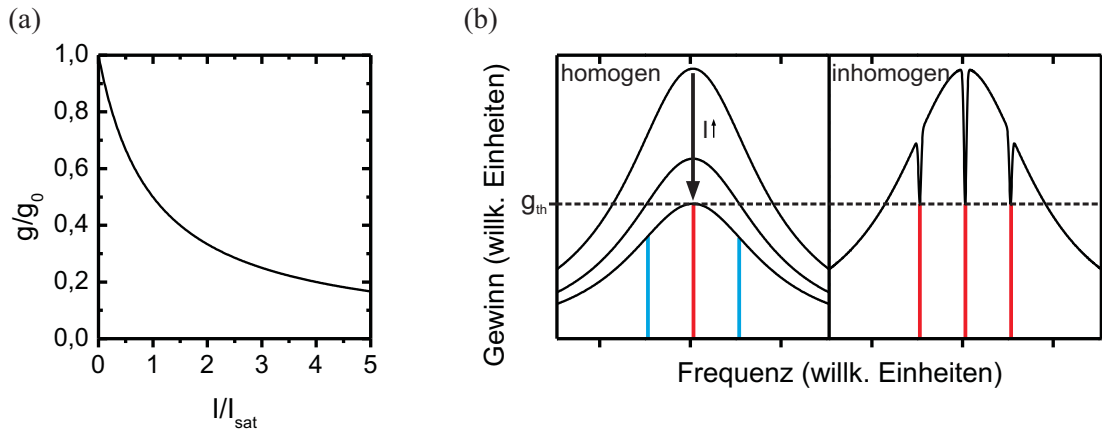


Abbildung 3.9: (a) allgemeiner Verlauf des Gewinnmaximums im stationären Zustand in Abhängigkeit des normierten Sättigungssignals. (b) zeigt den Einfluss einer homogenen und inhomogenen Sättigung auf die Gewinnkurve für den Fall von drei longitudinalen Moden. Die Moden, welche Anschwingen können, sind rot markiert. Die gestrichelte Linie zeigt das Niveau der Verluste an und kennzeichnet damit den Schwellwert, auf den der Gewinn im stationären Zustand gesättigt wird. Der Pfeil kennzeichnet die Änderung der Gewinnkurve mit steigender Sättigung.

wie die homogene Linienbreite und nimmt mit dem Faktor $\sqrt{I/I_{sat}}$ für größere Intensitäten zu. Während der Gewinn im Fall einer rein homogenen Sättigung mit $1/(1 + I/I_{sat})$ sättigt, schreibt sich die Beziehung für den inhomogenen Fall als $1/\sqrt{1 + I/I_{sat}}$ [47]. Sind die sich ausbildenden Löcher nun spektral ausreichend weit voneinander entfernt, wird eine gegenseitige Beeinflussung minimiert und erleichtert eine Emission auf einer Vielzahl an longitudinalen Moden. Dieses Verhalten wird im nächsten Unterkapitel diskutiert werden.

3.2.2 Phänomenologische Beschreibung

Nach [47] müssen bei einer Multimode-Emission mehrere wichtige Aspekte berücksichtigt werden:

- Eigen- und Kreuzsättigungseffekte zwischen den Moden
- Der Grad an räumlichem Überlapp zwischen den Moden
- Der Grad an spektralem Überlapp zwischen den Moden
- Ein homogen oder inhomogen verbeiteter Laserübergang

Die letzten drei Punkte modifizieren dabei entscheidend die gegenseitige Sättigung des Gewinns. Um in einem Laser eine stabile Multimode-Emission zu ermöglichen, muss nun

entweder der Laserübergang inhomogen verbreitert sein oder äußere Effekte müssen dafür sorgen, dass die Kopplung zwischen den Moden soweit reduziert wird, dass jede Mode ihren Gewinn aus einem eigenen Reservoir bezieht. Letzteres kann man mit einer verminderten gegenseitigen Sättigung des Gewinns erreichen.

Der Kopplungsfaktor

Für eine phänomenologische Beschreibung der Multimode-Emission wird nun ein Zwei-Moden-Betrieb bei Frequenzen ω_1 und ω_2 betrachtet, bei dem nach [47] die Sättigung des Gewinns im stationären Zustand für jede Mode geschrieben werden kann als:

$$g_m(\omega_1) = \frac{g_{m0}(\omega_1)}{1 + \kappa_{11}I_1 + \kappa_{12}I_2} \approx g_{m0}(\omega_1) \cdot [1 - \kappa_{11}I_1 - \kappa_{12}I_2] \quad (3.28)$$

$$g_m(\omega_2) = \frac{g_{m0}(\omega_2)}{1 + \kappa_{22}I_2 + \kappa_{21}I_1} \approx g_{m0}(\omega_2) \cdot [1 - \kappa_{22}I_2 - \kappa_{21}I_1] \quad (3.29)$$

Hierbei bezeichnet $g_{m0}(\omega_{1,2})$ den ungesättigten Gewinn für Mode 1 bzw. 2. Weiterhin stellen κ_{11} und κ_{22} die Selbst-Sättigungskoeffizienten von Mode 1 bzw. 2 dar. Die Kopplung zwischen beiden Moden wird durch die Kreuz-Sättigungskoeffizienten κ_{12} und κ_{21} repräsentiert. Diese beschreiben, wie der Gewinn von Mode 1 durch die Intensität von Mode 2 beeinflusst wird. Die auf der rechten Seite gemachte Näherung gilt, solange der Gewinn durch beide Intensitäten nicht zu stark gesättigt wird. Die Sättigungskoeffizienten hängen im Allgemeinen von der inversen Sättigungsintensität des aktiven Materials ab, aber auch vom räumlichen Überlapp der Moden untereinander und mit der Gewinnregion [47]. Im Falle einer homogenen Sättigung, wie es für homogen verbreiterte Systeme der Fall ist, haben alle Koeffizienten denselben Wert und es gilt: $\kappa_{11} = \kappa_{12} = \kappa_{22} = \kappa_{21}$. Für den Fall eines inhomogen verbreiterten Laserübergangs und eines ausreichenden spektralen Abstandes beider Moden zueinander sind die Kreuzsättigungskoeffizienten sehr klein und es gilt $\kappa_{12}, \kappa_{21} \ll \kappa_{11}, \kappa_{22}$. In einem realen Laser liegt üblicherweise eine Mischung aus beiden Fällen vor. Hier können je nach Situation die Amplituden der Selbst- und Kreuzsättigungskoeffizienten verschieden stark ausgeprägt sein und die zu Grunde liegende Dynamik sehr komplex machen.

Für den Fall einer Zwei-Moden Oszillation können unter Einbeziehung von Gleichung 3.28 und 3.29 phänomenologisch folgende Ratengleichungen für die Intensitäten I_1 und I_2 aufgestellt werden [47]

$$\frac{dI_1}{dt} = g_1 I_1 \cdot [1 - \kappa_{11}I_1 - \kappa_{12}I_2] - \gamma_{c1} I_1 \quad (3.30)$$

$$\frac{dI_2}{dt} = g_2 I_2 \cdot [1 - \kappa_{22}I_2 - \kappa_{21}I_1] - \gamma_{c2} I_2, \quad (3.31)$$

wobei g_1 und g_2 die ungesättigten Gewinnkoeffizienten darstellen. Weiterhin bezeichnen γ_{c1} und γ_{c2} die inversen Photonenlebensdauern beider Moden. Die Gleichungen lassen

sich nach kurzen Modifikationen weiterschreiben zu

$$\frac{dI_1}{dt} = [\alpha_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{12} I_2] \cdot I_1 \quad (3.32)$$

$$\frac{dI_2}{dt} = [\alpha_2 - \beta_2 I_2 - \theta_{21} I_1] \cdot I_2. \quad (3.33)$$

Hierbei stellt $\alpha_{1,2}$ die für jede Mode auftretende Differenz aus ungesättigtem Gewinn und den Verlusten dar, d.h. $\alpha_{1,2} = g_{1,2} - \gamma_{c1,c2}$. Weiterhin repräsentieren $\beta_{1,2}$ und $\theta_{12,21}$ die Selbst- bzw. Kreuzsättigung. Nach [47] kann man nun einen dimensionslosen Kopplungsfaktor definieren, welcher die Stärke der Kopplung zwischen den Moden beschreibt. Dieser lässt sich ausdrücken als:

$$C = \frac{\theta_{12}\theta_{21}}{\beta_1\beta_2} \quad (3.34)$$

Der Wert für den Kopplungsfaktor C ist nun entscheidend für eine mögliche Multi-Moden Oszillation und die damit verbundene Emissionsdynamik. Prinzipiell werden in der Literatur zwei Fälle unterschieden [47]:

$C < 1$ (schwache Kopplung)

In diesem Fall ist die Modenkonzurrenz soweit reduziert, dass eine simultane Oszillation beider Moden möglich wird. Um diesen Fall zu realisieren, benötigt es inhomogene Effekte oder eine räumliche Separation der beteiligten Gewinnreservoirs. In beiden Fällen wird sich die Kopplung auf ein genügend kleines Maß reduzieren. Eine schwache Kopplung bedeutet allerdings nicht, dass die Emission vollständig stabil ist, d.h. beide Moden zeitlich mit konstanter Intensität emittiert werden. Eine geringe Kopplung bewirkt immer eine komplexe Dynamik, bei der es mitunter zu Anti-Phasen Oszillationen kommen kann.

$C > 1$ (starke Kopplung)

Für den Fall starker Kopplung ist eine simultane Oszillation auf mehreren Moden nicht möglich. Die Modenkonzurrenz ist so stark, dass bei kleinsten Störungen des Lasers die Emission entweder auf Mode 1 oder auf Mode 2 stattfindet.

Das Prinzip des Kopplungsfaktors ist allgemeiner Natur und kann auf jede Art von Laser übertragen werden. Dass dies im Speziellen für VECSEL gilt, zeigt eine Arbeit von Langot et al., in welcher der Kopplungsfaktor für einen VECSEL experimentell zu $C = 0,85 \pm 0,06$ bestimmt wurde [76]. Dies zeigt, dass ein VECSEL im Bereich der schwachen Kopplung arbeitet und eine Multimode-Emission in diesem prinzipiell möglich ist. Im Allgemeinen lässt sich das Prinzip des Kopplungsfaktors auch auf einen Betrieb bei mehr als zwei Moden übertragen. Die Gleichungen und deren Lösbarkeit werden in einem solchen Fall beliebig kompliziert und die Emissionsdynamik kann sehr komplex werden. Insgesamt lässt sich Folgendes festhalten: Je niedriger der Kopplungsfaktor wird, desto inhomogener verhält sich die Konkurrenz um den verfügbaren Gewinn und desto leichter kann eine Multimode-Emission erfolgen. Danach wird ein völlig inhomogenes System theoretisch einen Kopplungsfaktor von Null aufweisen, was bedeutet, dass die Moden völlig unabhängig voneinander sind. Ein homogen verbreitetes System wird einen Kopplungsfaktor von eins aufweisen und daher eine Präferenz für einen Single-Mode Betrieb haben.

Modifizierte Ratengleichungen

Um für einen Laser eine inhomogene Sättigung des Gewinns phänomenologisch zu beschreiben, wird häufig das Modell der Gewinn-Kompression⁵ verwendet, welches eine durch nichtlineare Effekte zusätzlich induzierte Sättigung des Gewinns beschreibt. Nach [3] wird der Gewinn mit einem zusätzlichen Faktor g_c multipliziert, welcher sich schreiben lässt als

$$g_c(m, N_{p,k}) = \frac{1}{1 + \sum_k \epsilon_{k,m} N_{p,k}}. \quad (3.35)$$

Hierbei bezeichnet ϵ den Kompressions-Koeffizienten. k, m stehen für die ganzzahligen Zählindizes der beteiligten Moden. $N_{p,k}$ stellt die Photonendichte für Mode k dar. Mit dieser Modifikation lassen sich die Ratengleichungen aus Kapitel 3.1.3 für den Multi-Mode Fall umschreiben zu

$$\frac{dn}{dt} = P - \frac{n}{\tau} - \sum_m v_{g,m} \frac{g(n, m)}{1 + \sum_k \epsilon_{k,m} N_{p,k}} N_{p,m}, \quad (3.36)$$

$$\frac{dN_{p,m}}{dt} = \Gamma_m v_{g,m} \frac{g(n, m)}{1 + \sum_k \epsilon_{k,m} N_{p,k}} N_{p,m} - \frac{N_{p,m}}{\tau_c} + \beta_m \Gamma_m R_{sp,m}. \quad (3.37)$$

Der frequenz- bzw. modenabhängige Gewinn wird entsprechend nach [3] als Lorentzkurve dargestellt, bei der eine logarithmische Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte angenommen wird,

$$g(n, m) = \frac{g_0}{1 + [(m - m_0) \cdot \text{FSR}]^2 / \Delta^2} \ln(n/n_{tr}). \quad (3.38)$$

Hierbei stellt FSR den freien Spektralbereich des Resonators dar. Mit diesen Größen sind die Multimode-Ratengleichungen nun definiert und können näher betrachtet werden. Der Fall einer völlig homogenen Sättigung wird beschrieben, wenn gilt: $\epsilon_{n,m} = \epsilon$, wobei ϵ einen festen Wert darstellt. In diesem Fall wird der Gewinn jeder Mode durch die Intensitäten aller an der Emission beteiligten Moden gleichermaßen gesättigt (starke Kopplung). Für einen völlig inhomogenen Fall ergibt sich: $\epsilon_{n,m} = 0$ für alle $n \neq m$ und $\epsilon_{n,m} = \epsilon$ für $n = m$ (schwache Kopplung). In diesem Fall besitzt die durch $\epsilon_{n,m}$ dargestellte Matrix lediglich Diagonaleinträge. Ein VECSEL ist zwischen diesen gerade beschriebenen Extremfällen einzuordnen.

Abbildung 3.10 zeigt beispielhaft die Entwicklung der einzelnen Moden nach Einschalten des Lasers für den Fall einer rein homogenen Sättigung, (a), sowie einer rein inhomogenen Sättigung, (b). Die Daten wurden für 100 Moden durch numerisches Lösen der zu

⁵engl: gain compression

Grunde liegenden Multimode-Ratengleichungen gewonnen. Hierfür wurde eine normierte Pumprate von $a = P/P_{thr} = 12$ angenommen. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wurde weiterhin der Überlappfaktor auf eins gesetzt. Weitere verwendete Parameter sind in Tabelle 3.1 zu finden. Aus der Abbildung ist zu erkennen, dass mit fortschreitender Zeit die zentrale Mode klar dominierend wird und die anderen Moden nach einem anfänglichen Anschwingen wieder an Intensität verlieren. Nachdem der Laser in den eingeschwungenen Zustand übergegangen ist, findet die Emission lediglich auf einer einzigen Mode statt. Hierfür muss die Intensität genügend groß sein, um den Gewinn für die anderen Moden ausreichend zu reduzieren. Im Fall einer inhomogenen Sättigung hingegen können alle Moden an der Emission teilnehmen und sind völlig voneinander entkoppelt, siehe Abbildung 3.10 (b). Es sei erwähnt, dass die den Simulationsergebnissen zu Grunde liegenden Ratengleichungen weder den Linienverbreiterungsfaktor (Abk.: α -Faktor) noch statistische Fluktuationen der Photon- und Ladungsträgerdichte beinhalten.

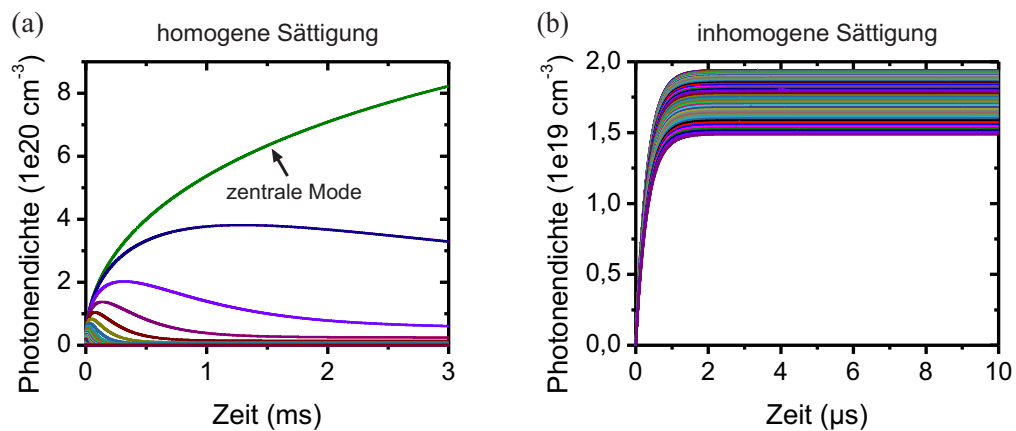


Abbildung 3.10: (a): Simulation der Laseremission für den Fall einer homogenen Gewinn-Sättigung. (a) zeigt die zeitliche Entwicklung der Photonendichte für eine normierte Pumpleistung $a = 12$. Die farbigen Linien markieren die verschiedenen Moden des Spektrums. (b) zeigt die Entwicklung der Photonendichte für den Fall einer inhomogenen Gewinn-Sättigung (ebenfalls für eine normierte Pumpleistung von $a = 12$).

	Wert	Einheit
τ	3,5	ns
τ_c	313	ns
g_0	2100	cm^{-1}
Δ	3,06	nm
n_{tr}	1,8e18	cm^{-3}
Γ	1	1
$v_{g,m} = v_g$	$\frac{3}{4,2} \cdot 10^{10}$	cm/s
$\Gamma_m \beta R_{sp,m} = \Gamma \beta R_{sp}$	8,69e22	$\text{cm}^{-3} / \text{s}$
ϵ	1,5e-17	1

Tabelle 3.1: Verwendete Parameter für die in Abbildung 3.10 gezeigten Simulationsergebnisse.

3.2.3 Inhomogene Effekte

Räumliches Lochbrennen

Der vielleicht bekannteste inhomogene Effekt, welcher vor allem Bedeutung bei konventionellen Festkörperlasern erlangt hat, ist das sogenannte räumliche Lochbrennen. Abbildung 3.11 (a) zeigt dazu eine exemplarische Skizze. Die im Resonator oszillierende Mode erzeugt eine entlang der Resonatorachse stehende Welle mit einem periodischen Intensitätsmuster. Die absolute Lage der sich ausbildenden Maxima und Minima sowie deren Abstand zueinander wird durch die Frequenz der Lasermode bzw. durch ihre Wellenlänge bestimmt. Durch dieses Stehwellenmuster findet eine Verstärkung vorwiegend in den Bereichen statt, in denen die Intensität maximal ist. Betrachtet man den Verlauf des Gewinns über der Resonatorachse, so erkennt man sich ausbildende Löcher an den Stellen der Intensitätsmaxima. Dies kann formal durch folgende Gleichung beschrieben werden [47]:

$$g(z, I_0) = \frac{g_0}{1 + I(z, I_0)/I_{sat}} = \frac{g_0}{1 + [2I_0(1 + \cos(2kz))]/I_{sat}}, \quad (3.39)$$

wobei $I(z, I_0)$ die Intensität einer Mode mit Wellenzahl k und Amplitude I_0 ist. Bilden sich nun mehrere Moden aus, so haben diese leicht unterschiedliche Wellenlängen und entsprechend liegen die jeweiligen Maxima nicht mehr übereinander. Folglich können unterschiedliche Moden ihren Gewinn aus unterschiedlichen räumlichen Regionen beziehen ohne sich gegenseitig zu beeinflussen. Diese durch das Stehwellenfeld intrinsisch induzierte räumliche Separation des Gewinns führt zu einem nur geringen Kopplungsfaktor und die Emission auf vielen longitudinalen Moden wird erheblich erleichtert. In Halbleiterlasern

spielt dieser Effekt allerdings nur eine untergeordnete Rolle, da die relativ starke Diffusion die räumlich ungleichmäßige Ladungsträgerverteilung schnell angleichen würde [40,77]. Für einen VECSEL sollte dieser Effekt aufgrund der geringen Quantenfilmdicke von nur wenigen Nanometern vollständig vernachlässigbar sein.

Spektrales Lochbrennen

Wie schon in Kapitel 3.2.1 erläutert, beschreibt spektrales Lochbrennen einen durch stimulierte Emission verursachten Einbruch im Gewinnspektrum. Im Fall eines inhomogen verbreiterten Laserübergangs reduziert die stimulierte Emission die Besetzungsinversion vorwiegend nur für die Atomgruppen, deren Resonanzfrequenzen nah an der Frequenz der betrachteten Mode liegen. Atomgruppen mit weiter entfernt liegenden Übergangsfrequenzen werden fast nicht beeinflusst [47].

Für Halbleiterlaser, welche im Allgemeinen als intrinsisch homogen verbreitert angesehen werden können, ist der Grund jedoch ein anderer: In einem Halbleiterlaser werden die Ladungsträger einerseits durch stimulierte Emission aus den jeweiligen Zuständen abgeräumt, andererseits werden die Zustände durch schnelle Intraband-Prozesse (Elektron-Elektron-Streuung) wieder besetzt. Die Zeitkonstanten für diese Umverteilungsprozesse sind sehr klein und liegen üblicherweise in Bereich von 0,05 bis 0,1 ps [70]. Ist die Rate der stimulierten Emission größer als die Wiederbesetzungsrate, wird es zu einem Netto-Abbau der Ladungsträgerpopulation der beteiligten Laserzustände kommen. Dies führt zunächst zur Ausbildung von Löchern in der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Ladungsträger (kinetisches Lochbrennen), welches wiederum ein spektrales Loch im Gewinnspektrum zur Folge haben kann. Nach [77] kann die Breite der ausgebildeten Löcher allerdings mit der spektralen Breite des Gewinnspektrums vergleichbar sein.

Kinetisches Lochbrennen

Um eine Multimode-Emission in Halbleiterlasern realistisch zu beschreiben, bedarf es eines komplizierten Zusammenspiels von Modenkonkurrenz, Dynamik des Gewinns und der Ladungsträgerverteilungen unter Einbeziehung der mikroskopischen Halbleitertheorie [36, 78, 79]. Ein durch diese Theorie vorausgesagter inhomogener Effekt ist das sogenannte kinetische Lochbrennen (engl. *kinetic hole-burning*), bei dem die stimulierte Emission ein Loch in der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Ladungsträger erzeugt [35, 36]. Abbildung 3.11 (b) zeigt eine Prinzipskizze. Die pump-induzierte Ladungsträgerverteilung entwickelt sich in Abwesenheit von Lasertätigkeit durch Intraband-Streuprozesse in eine Fermi-Dirac Verteilung (Quasi-Gleichgewicht). Vermittelt wird diese Thermalisierung durch Coulomb- als auch durch Phononstreuprozesse. Bei Vorhandensein einer Lasertätigkeit mit hoher Lichtleistung werden nach [36] Nichtgleichgewichts-Effekte wirksam und die Ladungsträgerverteilung kann stark von einer Fermi-Dirac-Verteilung abweichen. Im Speziellen entstehen Löcher in den Kurven der Ladungsträgerverteilung, da die durch stimulierte Emission bewirkte Interbandrekombination der Ladungsträger eine Thermalisierung bewirkt.

sierung zurück in das Quasi-Gleichgewicht verhindert. Für einen genügend großen Modenabstand werden gegenseitige Sättigungseffekte minimiert und die Moden sind nur noch schwach miteinander gekoppelt. Ist der ungesättigte Gewinn beider Moden nicht allzu unterschiedlich und der spektrale Abstand zwischen den Moden genügend groß, sollte eine stabile Emission auf mehreren Moden möglich sein, ohne dass es zur Ausbildung von Löchern in der Gewinnkurve kommt.

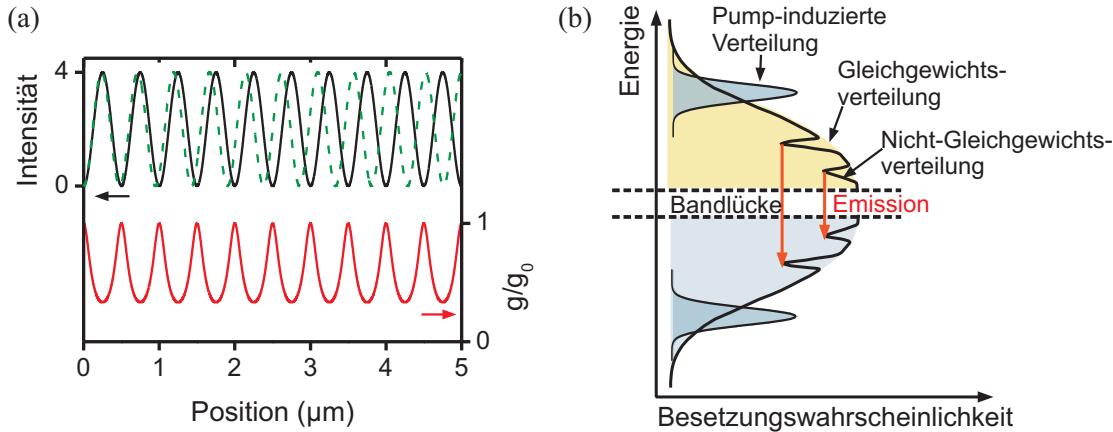


Abbildung 3.11: (a) Illustration zum räumlichen Lochbrennen. Die schwarze (Mode 1) und gestrichelte Linie (Mode 2) kennzeichnen den Intensitätsverlauf zweier Moden im Resonator. Die rote Kurve stellt den über der Resonatorachse durch die erste Mode gesättigten Gewinn dar. Das kinetische Lochbrennen ist in (b) skizziert (nach [36]).

3.2.4 Anti-Phasen-Dynamik

Findet eine Emission auf mehr als einer longitudinalen Mode statt, bestimmt die gegenseitige Kopplung unter Mitwirkung inhomogener Effekte wie die zeitliche Dynamik der zu Grunde liegenden Emission aussieht. Für den Fall konventioneller Festkörperlaser, in denen räumliches Lochbrennen als Inhomogenität maßgeblich ist, wurde dabei eine interessante Beobachtung gemacht [80]: sobald mehr als eine longitudinale Mode an der Emission teilnimmt, erscheint im Leistungsdichtespektrum neben der In-Phasen Relaxationsoszillation ein weiteres Maximum bei sehr viel niedrigeren Frequenzen. Diese Frequenzkomponente führt zu gegenphasigen Oszillationen in den beteiligten Modenintensitäten und wird deshalb auch als Anti-Phasen Relaxationsoszillation bezeichnet. Diese sind so beschaffen, dass sich die Intensitätsschwankungen beider Moden für die Gesamtausgangsleistung kompensieren, so dass effektiv nur noch die In-Phasen Relaxation wirksam ist. Dieses Verhalten wurde in zahlreichen theoretischen und experimentellen Arbeiten genauer untersucht und auf den allgemeinen Fall einer N -Moden Emission übertragen [71, 72, 80–84]. Die Erkenntnis ist, dass pro neu auftretender Mode eine neue Anti-Phasen-Frequenzkomponente für jede schon vorhandene Mode hinzu kommt. Insgesamt kann so für eine aus N longitudinalen Moden zusammengesetzte Emission die Anzahl an Anti-Phasen-Frequenzkomponenten pro Mode einen Maximalwert von $N - 1$ anneh-

men [72, 82, 84]. Auch hier verhalten sich die Frequenzkomponenten zwischen den Moden exakt gegenphasig, so dass sich die damit verbundenen Oszillationen für die Gesamtausgangsleistung kompensieren. Untersuchungen zeigten, dass der letzte Punkt vollständig zutrifft, wenn die transversale Intensitätsverteilung der Lasermode einem TEM_{00} -Profil entspricht [80, 82]. Weiterhin wurde festgestellt, dass die Ausprägungen der gegenphasigen Frequenzkomponenten für jede Mode unterschiedlich sind und vornehmlich jene Beiträge dominieren, welche die Kopplung zu den Nachbarmoden herstellen [84]. So werden die dominierenden Anti-Phasen-Oszillationen der individuellen Moden vornehmlich durch deren Gegenstücke in den Nachbarmoden kompensiert. Sind an der Emission viele Moden beteiligt, kann das Anti-Phasen-Rauschen dennoch relativ breitbandig sein.

Eine weitere interessante Eigenschaft ist das sogenannte kollektive Verhalten, bei der zwei aus vielen longitudinalen Moden bestehende Modenpakete (Cluster) gegenphasige Fluktuationen aufweisen. Dabei kann jedes Modenpaket im Prinzip wie eine einzige Mode beschrieben werden. Dieses wurde experimentell für einen Nd^{3+} dotierten Faserlaser gezeigt, welcher auf zwei senkrecht zueinander polarisierten Modenpaketen arbeitete [81]. Eine theoretische Untersuchung von Khandokhin et al. zeigte, dass das Anti-Phasen-Rauschen ab einer gewissen Anzahl an beteiligten Moden sogar teilweise oder ganz verschwinden kann [72].

Für das Auftreten einer Anti-Phasen-Dynamik ist maßgeblich der Quotient aus Kreuz- und Selbst-Sättigung entscheidend [82]. Im Prinzip sollten daher folgende Merkmale in einem Laser gegeben sein, damit es zur Ausbildung einer Anti-Phasen-Dynamik kommt:

- Inhomogene Effekte, welche für einen erleichterten Multimode-Betrieb sorgen
- eine ausreichende Kreuz-Sättigung des Gewinns, und damit eine ausreichende Kopplung der Moden untereinander

Entsprechend müsste eine Anti-Phasen-Dynamik auch bei Halbleiterlasern beobachtbar sein. Diese Vermutung trifft zu und wird in diversen theoretischen sowie experimentellen Untersuchungen an Kantenemittern bestätigt, siehe [40, 41, 85]. Diese Untersuchungen zeigen, dass neben der Kreuzsättigung auch Vierwellenmischeffekte zu einem gegenphasigen Verhalten beitragen können. Allerdings zeichnen die zitierten Publikationen bei Weitem kein vollständiges Bild über die beteiligten Prozesse und sind nicht eins zu eins auf einen VECSEL übertragbar. Um die Multimode-Dynamik eines VECSELS mit allen Details zu modellieren, ist eine rein phänomenologische Beschreibung allerdings nicht ausreichend, da Vielteilcheneffekte unbedingt berücksichtigt werden müssen. Dies erfordert daher das Miteinbeziehen der mikroskopischen Halbleitertheorie [78, 79].

3.3 Grundlagen der intrakavitären Differenzfrequenzerzeugung

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die theoretischen Grundlagen der parametrischen Frequenzkonversion. Dabei wird zunächst die Wellengleichung mit nichtlinearer Polarisation als treibende Quelle hergeleitet. Anschließend wird der Prozess der Differenzfrequenzerzeugung (DFG) näher beleuchtet und eine theoretische Betrachtung gegeben, welche es erlaubt, das in einem DFG-Prozess abgestrahlte Feld zu berechnen. Zusätzlich wird kurz auf den Begriff der Phasenanpassung eingegangen, welche für das Erreichen einer ausreichenden Konversionseffizienz von großer Wichtigkeit ist.

3.3.1 Wellengleichung mit nichtlinearer Polarisation

Im Allgemeinen hängt die Materialantwort eines Systems auf ein von außen einfallendes Lichtfeld nicht nur linear, sondern auch nichtlinear vom einfallenden optischen Feld ab. Diese nichtlinearen Anteile werden jedoch nur bei hohen Lichtintensitäten wirksam, welche es ermöglichen, die optischen Eigenschaften des zu Grunde liegenden Materials genügend zu ändern [4]. Diese hohen Lichtintensitäten können typischerweise nur mit Laserlicht bereitgestellt werden und so hat die nichtlineare Optik stark von der Erfindung des Lasers profitiert.

Im Allgemeinen wird die Antwort eines idealen, dispersionsfreien und verlustlosen Materials auf ein einfallendes optisches Feld mit Hilfe der Polarisation ausgedrückt, welche sich schreiben lässt als [4]

$$P(t) = \epsilon_0[\chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^{(2)}(t) + \chi^{(3)}E^{(3)}(t) + \dots] = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots \quad (3.40)$$

Hierbei bezeichnet $\chi^{(1)}$ die lineare Suszeptibilität und ϵ_0 die Permittivität des Vakuums. $\chi^{(2)}$ und $\chi^{(3)}$ sind die nichtlinearen Suszeptibilitäten zweiter und dritter Ordnung. Im Allgemeinen muss dem Vektor-Charakter der Felder Rechnung getragen werden und die Suszeptibilitäten werden durch Tensoren dargestellt. Für eine Beschreibung der grundlegenden Eigenschaften nichtlinearer Frequenzmischung genügt allerdings die in Gleichung 3.40 angegebene vereinfachte Form.

Wie führt nun die Polarisation zur Erzeugung neuer Frequenzkomponenten? Um dieser Frage nachzugehen ist es notwendig, aus den Maxwell'schen Gleichungen eine Wellengleichung mit der nichtlinearen Polarisation als treibendem Term herzuleiten. Die Maxwell'schen Gleichungen schreiben sich zunächst als [4, 86]:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (3.41)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.42)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.43)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (3.44)$$

wobei \mathbf{D} , \mathbf{B} , \mathbf{E} und \mathbf{H} die elektrische Verschiebungsflussdichte, die magnetische Flussdichte, das elektrische sowie das magnetische Feld beschreiben. ρ und \mathbf{J} kennzeichnen weiterhin die Raumladungs-, sowie die Stromdichte. Im Folgenden wird angenommen, dass keine freien Raumladungen ($\rho = 0$) und auch keine freien Ströme ($\mathbf{J} = 0$) vorhanden sind, ebenso wird angenommen, dass das zu Grunde liegende Material nicht magnetisch ist ($\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$ mit $\mu_r = 1$). Nun kann durch Verknüpfen von Gleichung 3.41 bis 3.44 die Wellengleichung hergeleitet werden [4]:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{D} = 0. \quad (3.45)$$

Durch die Abhängigkeit der Verschiebungsflussdichte von dem elektrischen Feld und der Polarisation

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (3.46)$$

kann die Wellengleichung umgeschrieben werden und man erhält:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (3.47)$$

Der linke Term dieser Gleichung kann mit Hilfe der Vektoranalysis geschrieben werden als

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}. \quad (3.48)$$

Setzt man ein isotropes Medium voraus, kann man den ersten Term auf der rechten Seite vernachlässigen und man erhält [4]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (3.49)$$

Ein übliches Vorgehen ist es nun, die Polarisation in einen linearen und einen nichtlinearen Anteil aufzuspalten, gemäß

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{NL}, \quad (3.50)$$

wobei $\mathbf{P}^{(1)}$ der Anteil der Polarisation ist, welcher linear vom elektrischen Feld abhängt, siehe Gleichung 3.40. Setzt man nun ein isotropes Medium voraus und setzt oben genannte Beziehung in die Wellengleichung ein, erhält man eine in der nichtlinearen Optik übliche Darstellung der Wellengleichung mit der nichtlinearen Polarisation als Quellterm [4]:

$$-\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\epsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2}. \quad (3.51)$$

Ohne diesen Quellterm besitzt die Gleichungen Lösungen in Form von ebenen Wellen, welche sich mit der Phasengeschwindigkeit c/n ausbreiten, wobei n der Brechungsindex des Mediums ist, welcher mit der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon^{(1)}$ gemäß $n^2 = \epsilon^{(1)}$ verknüpft ist. An dieser Stelle sei erwähnt, dass alle Vektorgrößen (\mathbf{E} und \mathbf{P}) explizit vom Ort \mathbf{r} abhängen. Im Fall der nichtlinearen Polarisation als Quellterm sind daher ebene Wellen nicht mehr automatisch eine Lösung, vielmehr bestimmt die Ortsabhängigkeit der Polarisation die Feldverteilung.

3.3.2 Fallunterscheidung

Im nächsten Schritt soll der treibende Term für die nichtlineare Polarisation zweiter Ordnung genauer betrachtet werden. Der Einfachheit halber, werden alle Größen als Skalargrößen geschrieben. Es sei ein einfallendes Feld definiert, welches sich beschreiben lässt durch

$$E(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c., \quad (3.52)$$

wobei c.c. für den komplex konjugierten Beitrag steht. Setzt man diese Gleichung in den Ausdruck für die nichtlineare Polarisation zweiter Ordnung $P^{(2)}(t) = \epsilon \chi^{(2)} E^2(t)$ ein, so erhält man eine Reihe neuer Frequenzkomponenten, welche sich in der nichtlinearen Polarisation zweiter Ordnung ausdrücken lassen durch:

$$P^{(2)} = \sum_n P(\omega_n) e^{-i\omega_n t}. \quad (3.53)$$

Die einzelnen $P(\omega_n)$ sind dabei gegeben durch [4]:

$$\begin{aligned} P(2\omega_1) &= \epsilon_0 \chi^{(2)} E_1^2 && \text{(SHG)} \\ P(2\omega_2) &= \epsilon_0 \chi^{(2)} E_2^2 && \text{(SHG)} \\ P(\omega_1 + \omega_2) &= 2\epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 && \text{(SFG)} \\ P(\omega_1 - \omega_2) &= 2\epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2^* && \text{(DFG)} \\ P(0) &= 2\epsilon_0 \chi^{(2)} (E_1 E_1^* + E_2 E_2^*) && \text{(OR)}. \end{aligned} \quad (3.54)$$

In diesen Ausdrücken steht * für den komplex konjugierten Anteil. Weiterhin bezeichnet die Abkürzung SHG (engl.: *second harmonic generation*) das Erzeugen der zweiten Harmonischen, d.h. Frequenzverdoppelung, SFG (engl.: *sum frequency generation*) entspricht der Erzeugung des Summensignals der beiden Eingangssignale und DFG beschreibt den Prozess der parametrischen Differenzfrequenzerzeugung. Im Zuge der nichtlinearen Interaktion kommt es ebenfalls zu einem Beitrag, welcher mit der Frequenz Null assoziiert ist und das Vorhandensein eines statischen elektrischen Feldes innerhalb des Kristalls beschreibt. Dieser Prozess wird daher optische Gleichrichtung OR (engl.: *optical rectification*) genannt.

An dieser Stelle wird nun die Beschreibung der nichtlinearen Suszeptibilität durch einen Tensor berücksichtigt, welcher die verschiedenen kartesischen Komponenten der nichtlinearen Polarisation mit den Komponenten der erzeugenden Felder verknüpft, gemäß

$$P_i(\omega_3 = \omega_1 - \omega_2) = 2\epsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3, \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k^*(\omega_2), \quad (3.55)$$

wobei ijk die kartesischen Feldkomponenten der beteiligten Felder beschreiben. Auf die Symmetrieeigenschaften der beteiligten $\chi_{ijk}^{(2)}$ wird hier allerdings nicht weiter eingegangen, eine übersichtliche Darstellung findet sich in [4]. Eine in der nichtlinearen Optik gebräuchliche Schreibweise ist die Einführung eines neuen Tensors

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}, \quad (3.56)$$

welcher unter Annahme einer freien Permutation der Indizes jk geschrieben werden kann als [4]

$$d_{il} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix}. \quad (3.57)$$

Hierbei wurden die Indizes jk nach folgendem Schema zu einem Index l zusammengefasst:

$$\begin{array}{rcccccc} jk : & 11 & 22 & 33 & 23, 32 & 31, 13 & 12, 21 \\ l : & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \end{array} \quad (3.58)$$

Die Elemente d_{il} sind die sogenannten nichtlinearen Koeffizienten, welche bevorzugt in Herleitungen benutzt werden, um die nichtlineare Polarisation mit den einfallenden Feldern zu verknüpfen.

Für die vorliegende Arbeit ist der Prozess der Differenzfrequenzerzeugung entscheidend, da dieser zur Erzeugung von THz-Wellen mittels nichtlinearer Mischung in einem VECSEL-Resonator genutzt wird. Dazu soll im Folgenden auf das Konzept der Phasenanpassung eingegangen werden, ohne welches ein effizientes Erzeugen neuer Frequenzkomponenten nicht möglich wäre.

3.3.3 Phasenanpassung

Phasenanpassung zwischen den treibenden und den zu erzeugenden Feldern wird immer dann wichtig, wenn die sich je nach nichtlinearem Prozess ergebende Summe der beteiligten Wellenvektoren sich nicht zu Null ergibt. Für den Fall, dass alle Wellen sich in eine Richtung ausbreiten, folgt dann daraus, dass die Brechungsindizes für alle drei Komponenten gleich sein müssen. Da jedes Medium dispersiv ist folgt, dass diese Bedingung so gut wie nie erfüllt ist. Die bei der Differenzfrequenzerzeugung erzeugten Teilwellen überlagern sich mit weiterer Ausbreitung im nichtlinearen Medium mit verschiedenen Phasenlagen, so dass nach einer gewissen Propagationslänge destruktive Interferenz auftritt und die Konversionseffizienz drastisch absinkt⁶. Die nachfolgende Herleitung skizziert dieses Verhalten ein wenig genauer und zeigt, wie eine Phasenanpassung zwischen Fundamental- und Differenzfrequenz-Signal erreicht werden kann.

Für die folgende Herleitung sei angenommen, dass sich alle Wellen in einem verlustlosen, nichtlinearen Medium in z -Richtung ausbreiten [4]. Hierbei seien die elektrischen Felder der Fundamentalwellen $\bar{E}_{1,2}$, die nichtlineare Polarisation \bar{P}_3 , sowie das Feld der zu erzeugenden Welle \bar{E}_3 gegeben als

$$\bar{E}_i(z, t) = \underbrace{A_i e^{ik_i z}}_{E_i} e^{-i\omega_i t} + c.c., \quad i = 1, 2 \quad (3.59)$$

$$\bar{P}_3(z, t) = P_3 e^{-i\omega_3 t} + c.c. \quad (3.60)$$

$$\bar{E}_3(z, t) = A_3(z) e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c.. \quad (3.61)$$

⁶Dies gilt auch uneingeschränkt für die Fälle SHG und SFG

Hier wurde zunächst angenommen, dass die Lösung der Wellengleichung bei Vorhandensein eines nicht allzu großen nichtlinearen Quellenterms mit einer ebenen Welle der Frequenz $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ geschrieben werden kann, allerdings mit einer von z abhängigen Amplitude $A_3(z)$. Der Einfachheit halber wird weiterhin angenommen, dass die Amplituden der Felder $\bar{E}_{1,2}$ konstant bleiben. Diese Annahme ist gerechtfertigt, solange die Konversion der Eingangsfelder in das Differenzfrequenzsignal nicht zu groß wird. Wie später gezeigt wird, liegt die Konversionseffizienz zur Erzeugung von THz-Wellen gerade einmal im Bereich von 10^{-6} und rechtfertigt deshalb die Annahme. Weiterhin lässt sich die Amplitude der nichtlinearen Polarisation für den Fall der Differenzfrequenzerzeugung nach Gl. 3.54 schreiben als

$$P_3 = 4\epsilon_0 d A_1 A_2 e^{i(k_1 - k_2)z}. \quad (3.62)$$

Setzt man die genannten Ausdrücke in die Gleichung 3.51 ein, so erhält man

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} A_3 + 2ik_3 \frac{\partial}{\partial z} A_3 - k_3^2 A_3 + \underbrace{\frac{\epsilon^{(1)}}{c^2} \omega_3^2 A_3}_{k_3^2} \right] e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c. \\ = \frac{-4\omega_3^2 d}{c^2} A_1 A_2 e^{i[(k_1 - k_2)z - \omega_3 t]} + c.c.. \end{aligned} \quad (3.63)$$

Die Gleichung gilt ohne Einschränkungen auch ohne die komplex konjugierten Anteile [4]. Nach Kürzen des zeitabhängigen Terms $e^{-i\omega_3 t}$ ergibt sich somit

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} A_3 + 2ik_3 \frac{\partial}{\partial z} A_3 \right] = \frac{-4\omega_3^2 d}{c^2} A_1 A_2 e^{i(k_1 - k_2 - k_3)z}. \quad (3.64)$$

Im Folgenden wird angenommen, dass der erste Term auf linken Seite sehr viel kleiner ist, als der zweite Term [4], d.h.

$$\left| \frac{\partial^2}{\partial z^2} A_3 \right| \ll \left| k_3 \frac{\partial}{\partial z} A_3 \right|. \quad (3.65)$$

Diese Näherung wird auch „slowly varying amplitude approximation“ genannt und ist immer dann gültig, wenn die Änderung von A_3 auf einer Distanz in der Größenordnung der Wellenlänge sehr viel kleiner ist als eins [4]. Die so modifizierte Gleichung lautet nun

$$\frac{\partial}{\partial z} A_3 = \frac{2i\omega_3^2 d}{k_3 c^2} A_1 A_2 e^{i\Delta k z}, \quad (3.66)$$

wobei $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$ ist und auch Wellenvektorfehlpassung oder Phasenfehlpassung genannt wird. Um eine maximale Konversionseffizienz zu erhalten, muss diese Fehlpassung daher Null sein. Dies ist bei dispersiven Medien allerdings kaum zu erreichen. Nimmt man an, dass Δk tatsächlich Null ist, kann Gl. 3.66 einfach integriert werden und es folgt für die Amplitude des Differenzfrequenzsignals

$$A_3(z) = \frac{2i\omega_3^2 d}{k_3 c^2} A_1 A_2 \cdot z \quad (3.67)$$

und für die Intensität

$$I_3(z) = \frac{1}{2} n_3 \epsilon_0 c |A_3(z)|^2 = \frac{2n_3 \epsilon_0 \omega_3^4 d^2}{k_3^2 c^3} A_1^2 A_2^2 \cdot z^2. \quad (3.68)$$

Bei optimaler Phasenanpassung steigt die Intensität der Differenzwelle also quadratisch mit z an, siehe Abbildung 3.12, schwarze Kurve. Wie aber verhält sich diese bei Präsenz einer Fehlanpassung Δk ? Dazu wird Gl. 3.66 integriert, welches zu folgenden Gleichungen für A_3 und die Intensität I_3 führt

$$A_3(z) = \frac{4i\omega_3^2 A_1 A_2 d}{k_3 c^2 \Delta k} \sin\left(\frac{\Delta k z}{2}\right) \quad (3.69)$$

$$I_3(z) = \frac{8n_3 \epsilon_0 c \omega_3^4 A_1^2 A_2^2 d^2}{k_3^2 c^3 \Delta k^2} \sin^2\left(\frac{\Delta k z}{2}\right). \quad (3.70)$$

Die Konversionseffizienz wird also maßgeblich von einer \sin^2 -Funktion bestimmt. Ein Verlauf der Intensität in Abhängigkeit der Propagationslänge wird in Abbildung 3.12 als blaue Kurve gezeigt. Die zur Berechnung benutzte Wellenvektorfehlanpassung entspricht derjenigen von Lithiumniobat, wenn die Fundamentalwellen einen Brechungsindex von ca. 2,2 und das Differenzsignal einen Brechungsindex von 5,2 besitzen. Wie zu sehen, führt die Fehlanpassung in regelmäßigen Abständen zu einer destruktiven Interferenz der erzeugten Teilwellen und zeigt daher ein oszillatorisches Verhalten. Man beachte die extreme Vergrößerung der y-Achsenkala für diesen Fall. Dies zeigt, dass der Konversionsprozess ohne Phasenanpassung extrem ineffizient ist.

Mit der Darstellung $k_i = \omega_i / cn(\omega_i)$, wobei $n(\omega_i)$ den Brechungsindex bei der Frequenz ω_i ausdrückt, kann die Phasenfehlanpassung auch geschrieben werden als

$$\Delta k = \frac{\omega_1}{c} n(\omega_1) - \frac{\omega_2}{c} n(\omega_2) - \frac{\omega_3}{c} n(\omega_3) \approx \frac{\overbrace{\omega_1 - \omega_2}^{\omega_3}}{c} n(\omega_1) - \frac{\omega_3}{c} n(\omega_3). \quad (3.71)$$

Hierbei wurde in erster Näherung $n(\omega_2) \approx n(\omega_1)$ gesetzt, welches für den Fall der Differenzfrequenzerzeugung gilt, wenn beide Fundamentalfrequenzen $\omega_{1,2}$ nicht zu weit auseinander liegen. Möchte man eine Phasenanpassung erreichen, so muss gelten:

$$\frac{\Delta \omega}{c} n(\omega_1) = \frac{\omega_3}{c} n(\omega_3) \rightarrow n(\omega_1) = n(\omega_3). \quad (3.72)$$

Für eine maximale Konversionseffizienz müssen demnach die Brechungsindizes der Fundamentalsignale und des Differenzsignals gleich sein, ein Umstand der bei einem dispersiven Material nicht erfüllt werden kann. Es existieren aber trotzdem Möglichkeiten, die Wellenvektorfehlanpassung zu verringern und so für eine gute Phasenanpassung zu sorgen. Eine erste Möglichkeit besteht darin, nichtlineare Medien zu verwenden, die doppelbrechend sind. Dabei ist mindestens eine der beiden Fundamentalwellen senkrecht zum Mischprodukt polarisiert. Durch Einstellen des Winkels zwischen Propagationsachse und optischer Achse des Kristalls, können die Brechungsindizes angepasst werden [4]. Hängen bei einem Material die Brechungsindizes stark von der Temperatur ab, dann existiert ebenso die Möglichkeit der Brechungsindexanpassung mittels einer Temperaturänderung [4].

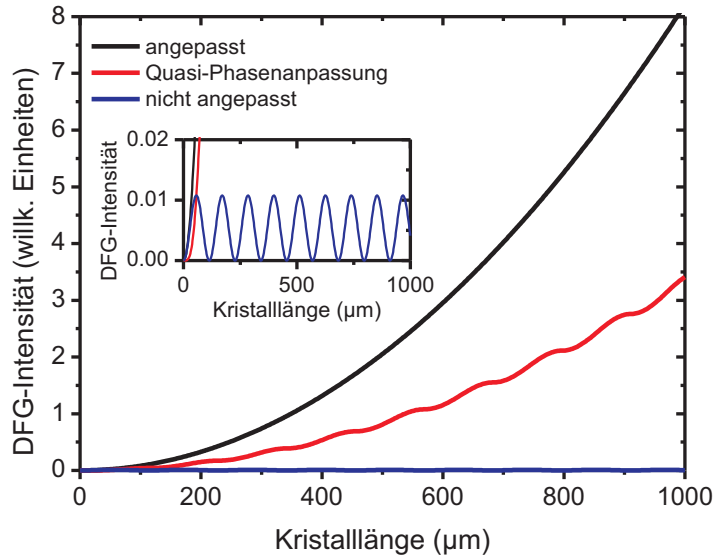


Abbildung 3.12: Verlauf der Intensität des Differenzfrequenzsignals in Abhängigkeit der Kristalllänge für eine kollineare Anordnung. Dargestellt sind die Fälle volle Phasenanpassung (schwarze Linie), Quasi-Phasenanpassung (rote Linie) und keine Phasenanpassung (blaue Linie). Das eingefügte kleine Bild zeigt eine Vergrößerung der unteren Wertebereiche, in dem der Verlauf für den nicht angepassten Fall besser sichtbar wird.

Eine weitere sehr effiziente Methode ist die sogenannte Quasi-Phasenanpassung, bei der der nichtlineare Koeffizient des verwendeten nichtlinearen Mediums periodisch das Vorzeichen ändert und so dafür sorgt, dass die Beiträge der im Kristall erzeugten Teilwellen sich phasenrichtig überlagern. Der nichtlineare Koeffizient stellt in diesem Fall eine mit der z -Koordinate periodische Rechteckfunktion dar, welche sich gut durch eine Fourierreihe beschreiben lässt:

$$d(z) = d_{\text{eff}} \cdot \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin((2n-1)k_{\Lambda}z)}{2n-1} \quad (3.73)$$

Hierbei bezeichnet k_{Λ} den Betrag des Gittervektors der periodischen Polung. Setzt man Beziehung 3.73 in Gleichung 3.66 ein, so erhält man nach einigen Umformungen und nach Ausführung des auftretenden Integrals:

$$A_3(z) = \frac{8\omega_3^2}{k_3 c^2 \pi} A_1 A_2 d \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2(2n-1)} \left[z \cdot \text{sinc}\left(\frac{((2n-1)k_{\Lambda} + \Delta k)z}{2}\right) - z \cdot \text{sinc}\left(\frac{(\Delta k - (2n-1)k_{\Lambda})z}{2}\right) \right]. \quad (3.74)$$

Da die Amplitude von A_3 mit steigendem n signifikant kleiner wird, trägt vorrangig der erste Term der Summe mit $n = 1$ entscheidend zur Phasenanpassung bei. In diesem Fall fällt die Wahl auf $k_{\Lambda} = \Delta k$ und legt damit die Polungsperiode auf $\Lambda = 2\pi/k_{\Lambda}$ fest. Für alle höheren Ordnungen liefert die genannte Wahl eine Phasenanpassung auch für alle ungeraden harmonischen der Grundfrequenz, also

$$\Delta k = (2n-1)k_{\Lambda} = \frac{\omega_3}{c} \Delta n = (2n-1)k_{\Lambda} \Rightarrow \omega_{3,n} = \frac{k_{\Lambda} c}{\Delta n} (2n-1). \quad (3.75)$$

Abbildung 3.12 (rote Kurve) zeigt einen exemplarischen Verlauf der Intensität I_3 in Abhängigkeit der Kristalllänge z für den Fall der Quasi-Phasenanpassung. Wie zu erkennen, liefert die Quasi-Phasenanpassung ein recht zufriedenstellendes Ergebnis, welches zwischen der Kurve mit perfekter Phasenanpassung und dem Verlauf ohne Phasenanpassung liegt.

Bis jetzt war die Beschreibung der Phasenanpassung rein theoretischer Natur, es soll deswegen noch kurz auf die Realisierung einer solchen eingegangen werden: ein Vorzeichenwechsel des nichtlinearen Koeffizienten lässt sich nach [4] durch Invertierung der optischen Achse des nichtlinearen Kristalls bewerkstelligen. Dies kann erreicht werden, indem man den Kristall in dünne Streifen zersägt und aufeinanderfolgende Schichten jeweils um 180° gedreht wieder zusammenfügt. Dies ist jedoch auf Grund der nötigen, sehr geringen Dicken von nur wenigen zehn bis hundert Mikrometern sehr schwierig. Eine andere, viel genutzte Methode ist die Invertierung der ferroelektrischen Domänen eines ferroelektrischen Kristalls und damit auch eine Invertierung der optischen Achse durch ein von außen angelegtes, statisches elektrisches Feld [4]. Mit dieser Methode lassen sich die gewünschten Polungsperioden mit großer Genauigkeit herstellen [4].

4 Verwendete Halbleiterstrukturen

Für die in nachfolgenden Kapiteln vorgestellten Experimente werden zwei resonante VECSEL-Strukturen verwendet, welche am Zentrum für Materialwissenschaften der Philipps-Universität Marburg mittels metall-organischer Gasphasenepitaxie (MOVPE) hergestellt wurden. Beide Strukturen wurden invers gewachsen, was bedeutet das zunächst die Deckschicht auf das Substrat aufgebracht wurde und dann die aktive Region und der Bragg-Spiegel folgten. Im Anschluss wurden beide Strukturen über die sogenannte Flip-Chip Bonding Methode auf einen $350\ \mu\text{m}$ dicken Diamant-Wärmespreizer aufgelötet [87].

	Chip 1	Chip 2
Aktives Material	GaInAs	GaInAs
Anzahl Quantenfilme	10	10
Quantenfilmdicke (nm)	8	8
Barriere	GaAsP	GaAsP
Bragg-Spiegel	AlAs/Al _{0.2} Ga _{0.8} As	AlAs/GaAs
Anzahl Spiegelpaare	24	20
Wärmespreizer	Diamant	Diamant
Typ	Resonant	Resonant
Deckschicht	GaInP	GaInP
Designwellenlänge (nm)	1010	1030

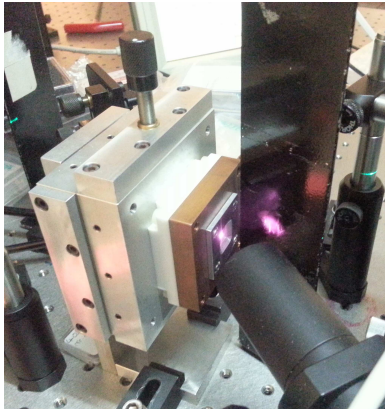
Tabelle 4.1: Übersicht über verwendete VECSEL-Chips

Tabelle 4.1 zeigt die verwendeten Materialsysteme sowie die wichtigsten Kenngrößen und Parameter für beide Chips. Als aktive Struktur dient in beiden Fällen ein auf GaInAs basierender Multi-Quantenfilm Stapel mit zehn Quantenfilmen, welche eine Dicke von je $8\ \text{nm}$ besitzen. Zwischen den Quantenfilmen sind spannungskompensierenden Schichten aus GaAsP gewachsen, welche sowohl eine Barriere für die erzeugten Ladungsträger als auch Absorptionszentren für das Pumplicht darstellen. Nach der aktiven Zone folgt eine hochreflektierende Bragg-Struktur. Diese besteht im ersten Fall aus 24 alternierenden Paaren AlAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As, mit einer Schichtdicke von je $\lambda/4$. Für den zweiten Chip werden $\lambda/4$ -Schichten aus AlAs/GaAs genutzt. Aufgrund des höheren Brechungsindexun-

terschiedes zwischen den einzelnen Schichten sind hier allerdings nur 20 Paare nötig, um den gewünschten Reflexionsgrad zu erreichen. Die Deckschicht besteht in beiden Fällen aus GaInP und besitzt eine Dicke von $\lambda/2$. Durch dieses Deckschichtdesign weisen die Chips eine ausgeprägte Mikrokavitätsresonanz auf. Diese ist gekennzeichnet durch eine starke Felderhöhung innerhalb der Chip-Struktur, siehe Abbildung 3.3. Wie in Kapitel 3.1 erläutert wurde, wird hierdurch der modale Gewinn maximiert, die Laserschwelle gesenkt und eine maximale Ausgangsleistung erreicht.

Der Laser-Chip ist auf einem Kupferhalter aufgebracht, welcher durch Kunststoffschläuche mit einem Wasserkühlsystem verbunden ist. Auf diesem Weg wird ein Abtransport der im Chip erzeugten Wärme gewährleistet. Das Wasser wird dabei stets auf eine Temperatur von rund 18 °C gekühlt. Gepumpt wird das System von einem Hochleistungsdiodenlaser der Firma *JenOptik* (Modell: JOLD-200-CPXF-2P2), welcher eine Gesamtleistung von ca. 180 W erzeugen kann. Das Pumplicht wird über eine Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von 400 μm auf ein Linsensystem geführt, welches die aus der Faser austretende Strahlung kollimiert und dann auf den Chip fokussiert. Je nach benötigter Pumpmodengröße wird eine entsprechende Linsenkombination gewählt. Eine Kühlung des Pumplasers erfolgt über denselben oben genannten Wasserkühler. Abbildung 4.1 (a) zeigt ein Foto des Chiphalters mit eingesetztem Chip und aktivem Pumplaser. Abbildung 4.1 (b) zeigt einen verwendeten Chip im Vergleich mit einer 1-Euro-Cent Münze.

(a)



(b)

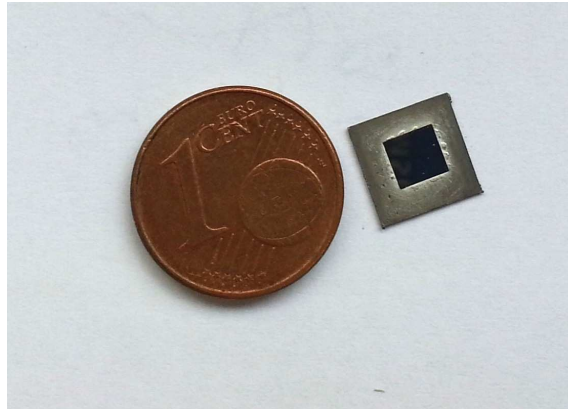


Abbildung 4.1: (a) Foto des Chiphalters mit eingesetztem VECSEL-Chip und aktivem Pumplaser. (b) Ein Chip im Vergleich mit einer 1-Euro-Cent Münze.

5 Untersuchung der Emissionsbandbreite

Von Scheller et al. im Vorfeld durchgeführte Untersuchungen an der VECSEL basierten THz-Quelle zeigen, dass das emittierte THz-Signal multiple Moden enthält und daher entgegen den ersten Erwartungen relativ breitbandig ist [43]. Dieses Result legte nahe, dass der VECSEL offensichtlich nicht genau zwei einzelne longitudinalen Moden emittiert, sondern ein ausgeprägtes Multimode-Verhalten zeigt, d.h. es müssen mehrere longitudinale Moden pro Farbe oszillieren. Wäre dies nicht der Fall, würde ein wesentlich schmalbandigeres THz-Signal mit nur einer einzigen THz-Mode resultieren. Es stellt sich nun die Frage, ob und inwieweit die Entwicklung der Multimode-Emission von der Pumpleistung abhängt und ob ein Betriebszustand des Lasers existiert, der es erlaubt auf nur wenigen Moden pro Farbe (im Idealfall genau eine Mode pro Farbe) zu oszillieren. Dieses würde in letzter Konsequenz das Erzeugen einer einzigen THz-Mode ermöglichen. Die Klärung dieser Fragen ist nicht nur für das Verständnis der VECSEL basierten THz-Quelle von großem Interesse, sondern für das Verständnis der hier verwendeten VECSEL Systeme im Allgemeinen. Das gesammelte Wissen hilft darüber hinaus einen Einblick zu erlangen, in wie weit inhomogene Mechanismen für das beobachtete Multimode-Verhalten verantwortlich gemacht werden können.

Um die Emissions-Bandbreite eines VECSELs präzise zu messen, bedarf es eines hochauflösenden Spektrometers, welches im besten Fall noch für relativ lange Resonatoren zwei einzelne Resonatormoden auflösen kann. Im Fall des hier verwendeten Resonators, wie er auch zur THz-Erzeugung verwendet wird, beträgt der freie Spektralbereich ca. 0,3 GHz, was einem geforderten Auflösungsvermögen von etwa 1 pm entspricht. Spektrometer mit einer solchen Auflösung sind nicht nur sehr kostenintensiv, sondern auch kommerziell kaum erhältlich. Die in der Arbeitsgruppe zur Verfügung stehenden Spektrometer besitzen eine weitaus geringere Auflösung, begonnen beim kompakten fasergekoppelten USB-Spektrometer der Firma *Ocean Optics* (Modell: USB-2000) mit einer Auflösung von ca. 1 nm bis hin zum optischen Spektrumanalysator der Firma *ANDO* (Modell: AQ-6315A), welcher eine maximale Auflösung von 0,05 nm bereitstellt. Ein korrektes Auflösen einzelner longitudinaler Moden kann in diesem Fall erst ab einem freien Spektralbereich von ca. 14,7 GHz erfolgen, was einer Resonatorlänge von unter einem Zentimeter entspricht und damit nicht mehr praktikabel ist. Um zumindest Auflösungen von unter 0,05 nm zu erreichen und die Präzision von durchzuführenden Messungen zu erhöhen, wird im Zuge dieser Arbeit eine interferometrische Messmethode ausgenutzt, welche auf einem optischen Michelson-Interferometer basiert [88]. Mit Hilfe dieses Verfahrens ist es möglich, innerhalb weniger Sekunden ein vollständiges Interferogramm der Laseremission aufzunehmen, aus welchem durch Transformation in den Frequenzbereich die Linienbreite mit

einer maximalen Auflösung von 3 GHz (entspricht ca. 10 pm auf der Wellenlängenskala) extrahiert werden kann.

5.1 Michelson-Interferometer

Das Michelson-Interferometer besitzt eine große Bedeutung für die auf Interferometrie basierende Spektroskopie (z.B. für das FTIR¹), kann aber zudem auch als einfaches Spektrometer betrieben werden, um unbekannte Strahlungsquellen und insbesondere Laserstrahlung zu charakterisieren [5]. Der folgende Absatz wird kurz auf die Funktionsweise eines solchen für die Charakterisierung von Strahlungsquellen eingesetzten Michelson-Interferometers eingehen und die grundlegenden Beziehungen zwischen gemessenem Interferogramm und dem dazugehörigen Signalspektrum darstellen.

Bei einem Michelson-Interferometer wird ein ankommender Strahl mit Hilfe eines 50:50 Strahlteilers in zwei Teilstrahlen aufgespalten, wobei jeder Teilstrahl jeweils einen der sogenannten Interferometerarme durchläuft, siehe Abbildung 5.1. Nach Reflexion an einem Spiegel läuft jeder Teilstrahl wieder auf den Strahlteiler zu, so dass nach erneuter Passage durch den Strahlteiler beide Teilstrahlen vereint werden. An dieser Stelle wird nun die Gesamtstrahlungsintensität mit einem intensitätsempfindlichen Detektor (üblicherweise einer Photodiode) gemessen. Wird nun die Weglänge eines Teilstrahls durch Verschieben des entsprechenden Spiegels variiert, so kann die Phasendifferenz zwischen beiden Teilstrahlen verändert werden und es wird ein Interferenzmuster auf dem Detektor messbar. Die zum Interferogramm gehörende x-Achse gibt üblicherweise die Verzögerungszeit τ wieder, welche sich direkt aus der Verschiebestrecke s aus $\tau = s/c$ herleitet. Dabei stellt c die Lichtgeschwindigkeit dar.

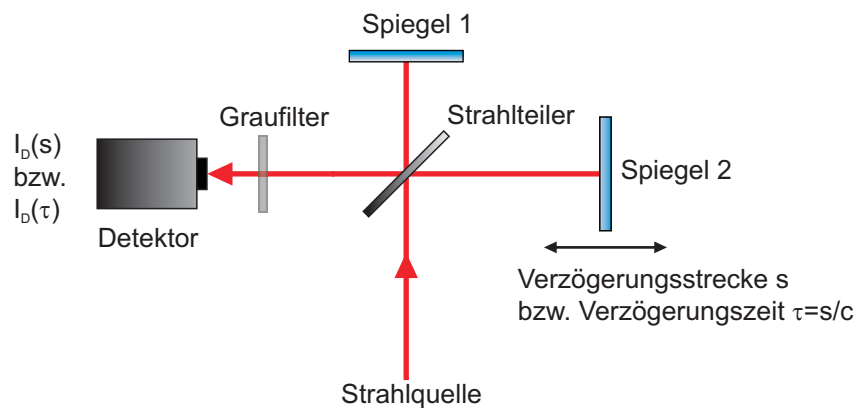


Abbildung 5.1: Prinzipskizze eines Michelson-Interferometers

¹engl.: *fourier transform infrared spectroscopy*

Um den Informationsgehalt eines auf diese Weise aufgenommenen Interferogramms zu verstehen und eine Aussage über das zu Grunde liegende Spektrum im Frequenzbereich machen zu können, muss man wissen, wie sich das am Detektor empfangene Signal I_D aus den Beiträgen beider Teilarme zusammensetzt. Sei $2 \cdot E(t)$ das elektrische Feld einer auf das Interferometer einfallenden, elektromagnetischen Welle. Nach Durchlauf durch das Interferometer stellt sich das Gesamtfeld vor dem Detektor dar als

$$E_{Ges}(t) = E(t) + E(t - \tau), \quad (5.1)$$

wobei τ die zeitliche Verschiebung des zweiten Teilstrahls wiedergibt. Da der Detektor sensitiv auf die einfallende Lichtintensität ist, muss sein Signal I_D proportional zum Betragsquadrat des einfallenden elektrischen Feldes sein. Im Vergleich zur Periodendauer des verwendeten Lichts, ist der Detektor zudem extrem langsam, was zu einer zeitlichen Mittelung des Gesamtsignals führt:

$$I_D(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt \quad (5.2)$$

Der obige Ausdruck kann noch weiter umgeformt werden und man erhält:

$$I_D(\tau) \propto \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} |E(t)|^2 dt}_{a_0} + \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} |E(t - \tau)|^2 dt}_{a_0} + \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} E(t)E^*(t - \tau) dt}_{A(\tau)} + \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} E(t - \tau)E^*(t) dt}_{A^*(\tau)} \quad (5.3)$$

Dabei stellt $A(\tau)$ die Definitionsgleichung für die Autokorrelation dar [89]. Setzt man nun reellwertige Signale voraus, so erhält man:

$$I_D(\tau) \propto 2 \cdot a_0 + 2A(\tau) \quad (5.4)$$

Hierbei ist der Faktor $2 \cdot a_0$ ein Maß für die in beiden Signalen enthaltene mittlere Intensität und hat für das Detektorsignal die Bedeutung eines Offsets. Wie man aus Gl. 5.4 erkennen kann, ist das Detektorsignal direkt proportional zur Autokorrelation des zugrundeliegenden elektrischen Feldes. Bezeichnet nun $S(\omega)$ das Spektrum von letztgenannter Größe, dann ergibt sich nach [89] die Fouriertransformation der Autokorrelation zu

$$\mathcal{F}\{A(\tau)\} = |S(\omega)|^2 \quad (5.5)$$

Für das Detektorspektrum ergibt sich somit:

$$F_D(\omega) \propto 2a_0\delta(\omega) + 2 \cdot |S(\omega)|^2. \quad (5.6)$$

An dieser Stelle wird deutlich, dass die Fouriertransformation des Detektorsignals proportional zum Spektrum des zu untersuchenden Laserlichts ist. Das Michelson-Interferometer stellt somit ein einfach zu bedienendes, hochauflösendes Spektrometer dar, dessen Frequenzauflösung Δf einzig und allein von der maximalen zeitlichen Verzögerung T zwischen beiden Teilstrahlen abhängt. Rein mathematisch lässt sich dies ausdrücken durch:

$$\Delta f = 1/T = c/L, \quad (5.7)$$

wobei L den maximal möglichen Verfahrweg des beweglichen Arms darstellt. Für eine gute Frequenzauflösung muss also der Verfahrweg des beweglichen Arms entsprechend lang sein.

5.2 Messprinzip und Datenauswertung

Für die Untersuchung der Laseremission dient ein nach Skizze 5.1 aufgebautes Interferometer. In diesem dient ein linearer Verschiebetisch der Firma *Thorlabs* (Typ: LNR50S/M) als Verzögerungseinheit. Dieser weist einen maximalen Verfahrweg von 5 cm auf, was einer Gesamtverzögerungsstrecke von 10 cm (oder einer Verzögerungszeit von 333 ps) entspricht. Daraus ergibt sich eine maximale Frequenzauflösung von 3 GHz bzw. 0,01 nm. Die Emission des VECSELS wird über Planspiegel auf das Michelson-Interferometer gelenkt und dort nach Durchlauf beider Arme mit Hilfe einer Silizium-Photodiode (OPT101 von *Texas Instruments*) detektiert. Um stets unterhalb des Sättigungslimits der Photodiode zu arbeiten, wird das Signal bei Bedarf aus einer Kombination aus Graukeil und Filterplatte gedämpft.

Das Messprinzip ist nun wie folgt: für jede Einstellung der Pumpleistung wird ein vollständiges Interferogramm der Laseremission aufgenommen, indem der Verschiebetisch kontinuierlich von einem Ende bis zum nächsten Ende bewegt wird. Das Detektorsignal wird über eine Datenaufnahmekarte der Firma *National Instruments* mit einer Datenrate von 80 kSamples/sec ausgelesen und abgespeichert. Eine so durchgeführte Messung nimmt aufgrund der kontinuierlichen Bewegung nur ca. 10 Sekunden in Anspruch. Abbildung 5.2 (a) zeigt eine Beispielmessung an einem VECSEL im Zwei-Farben-Betrieb. Auf den ersten Blick erkennt man ein symmetrisches Interferenzmuster mit einer Einhüllenden, deren Breite sich reziprok zur Linienbreite des Lasers verhält. Vergrößert man den zentralen Abschnitt, so erkennt man eine Schwebung mit einer Periodendauer von 1 ps, was einer Schwebungsfrequenz von ca. 1 THz entspricht, siehe Abbildung 5.2 (b). Dieses Verhalten steht im Einklang zu den Erwartungen und ist eine natürliche Folge der durch das Etalon bewirkten Frequenzselektion. Bei weiterer Vergrößerung ist schließlich auch

die Fundamentalschwingung mit einer Periode von $1,01 \mu\text{m}$ sichtbar, siehe Abbildung 5.2 (c).

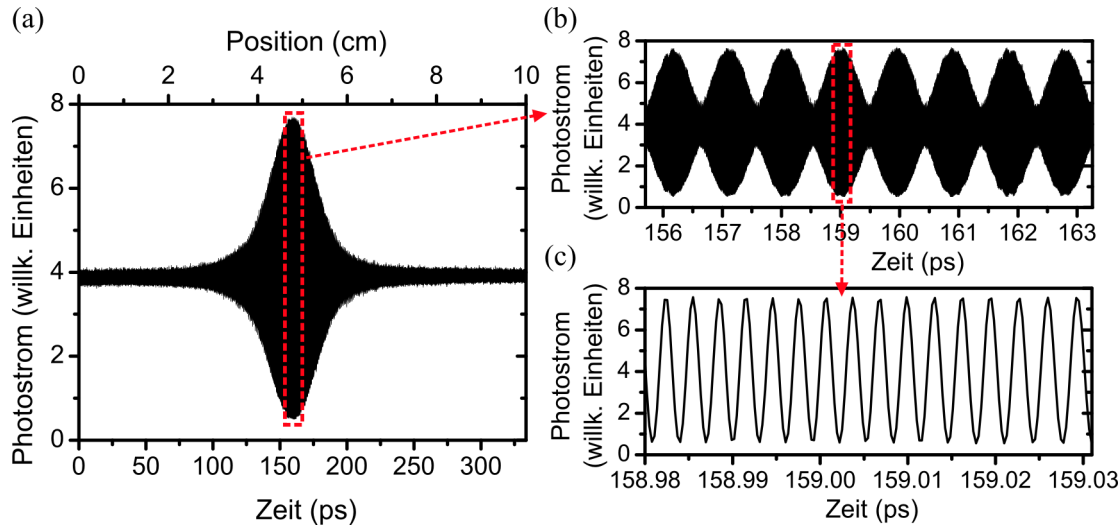


Abbildung 5.2: Exemplarische Interferenzmessung der VECSEL-Emission im Zwei-Farben-Betrieb. (a) zeigt das vollständige Interferogramm für eine Gesamtverzögerung von 300 ps. In (b) ist der zentrale Teil des Interferogramms vergrößert und man erkennt eine durch den Zwei-Farben-Betrieb verursachte Schwebung. (c) zeigt einer weitere Vergrößerung, in der die Fundamentalschwingung erkennbar ist.

Für eine Auswertung der Datensätze wird zunächst die Einhüllende des Interferogramms im Zeitbereich evaluiert. Da diese sich über große Distanzen im Vergleich zur Laserwellenlänge erstreckt (d.h. mehrere Zentimeter Verfahrensweg bzw. mehrere zehn Picosekunden Verzögerung auf der Zeitskala), stellen etwaige im sub-Mikrometerbereich angesiedelte Ungenauigkeiten in der Geschwindigkeitsregelung des Verschiebetisches einen vernachlässigbaren Fehler dar. Für die Auswertung wird nun eine geeignete Fitfunktion ermittelt, welche die Einhüllende des Interferogramms im Zeitbereich bestmöglich beschreibt. Hierzu wird die Methode der kleinsten Fehlerquadrate verwendet. Eine Transformation in den Frequenzbereich liefert im Anschluss die volle Halbwertsbreite der Frequenzeinhüllenden und somit die Emissionsbandbreite $\Delta\nu$ des Lasers. Dividiert man diesen Wert durch den freien Spektralbereich $\Delta\nu_{cav}$ des Resonators, erhält man die normierte Bandbreite $\Delta\nu_{norm}$, d.h. ein Maß für die Anzahl an oszillierenden, longitudinalen Moden²: $\Delta\nu_{norm} = \Delta\nu / \Delta\nu_{cav}$. Wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist, lässt sich die Einhüllende sehr gut durch eine Gauß-Kurve beschreiben, welche als rote Linie für den oberen Teil des Interferogramms in dem Graph eingezeichnet ist. Mittels Funktionsfits für beide Teile des Interferogramms lässt sich eine volle Halbwertsbreite von $41,6 \pm 1,9$ ps angeben. Wie oben erwähnt ist das Fehlerintervall eine Konsequenz des Rauschuntergrundes, der zu einer Unsicherheit in der Bestimmung des Y-Offsets führt. Nach Transformation in den Frequenzbereich ergibt sich ebenfalls eine gaußförmige Einhüllende mit einer Bandbreite von $20,8 \pm 1$ GHz. Durch Berechnung der normierten Bandbreite lässt sich schlussfolgern, dass in diesem Beispiel der Laser auf ca. 71 longitudinalen Moden arbeitet. Hier sei er-

²Vorausgesetzt das transversale Stahlprofil entspricht einer TEM₀₀-Mode

wähnt, dass ein gaußförmiges Spektrum ebenfalls durch Messungen an einem optischen Spektrumanalysator bestätigt werden konnte.

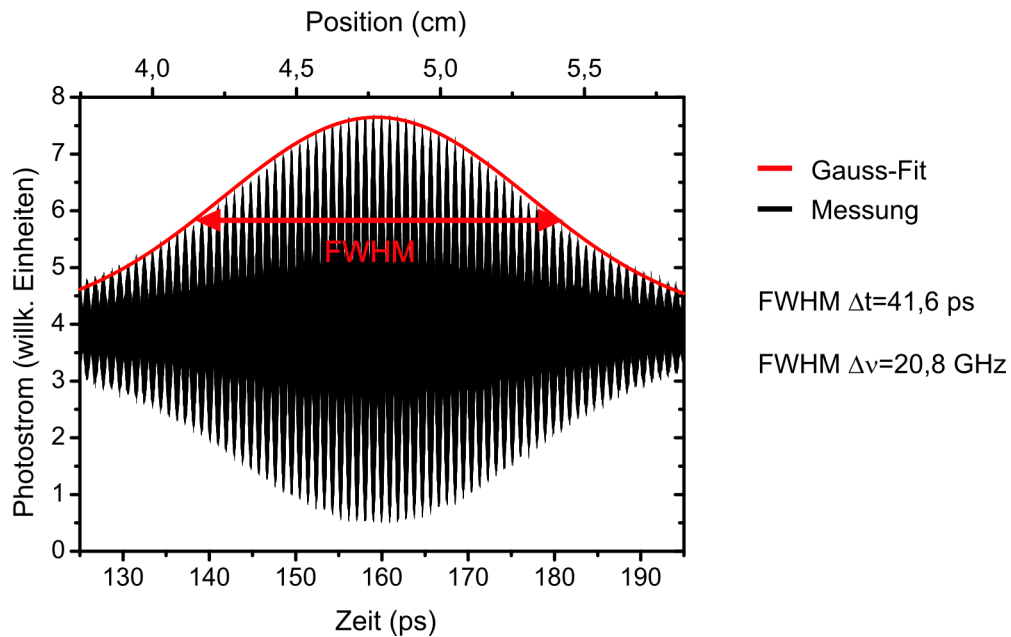


Abbildung 5.3: Exemplarische Interferenzmessung (schwarze Linie) mit Gauß'scher Fit-Funktion (rote Linie). Die Fit-Funktion besitzt eine volle Halbwertsbreite (FWHM) von 41,6 ps, was einer Bandbreite von 20,8 GHz im Frequenzbereich entspricht.

5.3 Langer Resonator mit 51 cm Länge

Im folgenden Abschnitt werden Untersuchungen an einem langen Resonator betrachtet. Abbildung 5.4 zeigt eine Skizze des experimentellen Aufbaus. Der verwendete VECSEL-Chip ist die mit „Chip Nr. 1“ gekennzeichnete Struktur aus Tabelle 4.1. Der Resonator hat eine V-Form mit einer Gesamtlänge von 51 cm und wird in seiner Grundstruktur ebenfalls für die VECSEL basierte THz-Quelle eingesetzt. Aus der Länge von 51 cm ergibt sich ein freier Spektralbereich von ca. 0,3 GHz. Die Faltung des Resonators findet auf einem hochreflektierenden Spiegel statt, welcher einen Krümmungsradius von 250 mm und eine Reflexion von ca. 99,984 % besitzt. Der Einfallswinkel des Laserstrahls auf diesen Spiegel beträgt ca. 15°. Der zweite Endspiegel ist plan und wird mit variablen Reflexionswerten von $R > 99,99\%$, $R = 99\%$ und $R = 96,75\%$ realisiert, welches Transmissionsverlusten von $T < 0,01\%$, $T = 1\%$ und $T = 3,25\%$ entspricht. Dieses Vorgehen erlaubt es, die Abhängigkeit der Emissionsbandbreite von zusätzlichen Auskoppelverlusten zu erfassen. Nach den theoretischen Ausführungen von Kapitel 3.2.1 führen erhöhte Verluste zu einem Ansteigen des Schwellgewinns und sollten somit die Anzahl an anschwingenden Moden reduzieren. Ein aus Quarzglas bestehendes Etalon mit einer Dicke von 100 μm dient zum Einstellen einer Ein- bzw. Zwei-Farben-Emission. Im Falle der Zwei-Farben-Emission wird das Etalon leicht gedreht, so dass sich zwei Laserlinien mit nahezu der gleichen Intensität

ausbilden. Der spektrale Abstand beider Linien wird durch die Dicke des Etalons festgelegt und beträgt ca. 1,05 THz. Die Emission wird mit einem fasergekoppelten Spektrometer der Firma *Ocean Optics* (Modell: USB-2000) überwacht und verifiziert.

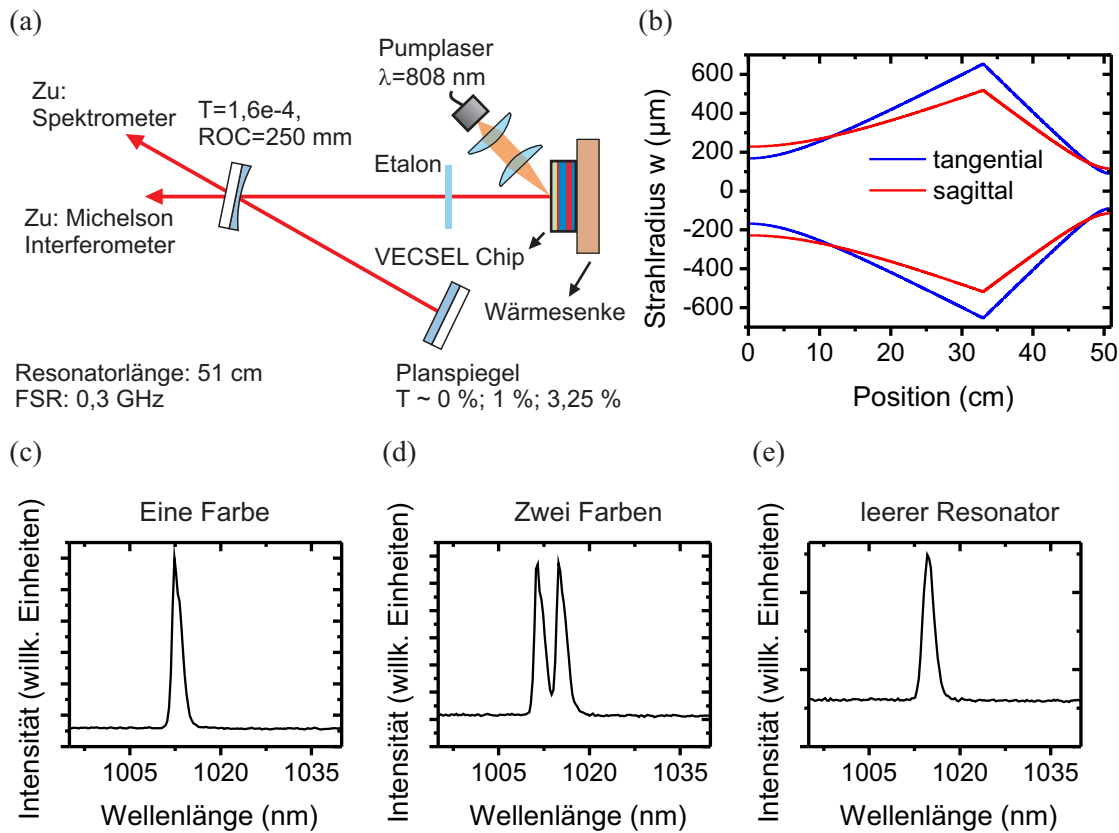


Abbildung 5.4: V-Resonator mit einer Gesamtlänge von 51 cm. (a) zeigt eine Skizze des Messaufbaus. (b) Strahlprofil in Abhängigkeit der Position innerhalb des Resonators. Die Koordinaten der wichtigsten Elemente lauten: 0 cm (VECSEL-Chip), 33 cm (gekrümmter Spiegel), 51 cm (Endspiegel). Unterabbildungen (c), (d) und (e) zeigen exemplarische Spektren für den Ein-Farben Betrieb, den Zwei-Farben Betrieb und den Fall eines leeren Resonators (Freilaufkonfiguration).

Neben dem Betrieb mit Etalon wird der Laser ebenfalls in der sogenannten Freilaufkonfiguration betrieben, bei der kein frequenzselektives Element in den Resonator eingesetzt wird. Abbildung 5.4 (b) zeigt das simulierte Strahlprofil entlang der Resonatorachse. Durch den schrägen Einfall auf den gekrümmten Spiegel wird der Strahl astigmatisch verzerrt, was sich an unterschiedlichen Strahldurchmessern für die tangentielle und sagittale Ebene bemerkbar macht. Die Pumpoptik ist so eingestellt, dass trotz des vorhandenen Astigmatismus ein bestmöglicher Überlapp zwischen Pump- und Lasermode auf dem Chip gewährleistet ist. Während der gesamten Messreihe wird das transversale Strahlprofil mit einer hinter dem Planspiegel positionierten CCD-Kamera überwacht. Die interferometrischen Messungen der Emissionsbandbreite werden sowohl in Abhängigkeit der Pumpleistung als auch verschieden großer Transmissionsverluste durchgeführt. Abbildungen 5.4

(c), (d) und (e) zeigen exemplarische Spektren für den Fall einer Ein- und Zwei-Farben-Emission, als auch für den Fall eines leeren Resonators (Freilaufkonfiguration).

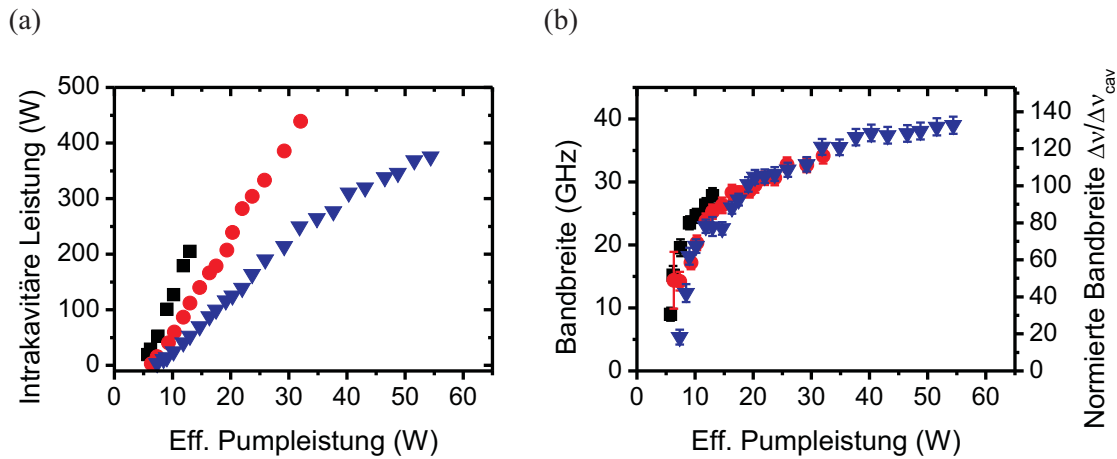
Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigen sowohl Laserkennlinien als auch die dazu korrespondierenden Messungen der Emissionsbandbreite für drei verschiedene Fälle: Ein-Farben-Emission (Abbildung 5.5 (a) und (b)), Zwei-Farben-Emission (Abbildung 5.5 (c) und (d)) und die Freilaufkonfiguration ohne Etalon (Abbildung 5.6 (a) und (b)). Laserkennlinien sind jeweils auf der linken Seite gezeigt, wohingegen die leistungsabhängigen Bandbreitendiagramme rechts dargestellt sind. Da die Bandbreite ebenfalls ein Maß für die Anzahl an oszillierenden, longitudinalen Moden ist, wird diese Größe in Form der normierten Bandbreite auf der rechten vertikalen Achse gezeigt. Die effektive Pumpleistung stellt die Netto-Pumpleistung dar und berücksichtigt die an der Grenzfläche Luft-Chip auftretenden Reflexionsverluste von ca. 34%. Allen Konfigurationen gemeinsam ist zunächst ein steiler Anstieg der Emissionsbandbreite kurz nach Überschreiten der Laserschwelle. Dieser Anstieg reduziert sich für noch weiter steigende Pumpleistungen und die Bandbreite erfährt eine Sättigung.

Für die Ein-Farben-Emission liegt die gemessene Bandbreite zwischen 5 GHz und 40 GHz, was einer Emission zwischen 17 bzw. 136 longitudinalen Moden entspricht. Für Pumpleistungen, welche größer sind als ein spezifischer Wert (z.B. 14 W im Fall der HR-Konfiguration) tendiert der Laser aufgrund eines breiter werdenden Gewinns zur Emission von zwei Farben. Daher wurden keine Datenpunkte über diesen spezifischen Leistungswert hinaus mehr aufgenommen.

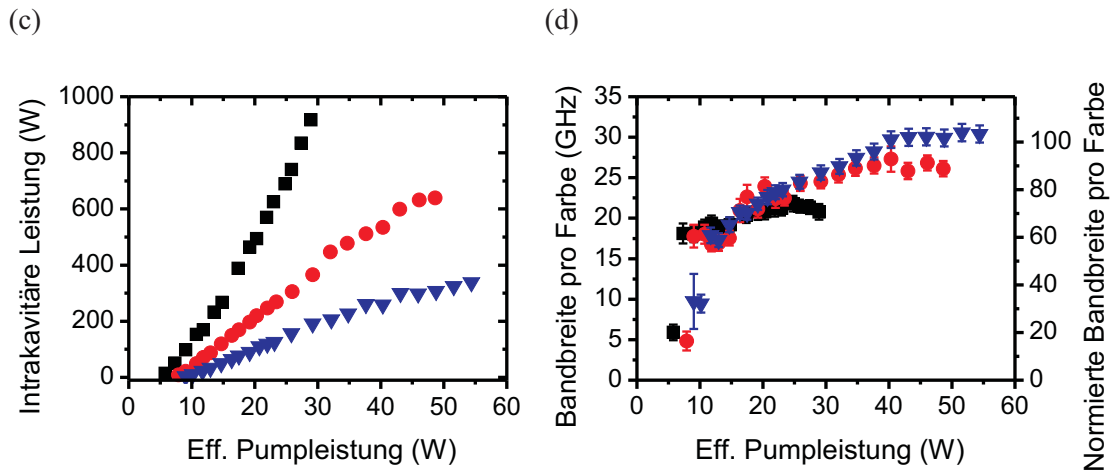
Für den Fall der Zwei-Farben-Emission liegen die gemessene Werte zwischen 5 GHz und 30 GHz, was ca. 17 bzw. 102 longitudinalen Moden pro Farbe entspricht. Dieses Ergebnis zeigt eindeutig, dass das Etalon für diesen Resonator lediglich zur Selektion von zwei spektral getrennten Modenpaketen führt, statt eine Emission auf genau zwei einzelnen longitudinalen Moden zu forcieren. Für den Zwei-Farben-Betrieb scheint weiterhin die Filterwirkung etwas stärker ausgeprägt zu sein, da im Vergleich zum Ein-Farben-Betrieb die Bandbreite und damit die Anzahl an longitudinalen Moden pro Farbe etwas reduziert wird. Dieses ist beispielsweise für eine Pumpleistung von 15 W zu erkennen, bei der im Ein-Farben-Betrieb ein Wert von ca. 30 GHz ermittelt wurde, während im Zwei-Farben-Betrieb jedoch nur 20 GHz pro Farbe erreicht werden. Für Pumpleistungen ab ca. 30 W wird eine nur schwer vermeidbare 3- oder sogar 4-Farben Emission beobachtet, was mit einem Anstieg und einer Verbreiterung des Gewinns zu erklären ist. Dieses ermöglicht, dass zusätzlich erlaubte Etalon-Moden die Verluste überwinden und anschwingen können. In diesen Bereichen werden daher ebenfalls keine Datenpunkte aufgenommen.

Im Fall der Freilaufkonfiguration ohne Etalon erkennt man eine signifikant größere Emissionsbandbreite mit Werten von mehreren hundert GHz, was der Emission von hunderten oder sogar tausenden longitudinalen Moden entspricht, siehe Abbildung 5.6 (b). Auch für diese Konfiguration steigt die Bandbreite in der Nähe der Laserschwelle mit ansteigender Pumpleistung zunächst steil an. Bei größeren Pumpleistungen wird eine teils chaotische Emission beobachtet. Speziell für die HR-Konfiguration, welche die geringsten intrakavi-

Ein-Farben-Betrieb



Zwei-Farben-Betrieb



■ HR, ● T=1%, ▼ T=3,25%

Abbildung 5.5: Messungen der Emissionsbandbreite für den V-förmigen Resonator mit einer Gesamtlänge von 51 cm. (a) und (b) zeigen die Laserkennlinie als auch die Bandbreitenmessung für den Ein-Farben-Betrieb. (c) und (d) stellen die entsprechenden Größen für den Zwei-Farben-Betrieb dar. Für jede Betriebsart werden die dargestellten Größen für drei verschiedene Auskoppelspiegel untersucht.

tären Verluste mit sich bringt, bricht die Bandbreite plötzlich ein und erhöht sich danach wieder.

Steigende Auskoppelverluste führen zunächst zu einer geringeren Effizienz, was an einer kleineren Steigung der Laserkennlinien erkennbar ist. Damit verbunden ist auch ein Schieben der Laserschwelle hin zu etwas größeren Werten. Die erhöhten Verluste führen

Leerer Resonator / Freilaufkonfiguration

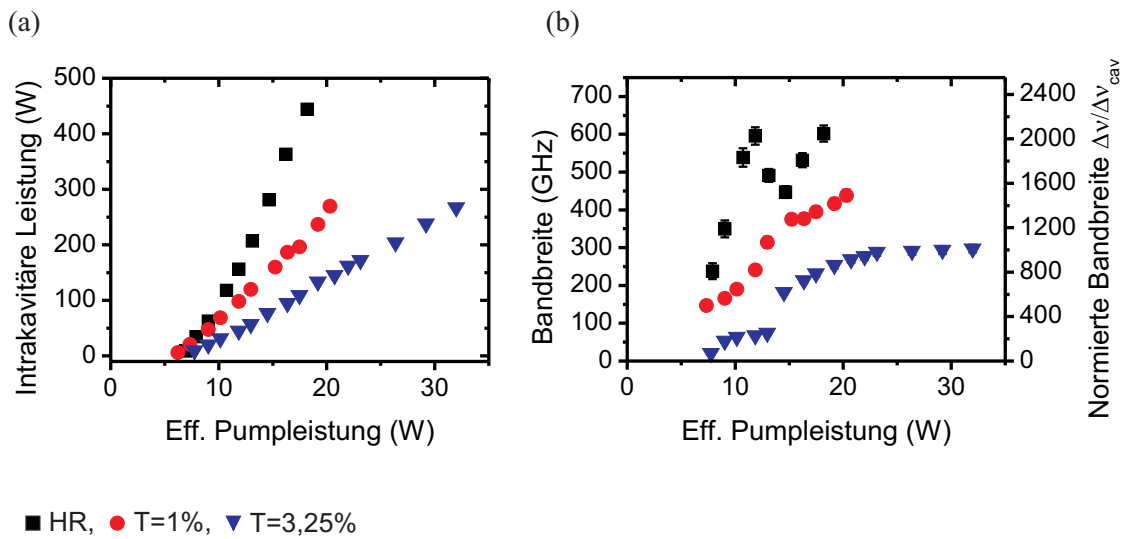


Abbildung 5.6: Messungen der Emissionsbandbreite für den V-förmigen Resonator mit einer Gesamtlänge von 51 cm. (a) und (b) zeigen die Laserkennlinie als auch die Bandbreitenmessung für den Fall eines leeren Resonators ohne Etalon (Freilaufkonfiguration). Alle dargestellten Größen werden für drei verschiedene Auskoppelspiegel untersucht.

weiterhin dazu, dass erst bei wesentlich höheren Pumpleistungen der Gewinn groß genug wird, um eine Multi-Farben Emission zu ermöglichen. Die Anzahl der Messpunkte ist für den Fall erhöhter Auskoppelverluste deshalb etwas größer. Wie zu erkennen, haben die erhöhten Verluste im Fall der Ein- bzw. Zwei-Farben-Emission nur vernachlässigbare Auswirkungen auf die Emissionsbandbreite. Diese ist durch die Filterwirkung des Etalons schon so gering, dass sich ein zusätzlicher Einfluss von Auskoppelverlusten für die hier verwendeten Spiegel nicht bemerkbar macht. Lediglich für den Zwei-Farben-Betrieb in Abbildung 5.5 (d) fällt die Bandbreite bei Pumpleistungen zwischen 20 und 30 W für den hochreflektierenden Fall etwas geringer aus als für die höheren Transmissionswerte. Dies ist mit einem bereits einsetzenden 3-Farben Betrieb zu erklären, welcher die Bandbreite pro Farbe geringfügig reduziert.

Für die Freilaufkonfiguration ohne Etalon wird allerdings ein signifikanter Einfluss auf die Bandbreite deutlich. Wie Abbildung 5.6 (b) zeigt, nimmt die Emissionsbandbreite mit steigenden Verlusten deutlich ab. Intuitiv wird dieses Verhalten sofort klar, da bei gegebener Pumpleistung höhere Verluste dazu führen, dass weniger Moden die Laserschwelle erreichen. Dieser Zusammenhang wird ebenfalls von theoretischen Untersuchungen in [48] bestätigt, bei denen sich die Emissionsbandbreite invers zu der intrakavitären Verlustrate verhält.

Prinzipiell lässt sich der beobachtete Anstieg der Emissionsbandbreite durch einen mit der Pumpleistung ansteigenden und breiter werdenden Gewinn erklären. Dieses erlaubt, dass für mehr und mehr Moden der Gewinn groß genug wird, um die Verluste zu kompensieren und die Laserschwelle zu erreichen. Das beobachtete Abflachen der Kurve bei größeren Leistungen ist eine Folge der Filterwirkung, welche durch die Kombination aus

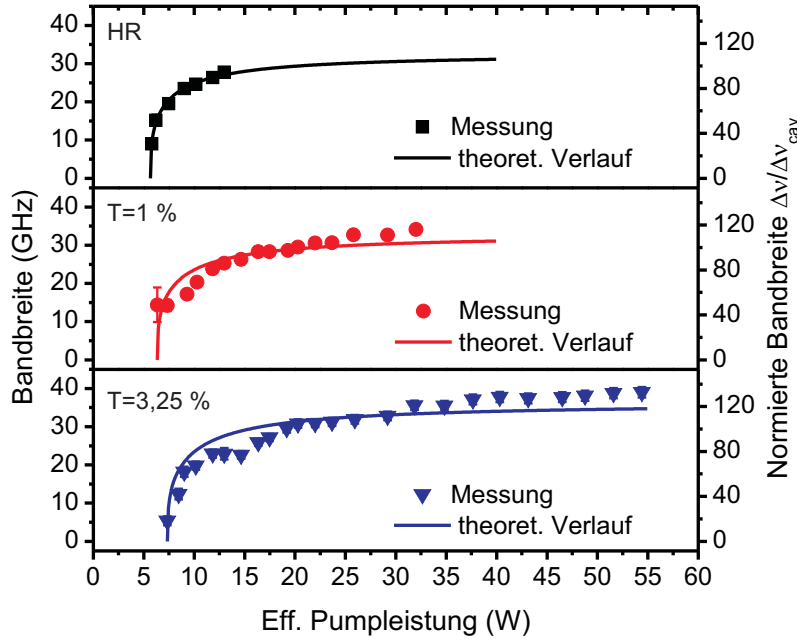


Abbildung 5.7: Emissionsbandbreite im Vergleich mit den theoretischen Verläufen nach Gl. 5.8 für den Fall des Ein-Farben-Betriebes.

Etalon und endlicher effektiver Gewinnbandbreite zu Stande kommt. Im Falle einer rein homogenen Gewinn-Sättigung würde die Emissionsbandbreite mit steigender Pumpleistung abnehmen und die Emission würde sich auf eine einzige Mode einschnüren. Ein Anschwingen mehrerer Moden wäre somit schwer möglich. Der VECSEL offenbart also ein deutlich inhomogenes Verhalten, welches eine gleichzeitige Emission auf multiplen Moden erlaubt.

Interessanterweise stimmt das beobachtete Verhalten sehr gut mit Untersuchungen zu konventionellen Festkörperlasern überein, die bis in das Jahr 1963 zurückgehen [72,90]. In diesen wurden Ratengleichungen unter Einbeziehung eines örtlich variierenden Gewinns („räumliches Lochbrennen“) aufgestellt und diese für den Fall einer Multimode-Emission gelöst. Für die Anzahl N der anschwingenden, longitudinalen Moden in Abhängigkeit der Pumpleistung wurde folgender Ausdruck hergeleitet [72]:

$$N = \left[\frac{3(w-1)}{w\Delta^2} \right]^{1/3}, \quad (5.8)$$

wobei w für die auf den Schwellwert P_{thr} normierte Pumpleistung steht, d.h. $w = P/P_{thr}$. $\Delta = FSR/\delta g$ stellt den Quotienten aus freiem Spektralbereich und Gewinnbandbreite dar. Fittet man Gleichung 5.8 an die hier gewonnenen Messdaten für den Ein-Farben-Betrieb an, erhält man die in Abbildung 5.7 durchgezogenen Linien. Als Fitparameter dient hier lediglich der Wert für die effektive Gewinnbandbreite, die stark durch das intrakavitäre Etalon geprägt wird. Wie man erkennen kann, ist im Fall des hochreflektierenden Endspiegels die Übereinstimmung zwischen Fit-Kurve und Messung sehr gut. Aus dem Fit ergibt sich eine Gewinnbandbreite von ca. 400 GHz. Für die anderen beiden

Fälle ist die Übereinstimmung zwischen theoretischem Verlauf und den Messungen ebenfalls zufriedenstellend. Die Gewinnbandbreite berechnet sich für diese zu 402 GHz und 466 GHz, bei einer Spiegeltransmission von $T = 1\%$ bzw. $T = 3,25\%$. Die Schwankungen der ermittelten Gewinnbandbreiten voneinander sind nicht allzu ausgeprägt, von daher kann davon ausgegangen werden, dass die theoretischen Kurven das Verhalten gut beschreiben können. Die Werte decken sich darüber hinaus mit der vollen Halbwertsbreite der Etalon-Filterfunktion, welche sich zu ca. 505 GHz berechnet. Weil das theoretische Modell eine lorentzförmige Gewinnkurve beinhaltet, während die Etalon-Filterfunktion keine Lorentz-Form besitzt, können die Werte allerdings nicht eins zu eins miteinander verglichen werden. Beide Ergebnisse liegen aber in derselben Größenordnung.

Alles in allem wird deutlich, dass das durch Gleichung 5.8 repräsentierte Modell geeignet ist, die Entwicklung der Emissionsbandbreite auch für einen VECSEL adäquat zu beschreiben. Dieser Umstand weist eindeutig auf Inhomogenitäten in der aktiven Region hin, welche das Emissionsverhalten maßgeblich bestimmen.

5.4 Kurzer Resonator mit 1,5 cm Länge

Die bisher untersuchte Resonatorgeometrie war so dimensioniert, dass der freie Spektralbereich mit 0,3 GHz sehr gering ausfiel und deshalb leicht viele longitudinale Moden anschwingen konnten. Dieses Teilkapitel stellt nun Untersuchungen an einem sehr kurzen Resonator vor, welcher einen signifikant größeren freien Spektralbereich von 10 GHz liefert. Abbildung 5.8 zeigt eine schematische Skizze des Aufbaus. Die Resonatorgeometrie ist linear mit einer Gesamtlänge von 1,5 cm. Als Endspiegel dient ein gekrümmter Spiegel mit einem Krümmungsradius von 250 mm und einer Reflexion von ca. 99,984 %. Dieser Spiegel wurde auch im Fall der langen Kavität eingesetzt. Das sich im Resonator ausbildende Strahlprofil wird in Abbildung 5.8 (b) gezeigt und sagt einen auf dem Chip wirksamen Modendurchmesser von ca. 280 μm voraus. Durch die kurze Resonatorlänge muss der Winkel des Pumpasers auf ca. 60° vergrößert werden, was zu einer stark elliptischen Verzerrung der Pumpmode führt. Dies führt dazu, dass ein TEM₀₀-Betrieb nicht mehr für alle Leistungseinstellungen möglich wird.

Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen die Ergebnisse der Bandbreitenmessungen inklusive Laserkennlinien für die drei Betriebsmodi Ein-Farben-Emission (Abbildung 5.9), Zwei-Farben-Emission (Abbildung 5.10 (a) und (b)) und Freilaufkonfiguration ohne Etalon (Abbildung 5.10 (c) und (d)).

Für die Ein-Farben-Emission kann man das Bandbreitendiagramm in zwei Bereiche aufteilen. Der erste Teil entspricht einer sehr geringen Emissionsbandbreite von ca. 3 GHz. Die korrespondierende normierte Bandbreite ergibt einen Wert kleiner als 1, was auf einen Single-Mode-Betrieb hindeutet. Um diese Vermutung zu bestätigen, wird die Laseremission hinter dem Endspiegel mit Hilfe eines konfokalen Fabry-Pérot-Interferometers vermessen. Dieses besitzt einen freien Spektralbereich von 500 MHz und besteht aus zwei Spiegeln mit einem Krümmungsradius von 150 mm. Die damit ermittelte Zeitspur ist in

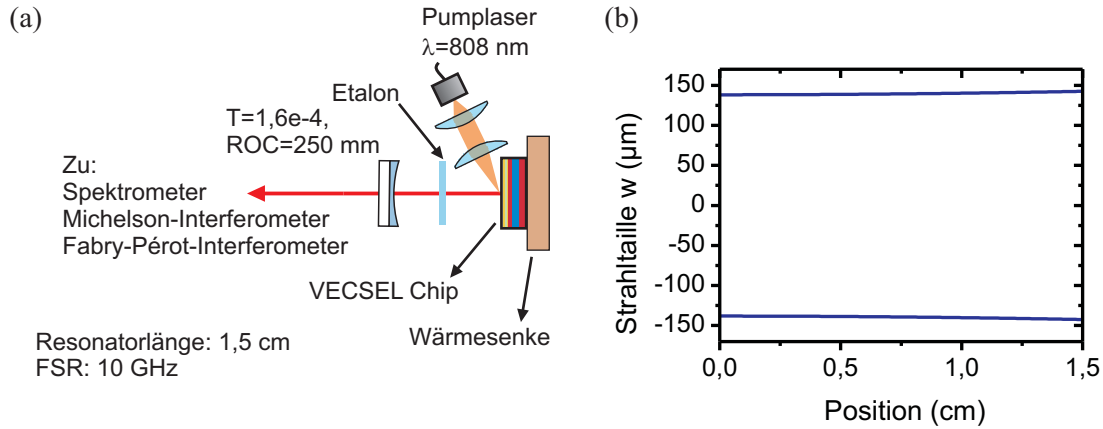


Abbildung 5.8: Kurzer Resonator mit einer Gesamtlänge von 1,5 cm. (a) zeigt eine Skizze des Aufbaus. (b) verdeutlicht das Strahlprofil in Abhängigkeit der Position innerhalb des Resonators. Die Koordinaten der wichtigsten Elemente lauten: 0 cm (VECSEL-Chip), 1,5 cm (gekrümmter Spiegel).

Abbildung 5.9 (c) dargestellt und zeigt ein ausgeprägtes Transmissionsmaximum, welches sich im Abstand des freien Spektralbereiches des Interferometers wiederholt. Weiterhin sind keine Nebenmoden zu erkennen, welche sich sonst als weitere Linien in unregelmäßigen Abständen zur ersten Linie zeigen müssten. Die Messung verdeutlicht somit klar eine Single-Mode-Emission. Das relativ geringe Signal-zu-Rausch Verhältnis ist eine Folge des hochreflektierenden Endspiegels, welcher zu einer nur geringen Ausgangsleistung führt und daher das hinter dem Interferometer transmittierte Signal sehr gering werden lässt. Ab einer Pumpleistung von ca. 6 W erfährt die Bandbreite einen abrupten Anstieg auf 17 GHz, was einer Emission auf mindestens zwei longitudinalen Moden entspricht. Auch für diesen Fall wird eine Messung mit dem Fabry-Pérot-Interferometer durchgeführt, siehe Abbildung 5.9 (d). Hier ist außer dem Grundrauschen keine Mode zu erkennen. Dieses Verhalten ist einleuchtend, da sich die Gesamtleistung nun auf mehrere longitudinale Moden aufteilt und die Leistung einer einzelnen Mode zu gering ist, um ein messbares Signal auf dem Photodetektor zu erzeugen. Insgesamt decken sich die Ergebnisse sehr gut mit denen der interferometrischen Michelson-Messungen. Dies zeigt, dass ein Michelson-Interferometer durchaus geeignet ist, um zwischen Single- und Multi-Mode-Betrieb zu unterscheiden.

Eine Zwei-Farben-Emission ist mit dieser Konfiguration nur schwer einzustellen und ist erst ab ca. 6 W Pumpleistung möglich. Unterhalb dieses Wertes wird ein völlig instabiler Zwei-Farben-Betrieb beobachtet, welcher es nicht erlaubt, aussagekräftige Interferogramme zu generieren. Auch für Pumpleistungsbereiche größer als 6 W sind die Messunsicherheiten aufgrund von starken Intensitätsfluktuationen relativ ausgeprägt, was sich an größeren Fehlerbalken erkennen lässt, siehe Abbildung 5.10 (b). Wie aus der Darstellung hervorgeht, steigt die Bandbreite pro Farbe von 3 GHz auf 20 GHz an. In diesem Bereich wird die Emission von mindestens zwei longitudinalen Moden pro Farbe bestimmt.

Ein-Farben-Betrieb

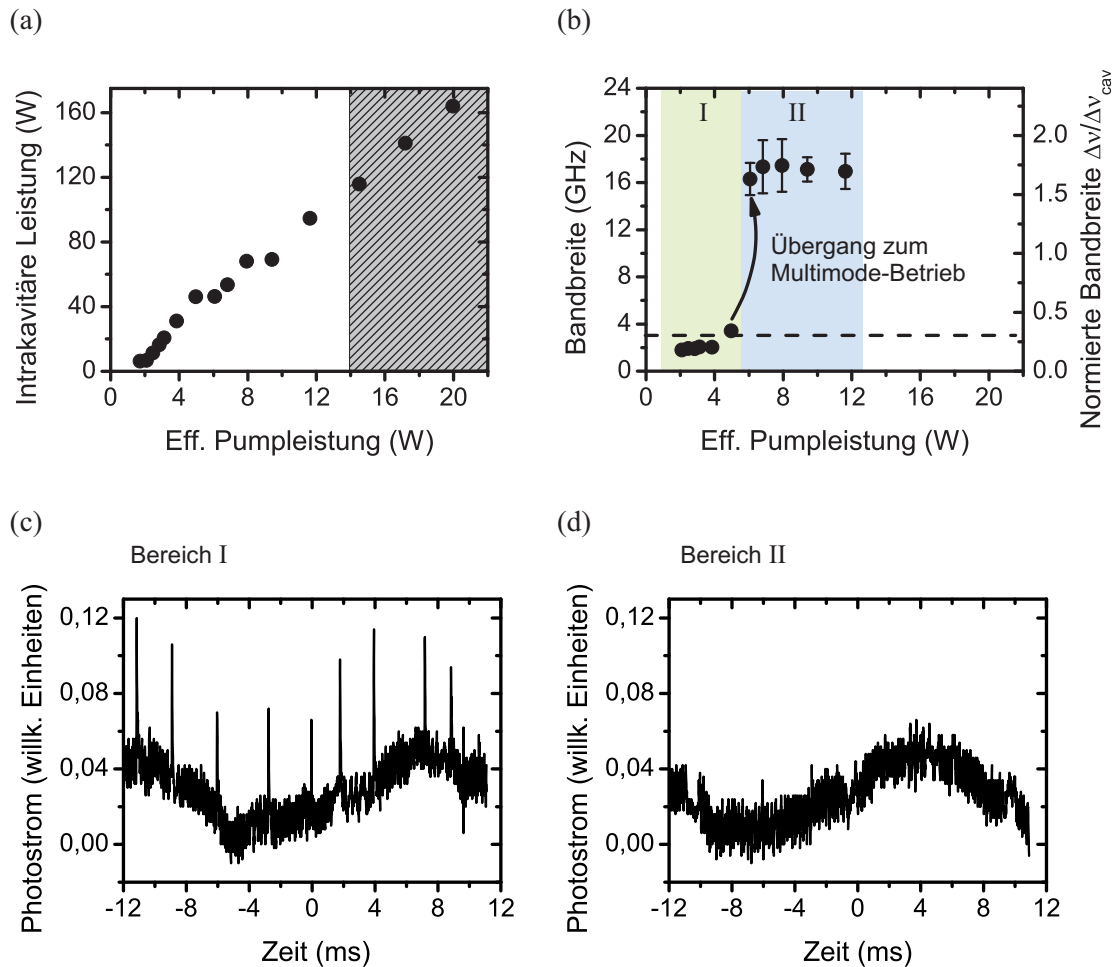
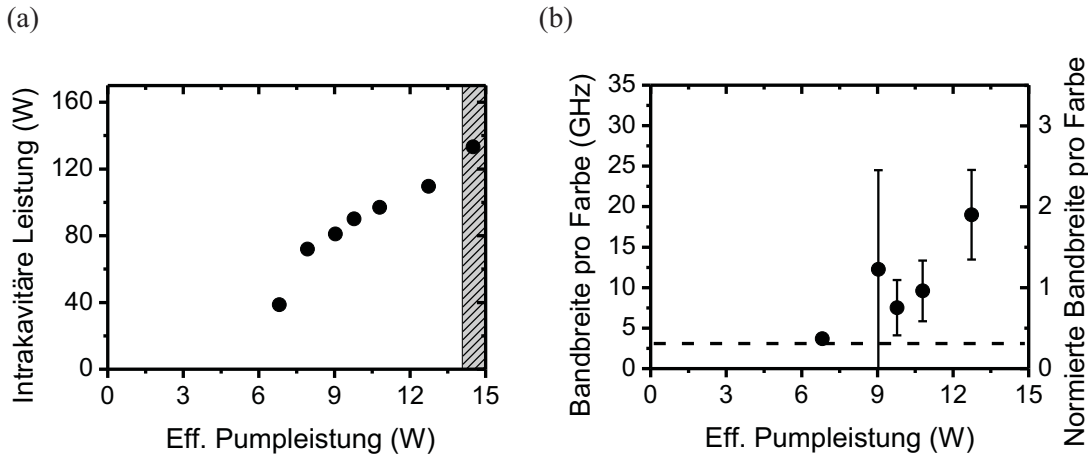


Abbildung 5.9: Messungen der Emissionsbandbreite für den kurzen Resonator mit einer Gesamtlänge von 1,5 cm. Dargestellt sind die Ergebnisse für den Ein-Farben-Betrieb. (a) zeigt die Laserkennlinie und (b) die zu den eingestellten Pumpleistungen korrespondierende Emissionsbandbreite. Die Emission lässt sich in zwei Bereiche (I und II) einteilen: Bereich I entspricht einem echten Single-Mode-Betrieb (grün hinterlegt), während Bereich II einen Multi-Mode-Betrieb mit mindestens zwei longitudinalen Moden kennzeichnet (blau hinterlegt). (c) und (d) zeigen dazugehörige Messungen an einem Fabry-Pérot-Interferometer. Im grau hinterlegten Bereich in (a) ist eine reine TEM₀₀-Emission nicht mehr möglich.

Im Gegensatz dazu, steigt die Bandbreite für die Freilaufkonfiguration bis auf 400 GHz an, was näherungsweise 40 longitudinalen Moden entspricht, siehe Abbildung 5.10 (c) und (d). Im Vergleich zum langen Resonator ist die Anzahl an longitudinalen Moden aber deutlich reduziert worden. Für alle Graphen gilt: Ab einer Pumpleistung von 15 W arbeitet der Laser nicht mehr im TEM₀₀-Betrieb. Die Bandbreite wird deshalb in diesem Bereich nicht mehr ausgewertet.

Zwei-Farben-Betrieb



Leerer Resonator / Freilaufkonfiguration

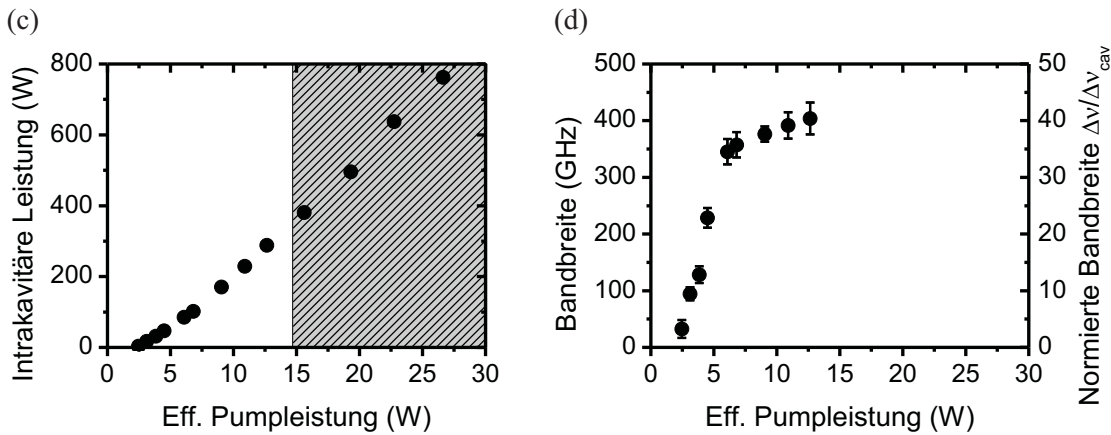


Abbildung 5.10: Messungen der Emissionsbandbreite für den kurzen Resonator mit einer Gesamtlänge von 1,5 cm. Dargestellt sind die Ergebnisse für den Zwei-Farben-Betrieb, (a) und (b), als auch für den leeren Resonator (Freilaufkonfiguration), siehe (c) und (d). In den grau hinterlegten Bereichen ist die Emission transversal höher-modig.

5.5 Zwischenfazit

In diesem Kapitel wurde die Emissionsbandbreite eines VECSELs für zwei verschiedene Resonatorgeometrien untersucht. Eine erste Erkenntnis der Messungen ist, dass ein VECSEL bei ausreichender Resonatorlänge sehr leicht eine longitudinale Multimode-Emission aufweist, welche in ihrer leistungsabhängigen Entwicklung starke Ähnlichkeiten zu konventionellen Festkörperlasern zeigt. Die Emission auf vielen longitudinalen Moden trifft ebenso auf Konfigurationen zu, in denen ein Etalon zur Frequenzfilterung verwendet wurde. Untersuchungen zur Zwei-Farben-Emission zeigten hier, dass das Etalon zur Aus-

bildung von zwei Modenpaketen führt, welche aus einer Vielzahl longitudinaler Moden zusammengesetzt sind.

Es wurde festgestellt, dass bei einem genügend langen Resonator die Emissionsbandbreite im Bereich der Laserschwelle sprunghaft ansteigt und sich mit steigender Pumpleistung kontinuierlich erhöht. Bei ausreichend großer Pumpleistung resultieren allerdings nur noch marginale Änderungen und die Bandbreite sättigt auf einem gewissen Wert. Insgesamt erklärt sich diese Beobachtung aus einem pumpleistungsabhängigen Anstieg und einer Verbreiterung des Gewinns, was dazu führt, dass mehr und mehr Moden die Verluste überwinden und anschwingen können. Das Sättigungsverhalten bei höheren Pumpleistungen ist eine Konsequenz der begrenzten effektiven Gewinnbandbreite.

Da keine aktive Stabilisierung der Resonatoren und des Pumplasers vorliegt, sind Modensprünge bzw. Fluktuationen im Ausgangsspektrum wahrscheinlich und können zu einer ersten grundsätzlichen spektralen Verbreiterung führen. Dies erklärt jedoch nicht die beobachtete Emission mit bis zu mehreren tausend beteiligten Moden im Falle eines leeren Resonators ohne Frequenzfilter. Bei einem rein homogen verbreiterten System wäre ein solches Verhalten nicht möglich. Daraus folgt, dass in einem VECSEL inhomogene Mechanismen eine Rolle spielen müssen, welche eine Multimode-Emission begünstigen. Dies zeigt auch die sehr starke Ähnlichkeit der Ergebnisse mit früheren theoretischen Berechnungen an Festkörperlasern, in denen die Emission maßgeblich durch räumliches Lochbrennen dominiert wurde. Ursache für das hier beobachtete Verhalten könnten beispielsweise Dicken- und Kompositionsschwankungen in den Quantenfilmen sein [3, 28]. In der Tat wurden bereits durch Vergleiche von theoretisch und experimentell ermittelten Gewinnspektren diverser Materialsysteme Unsicherheiten im Wachstumsprozess als Ursache für eine inhomogene Verbreiterung identifiziert [66]. Einen weiteren Grund könnte aber auch das in [36] beschriebene kinetische Lochbrennen in der Ladungsträgerverteilung darstellen. Die zitierte Publikation bezieht sich zwar auf einen Zwei-Farben-Betrieb, der zu Grunde liegende Effekt kann jedoch auch auf den Fall einer Emission mit mehr als zwei longitudinalen Moden übertragen werden. Wichtig hierbei ist einzig die durch das kinetische Lochbrennen verursachte verringerte Kopplung zwischen den Moden. Diese Reduzierung mag im Falle eines langen Resonators und damit eines kleinen intermodalen Abstandes vernachlässigbar sein, könnte aber dennoch für kurze Resonatoren ausreichen, um eine Emission auf multiplen Moden zumindest zu begünstigen. Wie groß die einzelnen Beiträge der genannten Effekte sind, kann allerdings mit den durchgeführten Experimenten nicht abgeschätzt werden. Zur Klärung dieser Frage ist es in der Zukunft notwendig, theoretische Berechnungen durchzuführen, welche Zeitskalen im Bereich einiger Millisekunden abdecken und alle genannten Prozesse involvieren. Räumliches Lochbrennen als Inhomogenität scheidet aufgrund der resonant periodischen Gewinnanordnung und der in Halbleitern relativ großen Ladungsträgerdiffusion aus [45, 91].

6 Zwei-Farben-Emission: Statistische Untersuchungen

In diesem Kapitel werden statistische Untersuchungen zur zeitlichen Dynamik der Zwei-Farben-Emission in einem VECSEL präsentiert, bei denen eine Streak-Kamera zum Einsatz kommt [92]. Die Emission auf zwei Farben wird auch hier durch ein in den Resonator eingebrachtes Etalon erreicht, welches eine Dicke von ca. $100\ \mu\text{m}$ besitzt. An dieser Stelle ist es wichtig zu erwähnen, dass die vom Etalon separierten Modenpakete ihren Gewinn aus derselben räumlichen Region auf dem VECSEL-Chip beziehen. Dies ist ein fundamentaler Gegensatz zum Zwei-Farben-Prinzip, welches Baili et. al. realisiert haben [37]. Es kann also grundsätzlich von einer relativ starken Kopplung beider Modenpakete ausgegangen werden.

Das Kapitel ist wie folgt strukturiert: Zunächst wird im ersten Teil das zu Grunde liegende Messprinzip und die statistische Methodik zur Datenauswertung erläutert. Anschließend werden in den nächsten Abschnitten die experimentellen Untersuchungen vorgestellt. Darin wird zunächst der schon im vorigen Kapitel erwähnte lange Resonator mit 51 cm Länge untersucht. Neben einer Konfiguration hoher Güte, bei der zwei hochreflektierende Endspiegel eingesetzt werden, ist ebenfalls der Einfluss von zusätzlichen intrakavitären Verlusten von Interesse. Letzteres wird in einer zweiten Messreihe untersucht, bei der die Resonatorgüte signifikant herabgesetzt wird. Schließlich findet der in Kapitel 5.4 präsentierte kurze Resonator mit einer Länge von 1,5 cm Verwendung, um die Auswirkung einer reduzierten Anzahl an longitudinalen Moden auf die Zwei-Farben-Emission zu untersuchen. Nachdem die Zwei-Farben-Emission für verschiedene Resonatorgeometrien statistisch untersucht wurde, widmet sich der vorletzte Teil des Kapitels dem Einfluss des Pumpprofils auf die Stabilität der Zwei-Farben-Emission. Anschließend wird mit den in Kapitel 5 präsentierten Bandbreitenmessungen geschlossen, dass eine stabile Zwei-Farben-Emission für die hier untersuchten Konfigurationen nur möglich ist, so lange eine ausreichende Anzahl an longitudinalen Moden zur Emission beiträgt.

6.1 Messprinzip und statistische Analyse der Messdaten

Um die Dynamik der Zwei-Farben-Emission statistisch zu untersuchen, ist es nötig, die Laseremission frequenz- und zeitaufgelöst zu erfassen. Ein Gerät, mit dem dieses auf einfache Art und Weise ermöglicht wird, ist die Streak Kamera. Eine Streak-Kamera gehört zur Gruppe der photoelektrischen Messinstrumente und ist mit Zeitauflösungen bis in den Pikosekundenbereich ein sehr nützliches Gerät, wenn es um die Untersuchung von

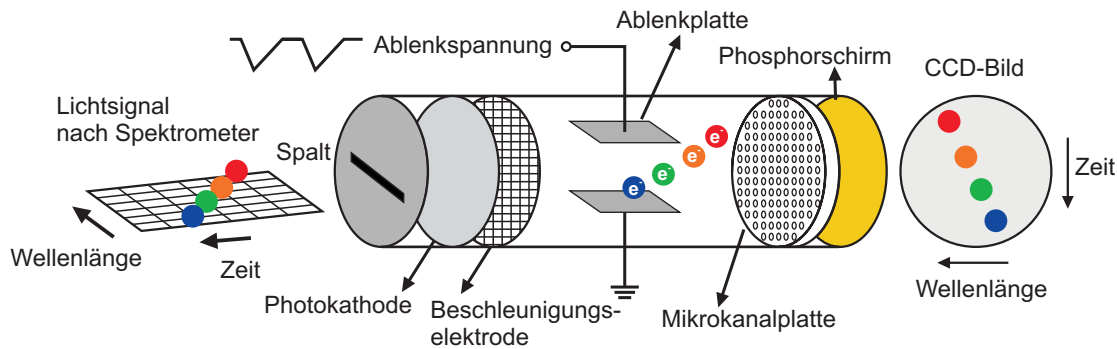


Abbildung 6.2: Prinzipskizze einer Streak-Kamera.

nen vertikal ablenkt werden. Die Stärke der Ablenkung ist durch die Ankunftszeit der Elektronen an den Ablenkplatten festgelegt. Um das Signal ausreichend zu verstärken, wird eine sogenannte Mikrokanalplatte (engl: *microchannel plate*) der Detektion vorgeschaltet. In dieser erfolgt eine Verstärkung des Signals von bis zu 10^6 [5, 93]. Am Ende der Beschleuniger-Röhre treffen die Elektronen auf einen Phosphorschirm und erzeugen dort eine Leuchtspur, welche von einer CCD-Kamera detektiert wird. Zusammen mit dem vorgeschalteten Monochromator erhält man so ein zeit- und frequenz aufgelöstes Bild der zu Grunde liegenden Laseremission. Die dabei erreichbare Zeitauflösung wird durch den zeitlichen Verlauf des Spannungssignals und die Breite des Eintrittsspalt bestimmt. Übliche Streak-Kameras können Zeitauflösungen bis in den unteren Pikosekunden-Bereich erreichen [6]. Das hier verwendete Modell der Firma *Hamamatsu* (Modell: M5675(S-1)) besitzt eine im Nahinfrarotbereich maximierte Sensitivität mit einem Arbeitsbereich von ca. 300 nm bis 1300 nm und eine maximale Zeitauflösung von 1,5 ps. Die Kamera wird mit einer Triggerrate von 1 kHz betrieben.

Für die hier durchgeführten Experimente ist es wichtig, dass die aufgenommenen Bilder Echtzeitdarstellungen der Laseremission repräsentieren. Eine für z.B. Photolumineszenz-Untersuchungen durchgeführte Integration über mehrere Bilder ist daher nicht zielführend. Aus diesem Grund wird die Kamera für die Experimente im sogenannten „Single Sweep Mode“ betrieben, bei der das Lichtsignal ohne Mittelungsprozesse für einen eingestellten Zeitbereich aufgenommen wird. Um eine Überbeleuchtung der Kamera zu verhindern, kommen mehrere Neutraldichtefilter vor dem Spektrometer zum Einsatz, welche die Lichtintensität erheblich reduzieren. Um dennoch ein deutliches Signal auf dem Phosphorschirm zu erhalten, wird der Verstärkungsfaktor, den die Mikrokanalplatten bereitstellen, entsprechend erhöht. Weiterhin wird das eingestellte Zeitfenster eines Bildes so gewählt, dass die Zeitauflösung deutlich unter der Photonenlebensdauer des Lasers liegt. Durch eine Kleinsignalanalyse der Laserratengleichungen kann gezeigt werden, dass ein Laser-Resonator wie ein Tiefpass wirkt, dessen Bandbreite maßgeblich von der Photonenlebensdauer bestimmt wird [3]. In erster Näherung kann deshalb davon ausgegangen werden, dass bei einer Zeitauflösung, welche deutlich unterhalb der Photonenlebensdauer

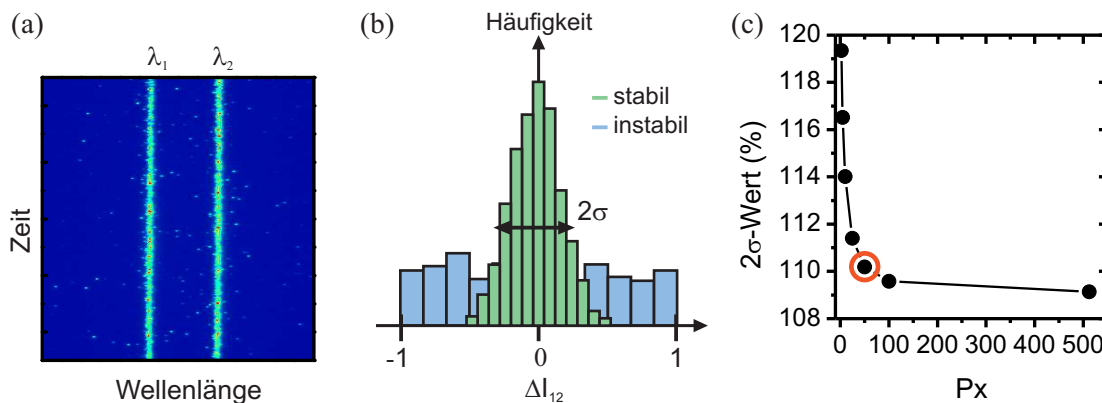


Abbildung 6.3: (a) Streak-Kamera Bild für einen VECSEL im Zwei-Farben-Betrieb. (b) Exemplarische Histogramme der ΔI_{12} -Verteilungen für einen stabilen und instabilen Zwei-Farben-Betrieb. Die Breite der Verteilungen wird durch den 2σ -Wert beschrieben und stellt das Intervall dar, in das 95,5 % der Werte fallen. (c) Ermittelter 2σ -Wert für eine Pumpleistung von 2,8 W in Abhängigkeit der Anzahl P_x an zu mittelnden Pixeln. Die für die Datenauswertung ausgewählte Anzahl von 50 Pixeln ist mit einem roten Kreis gekennzeichnet.

er liegt, alle relevanten Intensitätsfluktuationen von der Streak Kamera erfasst werden. Zum Anderen sei erwähnt, dass eine beliebige Reduktion des Zeitfensters eine signifikante Erhöhung der einfallenden Lichtintensität erfordert, um ein deutliches Signal zu messen. In einem solchen Fall geht man das Risiko ein, den Phosphorschirm irreparabel zu beschädigen. Aus diesem Grund sind Zeitfenster kleiner als $5 \mu\text{s}$ nicht praktikabel und die maximale Zeitauflösung ist auf ca. 10 ns begrenzt. Abbildung 6.3 (a) zeigt ein exemplarisch aufgenommenes Streak-Kamera Bild mit einem Zeitfenster von $10 \mu\text{s}$.

Mit der entsprechend konfigurierten Aparatur wird die Zwei-Farben-Emission des zu betrachtenden VECSELS pumpleistungsabhängig untersucht. Hier sei erwähnt, dass für jede Einstellung die Ausgangsleistung maximiert und das Etalon so justiert wird, dass sich im Mittel zwei Farben mit der gleichen Intensität ausbilden. Für jeden eingestellten Leistungsbereich, beginnend bei der Laserschwelle bis hin zum Beginn des thermischen Überrollens, werden 1000 Bilder aufgenommen und abgespeichert. Vor jeder Aufnahmeserie wird der Zwei-Farben-Betrieb des Lasers mit Hilfe des im Resonator platzierten Etalons eingestellt und mit einem Spektrometer überwacht. Zur Auswertung werden zunächst die simultan aufgenommenen Intensitäten beider Farben im Bereich einer vollen Halbwertsbreite (ca. 0,234 nm) gemittelt und anschließend miteinander in Beziehung gesetzt. Dabei werden als Bewertungskriterium für einen stabilen Zwei-Farben-Betrieb die relativen Intensitätsschwankungen ΔI_{12} betrachtet, welche sich nach folgender Formel berechnen:

$$\Delta I_{12} = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad (6.1)$$

Hierbei bezeichnen I_1 und I_2 die Intensitäten von Farbe 1 bzw. Farbe 2. Erzeugt man nun ein Histogramm dieser über die gesamte Zeitspur generierten ΔI_{12} -Verteilung, erhält man eine Verteilung, wie sie in Abbildung 6.3 (b) für zwei Fälle skizziert ist. Für ausgeprägte relative Schwankungen ist die Verteilung breit, welches besagt, dass jede beliebige relative Differenz beider Intensitäten mit mehr oder weniger gleicher Wahrscheinlichkeit vorkommt. Für kleine relative Schwankungen hingegen bildet sich ein um Null liegendes Maximum heraus. Die Breite der Verteilung ist nun sehr viel geringer, welches impliziert, dass in einer Vielzahl der Fälle beide Farben mit derselben Intensität emittiert werden. Als maßgebliches Bewertungskriterium für einen stabilen Betrieb wird nun der zweifache Wert der Standardabweichung, 2σ , dieser Intensitätsverteilung herangezogen. In diesen fallen per Definition 95,5% aller Werte.

Es sei erwähnt, dass für die Auswertung der Bilder entlang der Zeitachse die Zeilen eines jeden Bildes über mehrere Bildpunkte gemittelt werden. Die effektive Zeitauflösung sinkt dann entsprechend. Erfolgt eine Mittelung beispielsweise über 50 Pixel, so erhält ein $512 \cdot 512$ Pixel großes Bild auf diese Art und Weise 10 auszuwertende Zeilen/Zeitpunkte. Die Mittelung ist nötig, um das starke inhärente Rauschen des Detektors etwas zu reduzieren. Dieses ist aufgrund der eingestellten Signalverstärkung relativ ausgeprägt und beeinflusst erheblich die aus den Bildern ermittelten Größen. Eine anschauliche Darstellung dazu liefert Abbildung 6.3 (c). Hier wird an einer Beispielmessung der 2σ -Wert in Abhängigkeit der Pixelanzahl gezeigt über die für die Auswertung gemittelt wird. Für die Darstellung wurden 200 Streak-Bilder herangezogen. Wie aus der Grafik ersichtlich ist, wird die Änderung des 2σ -Wertes mit einer steigenden Anzahl an Pixeln immer geringer. Um den Einfluss des Rauschens klein zu halten, muss demnach eine Mittelung über eine große Anzahl an Pixeln erfolgen. Allerdings steht dem eine sinkende effektive Zeitauflösung entgegen, die eine Mittelung über mehr und mehr Pixel zwangsläufig zur Folge hat. Als Kompromiss zwischen ausreichender Rauschreduktion und akzeptabler Zeitauflösung wird aus dem Verlauf ein Wert von 50 Pixeln abgelesen. Das Gesamtzeitfenster muss nun so gewählt werden, dass die durch den Mittelungsprozess resultierende effektive Zeitauflösung in akzeptablen Bereichen liegt.

6.2 Langer Resonator mit 51 cm Länge

6.2.1 Resonator mit hoher Güte

In diesem Abschnitt werden zunächst Messungen an einem langen Resonator hoher Güte präsentiert. Abbildung 6.4 zeigt eine Prinzipskizze des Aufbaus. Die verwendete Resonatorgeometrie ist dieselbe, wie sie schon in Kapitel 5.3 Verwendung fand. Als VECSEL-Chip dient in diesem Fall die mit Chip Nr. 2 bezeichnete Struktur (siehe Tabelle 4.1). Als Etalon dient auch hier das zuvor genutzte Quarzglasplättchen mit einer Dicke von etwa $100 \mu\text{m}$, welches den spektralen Abstand beider Farben auf ca. $3,4 \text{ nm}$ festlegt. Der Resonator besitzt durch die verwendeten hochreflektierenden Endspiegel eine sehr hohe Güte

mit vernachlässigbaren intrakavitären Verlusten. Hierdurch wird die intrakavitäre Leistung und damit die Licht-Materie-Wechselwirkung innerhalb der aktiven Zone maximiert. Weiterhin führen die nur geringen Verluste zu einer relativ großen Photonenlebensdauer von ca. $20 \mu\text{s}$. Die in Abbildung 6.5 (a) und (c) gezeigten exemplarischen Streak-Kamera Bilder, welche mit einem Zeitfenster von $200 \mu\text{s}$ aufgenommen wurden, stehen stellvertretend für die Laseremission bei niedriger bzw. hoher intrakavitärer Leistung. Spektren verdeutlichen die im Zeitmittel gleich stark auftretenden Intensitäten. Im Fall der niedrigen Leistung (6 W) ist eine hochgradig instabile Emission zu erkennen, bei der beide Intensitäten ein stark gegenphasiges Verhalten zeigen und jeweils eine Farbe über die andere dominiert, siehe Abbildung 6.5 (b). In diesem Fall ist eine gleichzeitige Emission mit maximaler Intensität auf beiden Farben nicht möglich. Aus dem Bild kann der Übergang zwischen den Intensitäten grob auf eine Zeitskala von mehreren hundert Mikrosekunden geschätzt werden. Bei einer deutlich höheren Leistung von ca. 390 W hat sich das Verhalten entscheidend geändert und es sind keine ausgeprägten relativen Fluktuationen mehr erkennbar. Beide Farben werden nun mit annähernd konstanter Intensität emittiert.

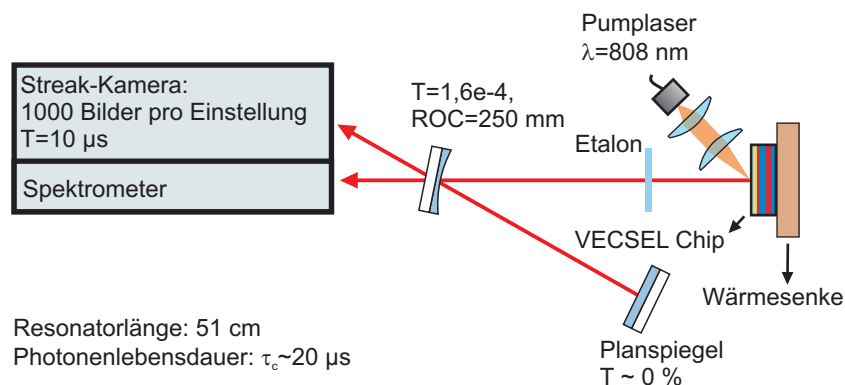


Abbildung 6.4: Skizze für die Untersuchung des Zwei-Farben-Betriebes mittels Streak-Kamera für den V-Resonator mit einer Gesamtlänge von 51 cm.

Für eine statistische Analyse werden nun Messungen nach dem im vorhergehenden Unterkapitel beschriebenen Messverfahren durchgeführt. Dabei wird ein Zeitfenster von $10 \mu\text{s}$ gewählt, welches eine maximale zeitliche Auflösung von 20 ns ermöglicht. Dieser Wert liegt weit unterhalb der errechneten Photonenlebensdauer. Durch die nötigen Mittelungsprozesse über je 50 Pixel, liegt die für die Datenanalyse relevante Zeitaufösung allerdings bei rund $1 \mu\text{s}$. Da dieser Wert immer noch wesentlich kleiner als die Photonenlebensdauer ist, kann die Wahl des Gesamtzeitfensters beibehalten werden.

Abbildung 6.6 zeigt zunächst exemplarische ΔI_{12} -Verteilungen für niedrige (6 W), mittlere (115 W) und hohe (390 W) intrakavitäre Leistungen. Im Fall niedriger Leistung ist die ΔI_{12} -Verteilung sehr breit, was große relative Intensitätsschwankungen und damit einen instabilen Zwei-Farben-Betrieb erkennbar macht. In diesem Fall zeigt die in Abbildung 6.5 (b) dargestellte Zeitspur, dass eine große Intensität bei der ersten Farbe mit einer kleinen Intensität der zweiten Farbe einhergeht. Im Gegensatz dazu, schnürt sich die ΔI_{12} -Verteilung für weiter ansteigende Leistungen ein und ein erkennbares Maximum um Null bildet sich heraus. Bei mittleren Leistungen haben sich die relativen Intensitätsschwankun-

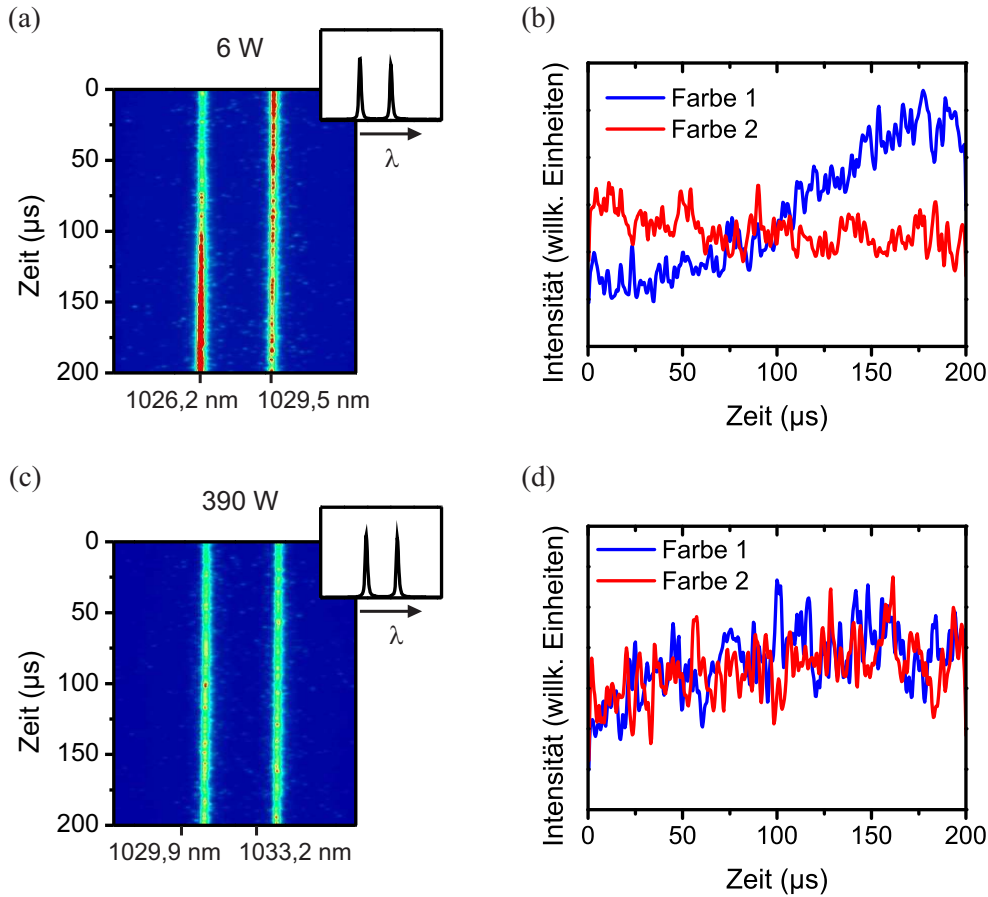


Abbildung 6.5: Exemplarische Streak-Kamera Bilder für den Fall niedriger (a) und hoher intrakavitärer Leistungen (c) (blau: niedrige Intensitäten, rot: hohe Intensitäten). Die eingefügten zusätzlichen Darstellungen illustrieren die spektrale Verteilung beider Farben im Zeitmittel. Zeitverläufe beider Farben sind in (b) und (d) gezeigt.

gen schon um einen Großteil reduziert, siehe Abbildung 6.6 (b). Für hohe intrakavitäre Leistungen ist die Breite der ΔI_{12} -Verteilung nochmals etwas geringer geworden.

Um die Laseremission quantitativ in Abhängigkeit der Pumpleistung zu bewerten, wird der zu jeder ΔI_{12} -Verteilung korrespondierende 2σ -Wert berechnet. Das Ergebnis ist zusammen mit der Laserkurve in Abbildung 6.7 zu sehen. Alle Größen sind als Funktion der effektiven Pumpleistung aufgetragen. Die Fehlerbalken basieren auf der Wahl des zeitlichen Integrationsbereiches und somit auf dem verbleibenden Anteil des Detektorrauschens. Kurz über der Laserschwelle sind die relativen Intensitätsschwankungen extrem groß, was sich mit einem 2σ -Wert von über 100% bemerkbar macht. Mit nur wenig weiter ansteigender Leistung werden die relativen Intensitätsschwankungen abrupt kleiner. Der 2σ -Wert fällt auf Werte von ca. 25% bzw. leicht darunter und bleibt dort relativ unverändert. Die in diesem Bereich wirksame Zwei-Farben-Emission wird als stabil interpretiert und im Diagramm blau hinterlegt. Die Breite der stabilen Zone liegt zwischen Pumpleistungen von 8 W und 45 W, was intrakavitären Leistungswerten von ca. 115 W

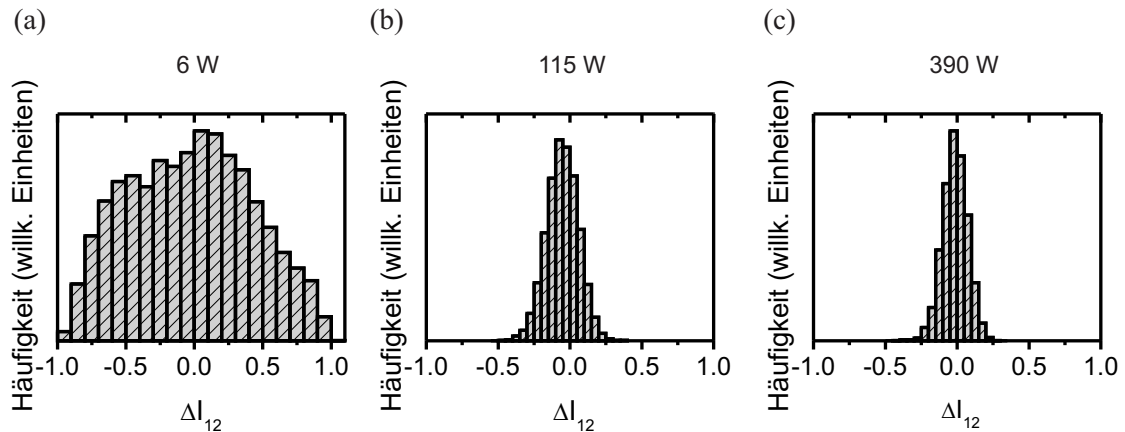


Abbildung 6.6: Verteilungen der relativen Intensitätsschwankungen für (a) niedrige, (b) mittlere und (c) hohe intrakavitäre Leistungen.

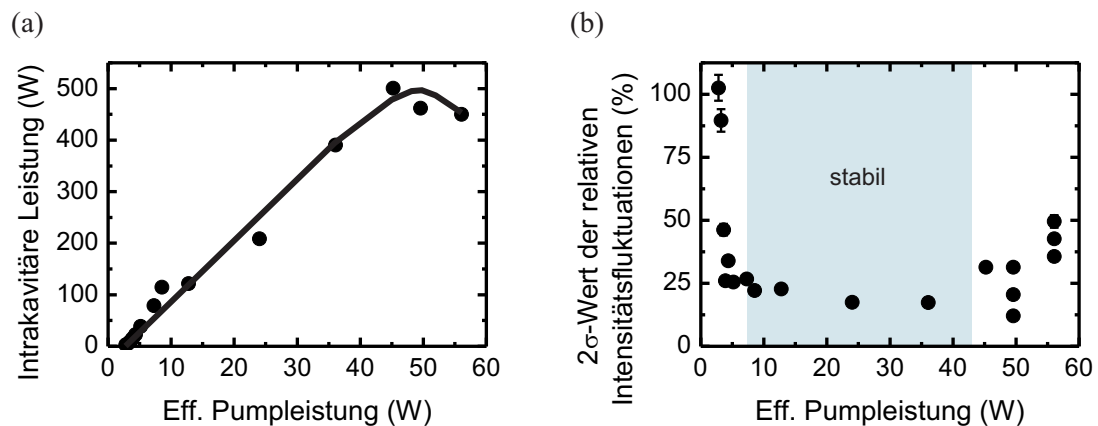


Abbildung 6.7: Laserkennlinie (a) und korrespondierende 2σ -Werte der zu Grunde liegenden Verteilungen von relativen Intensitätsschwankungen. Die durchgezogene Linie in (a) dient als Führungslinie und hat sonst keine weitere Bedeutung.

und 500 W entspricht. Lediglich im Bereich des thermischen Überrollens zeigt der Laser eine Rückkehr zu einem instabilen Betrieb. In dieser Region findet zudem eine nicht unterdrückbare Emission auf drei Farben statt, welches durch zusätzliche Punkte in den Diagrammen gekennzeichnet ist.

6.2.2 Einfluss von zusätzlichen intrakavitären Verlusten

Die bisher untersuchte Konfiguration besaß durch ausschließlich hochreflektierende Spiegel eine hohe Resonatorgüte, welches maximale intrakavitäre Leistungen ermöglichte. Ein Resonatoraufbau für eine VECSEL-basierende Differenzfrequenzerzeugung erfordert jedoch im Allgemeinen zusätzliche Elemente im Resonator, darunter einen nichtlinearen Kristall und je nach Erfordernis Elemente zum Einstellen der Polarisation. Dieses führt

unweigerlich zu einer Erhöhung der intrakavitären Verluste und damit zu einer Reduktion der Licht-Materie-Wechselwirkung. Die Untersuchung des Einflusses solcher potentiellen Verlustmechanismen auf die Zwei-Farben-Emission ist daher vor allem im Hinblick auf eine intrakavitäre DFG von Bedeutung.

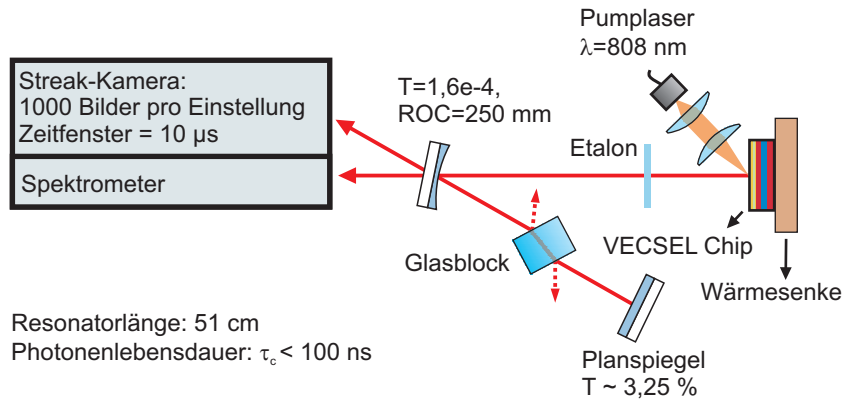


Abbildung 6.8: Aufbau zur Untersuchung zusätzlicher intrakavitärer Verluste auf die Stabilität der Zwei-Farben-Emission.

Es kann angenommen werden, dass eine Destabilisierung der Zwei-Farben-Emission umso höher ausfallen wird, je größer die Verluste werden. Es ist daher interessant, im folgenden Experiment die Verluste so stark wie möglich zu erhöhen, bis eine Laseremission fast nicht mehr möglich ist. Abbildung 6.8 zeigt eine Skizze des Aufbaus. Der vorher hochreflektierende Endspiegel wird durch einen Planspiegel mit einer Transmission von 3,25 % ersetzt. Um die Verluste über diesen Wert hinaus zu erhöhen, wird ein Glasblock aus SF57-Glas unter dem Brewsterwinkel in den Resonator eingefügt. Das Glasstück ist auf einem kleinen mechanischen Drehtisch befestigt, welcher eine leichte Drehung um wenige Grad ermöglicht. Durch leichte Drehung aus dem Brewsterwinkel hinaus lassen sich nun die an der Grenzfläche Luft-Glas auftretenden Reflexionsverluste in einem weiten Bereich einstellen. Hier ist zu beachten, dass eine Drehung des Glases aus dem Brewster-Winkel heraus zu einem zusätzlichen Fabry-Pérot-Effekt führt, welcher mit den durch das Etalon verursachten Resonanzen wechselwirkt und so den Zwei-Farben-Betrieb negativ beeinflussen könnte. Um den Fabry-Pérot-Effekt des Glases so gering wie möglich zu halten, wird ein Glasstück mit einer relativ großen Dicke von 1 cm verwendet, so dass der spektrale Abstand zwischen den Fabry-Pérot Resonanzen des Glases mit $2,6 \cdot 10^{-5}$ nm extrem klein ausfällt. Darüber hinaus führt der durch die Schrägstellung des Glases verursachte Strahlversatz im Glasinneren zu einer weiteren Minimierung der Interferenzeffekte. Nach dem Einsetzen des Glases bleiben alle übrigen Elemente des Resonators unverändert. Als Chip dient hier wieder die Struktur Nr. 2 (siehe Tabelle 4.1). Für die Untersuchungen werden die Gesamtverluste auf Werte von ca. 8,7% und 10% eingestellt. Letzterer Wert ist das Maximum, bei dem eine Laseraktivität gerade noch so möglich wird.

Durch die zusätzlichen Verluste sinkt die Photonenlebensdauer auf Werte von ca. 100 ns und darunter. Dies bedeutet, dass bei Beibehaltung desselben Mittelungsprozesses über 50 Pixel in vertikaler Richtung das Zeitfenster für ein Streak-Kamera Bild mindestens 1 μ s lang sein muss. Dieses würde sicherstellen, dass die Zeitauflösung wenigstens näherungs-

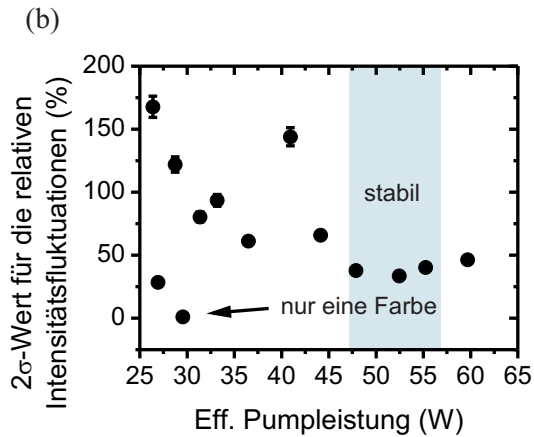
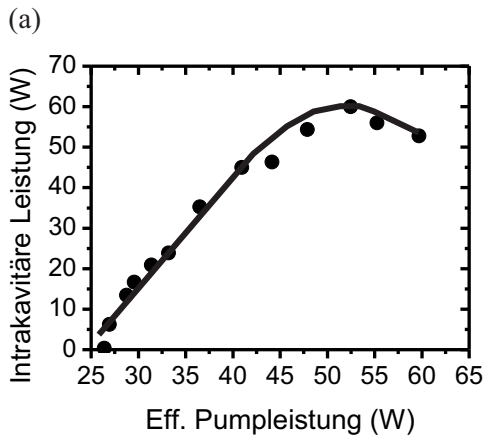
weise gleich oder sogar unterhalb der Photonenlebensdauer liegt. Für solch ein kurzes Zeitfenster müsste die Lichtintensität stark erhöht werden, was eine Beschädigung des Phosphorschirms zur Folge haben könnte. Aus diesem Grund wird wie in der vorherigen Messung ein Zeitfenster von $10\ \mu\text{s}$ beibehalten, auch wenn damit riskiert wird, nicht alle schnellen Intensitätsveränderungen detektieren zu können. Die Beobachtungen zeigen jedoch, dass signifikante Intensitätsschwankungen auch in diesem Fall auf einer Zeitskala von einigen hundert Mikrosekunden ablaufen. Dieses Erkenntnis lässt ein Zeitfenster von $10\ \mu\text{s}$ daher immer noch angemessen erscheinen.

Abbildung 6.9 zeigt die zu den Einstellungen korrespondierenden Laserkennlinien, so wie die aus den Streak-Kamera-Daten berechneten 2σ -Werte. Während für den Resonator mit hoher Güte die Laserschwelle zur Zwei-Farben-Emission¹ mit $2,8\ \text{W}$ sehr gering war, steigt diese für die erste Einstellung fast um das neunfache auf Werte von $26,5\ \text{W}$ (Verluste= $8,7\%$) bzw. auf knapp unter $34\ \text{W}$ (Verluste= 10%) an. Die sehr hohen Verluste führen zu einer starken Reduzierung der intrakavitären Leistung, welche nun rund eine Größenordnung geringer ist, als im Fall einer hohen Resonatorgüte. Interessanterweise wird immer noch eine stabile Zwei-Farben-Emission beobachtet, zumindest für die erste Einstellung mit Gesamtverlusten von $8,7\%$. Obwohl die Breite der Stabilitäts-Region geringer ausfällt, ist dennoch ein einigermaßen stabiler Betrieb zu erkennen. Allerdings sind die Intensitätsschwankungen mit ca. 33% deutlich größer als im verlustlosen Fall. Des Weiteren schiebt der Beginn der Stabilitätsregion zu größeren Pumpleistungen. Während im Fall vernachlässigbarer Verluste die Emission bereits bei einer Pumpleistung von ca. $10\ \text{W}$ stabil wird (siehe Abbildung 6.7), ist hier ein stabiler Zwei-Farben-Betrieb erst ab einer Pumpleistung von $47\ \text{W}$ möglich. Lediglich für die zweite Einstellung (Verluste= 10%) wird ein kompletter Zusammenbruch der Stabilität beobachtet. Bei einigen Einstellungen findet eine Emission ausschließlich auf einer Farbe statt, was durch einen Pfeil in den Diagrammen kenntlich gemacht ist.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass die Zwei-Farben-Emission eine relativ große Unempfindlichkeit hinsichtlich steigender intrakavitärer Verluste besitzt. Die hier verwendeten Verlusteinstellungen liegen weit über dem, was reale DFG-Aufbauten an zusätzlichen Verlusten liefern und stellen somit ein sogenanntes „*worst case scenario*“ dar. Aus diesem Grund kann davon ausgegangen werden, dass ein stabiler Zwei-Farben-Betrieb in einem DFG-Aufbau problemlos möglich sein sollte, wie Untersuchungen zur VECSEL-basierten THz-Quelle in Kapitel 9 zeigen werden.

¹Hiermit ist die geringst mögliche Pumpleistung gemeint, bei der eine Zwei-Farben-Emission möglich ist. Diese stimmt für die erste Einstellung mit der echten Laserschwelle überein, für den zweiten Fall dagegen liegt die Laserschwelle etwas niedriger.

Verluste: 8,7 %



Verluste: 10 %

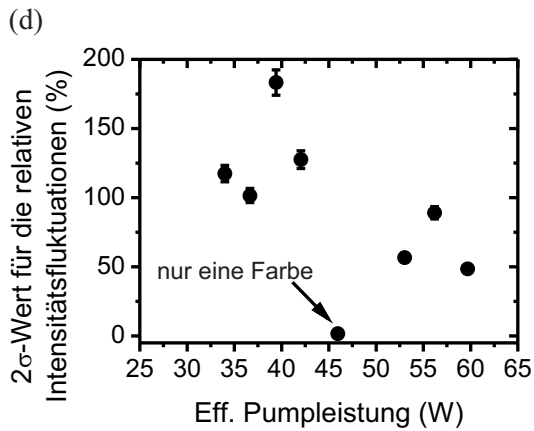
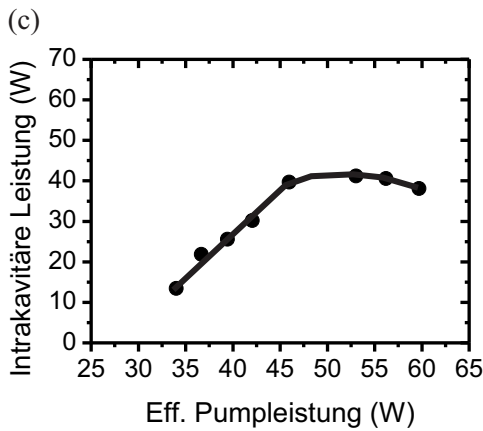


Abbildung 6.9: Laserkennlinien und 2σ-Diagramme für Verlusteinstellungen von 8,7% (a) und (b) und 10%, (c) und (d).

6.2.3 Vergleichende Messungen an alternativer Chipstruktur

Um eine Vergleichbarkeit mit den interferometrischen Messungen zu gewährleisten, wird die statistische Untersuchung der Zwei-Farben-Dynamik nochmals mit Chipstruktur 1 (siehe Tabelle 4.1) wiederholt. Dies dient auch dazu, um eine eventuelle Abhängigkeit der Zwei-Farben-Emission von der zu Grunde liegenden Halbleiterstruktur auszuschließen. Abbildung 6.10 (a) und (b) zeigen die Verteilung der relativen Intensitätsdifferenzen bei kleinen und hohen intrakavitären Leistungen. Die Ergebnisse reproduzieren die schon mit dem anderen Chip gesammelten Erkenntnisse. Bei kleinen Leistungen wird eine starke Anti-Phasen-Dynamik beobachtet, welche mit großen relativen Intensitätsschwankungen einhergeht. Bei großen Leistungen stabilisiert sich die Emission und die relativen Fluktuationen werden geringer. Abbildungen 6.10 (c) und (d) zeigen die zur Messung gehörende Laserkurve und die aus den Messdaten extrahierten 2σ-Werte. Die Messungen werden bis kurz vor den Beginn des thermischen Überrollens durchgeführt, jedoch nicht darüber

hinaus. Letzteres verhindert eine mögliche Beschädigung des Chips durch zu hohe Leistungen. Die erreichbaren intrakavitären Leistungen von maximal 1,75 kW sind fast mehr als dreimal größer als beim anderen Chip und lassen auf eine sehr gute Chipqualität und eine damit verbundene große Effizienz schließen. Der Verlauf des 2σ -Wertes ist den aus dem vorhergehenden Abschnitt bekannten Ergebnissen sehr ähnlich. Bei kleinen Leistungen nimmt dieser Werte von ca. 100 % an, wird aber mit nur wenig weiter ansteigender Pumpleistung rapide kleiner und bleibt schließlich auf einem Wert von ca. 15 % stabil. Dieser Wert ist etwas kleiner, als im Fall des zweiten VECSEL-Chips und gibt eine im Vergleich etwas stabilere Zwei-Farben-Emission an. Der Übergangsbereich, in dem die Zwei-Farben-Emission in den stabilen Bereich übergeht und der 2σ -Wert signifikante Änderungen erfährt, liegt bei Pumpleistungswerten zwischen 5 W und 10 W.

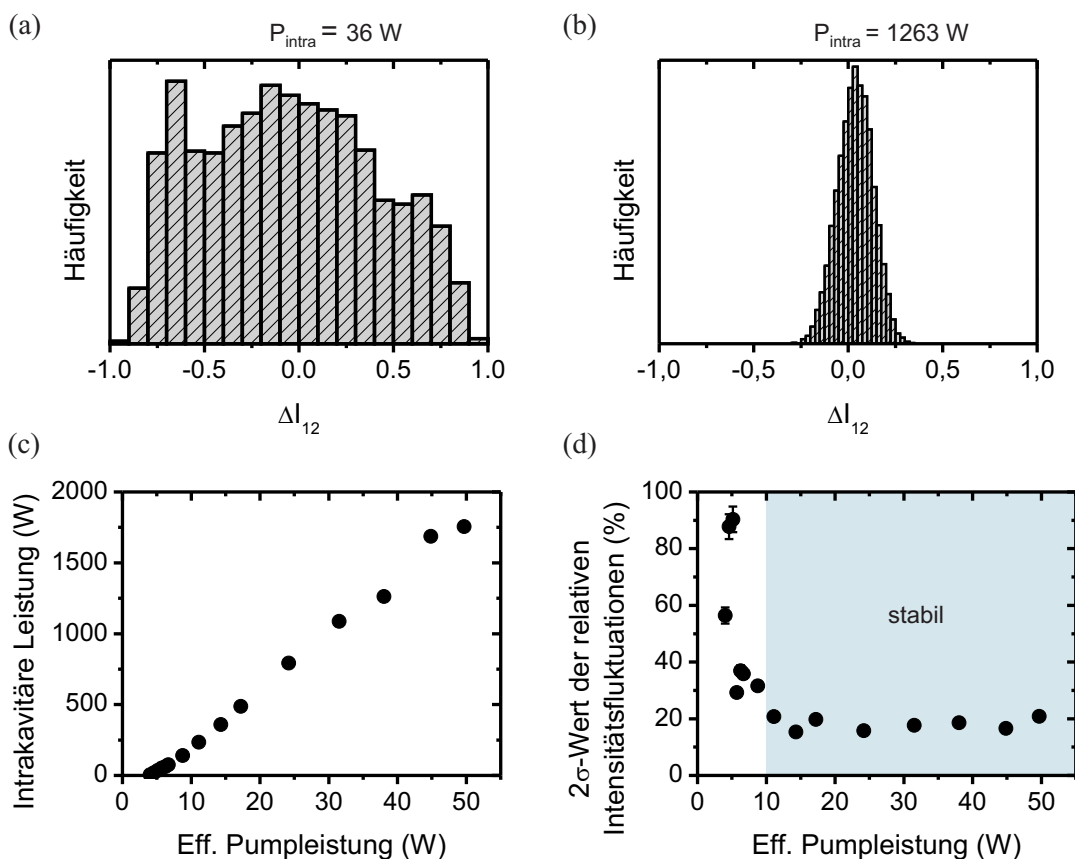


Abbildung 6.10: Statistische Untersuchungen zur Dynamik der Zwei-Farben-Emission an Chipstruktur Nr. 1. (a) und (b) zeigen exemplarische Histogramme der relativen Intensitätsschwankungen für niedrige und große intrakavitäre Leistungen. Die Laserkennlinie und der 2σ -Wert in Abhängigkeit der Pumpleistung werden in (c) und (d) dargestellt.

6.2.4 Abhängigkeit vom gewählten Pump-Profil

Für die bisherigen Untersuchungen wurde stets der räumliche Überlapp zwischen Pump- und Lasermode auf dem Chip optimiert, um eine Emission im TEM₀₀-Betrieb zu ermöglichen und die intrakavitäre Leistung zu maximieren. Dies sind sicherlich die besten Bedingungen für eine effiziente intrakavitäre Differenzfrequenzerzeugung und sollten daher möglichst immer realisiert werden. Dennoch soll an dieser Stelle die Frage geklärt werden, wie sich ein Abweichen von diesen optimalen Einstellungen auf die Stabilität der Zwei-Farben-Emission auswirkt.

Für die folgende Untersuchung wird die Laserkonfiguration mit dem 51 cm langen Resonator eingesetzt. Hier finden nun allerdings vier verschiedene Pumpgeometrien Verwendung, welche mit unterschiedlichen Linsenpaaren realisiert werden. Diese führen folglich zu vier Pumpmoden unterschiedlicher Größe und damit zu einem auf dem Chip variierenden Überlapp zwischen Laser- und Pumpmode. Tabelle 6.1 zeigt eine Übersicht über die verwendeten Einstellungen und die dazugehörigen Dimensionen der Pumpmode. Diese wurden experimentell ermittelt, indem der Pumplaser bei geringst möglicher Leistung auf eine CCD-Kamera fokussiert wurde. Um die Kamera nicht zu beschädigen und eine Sättigung zu verhindern, wurde eine Vielzahl von Neutralsichtfiltern vor dem CCD-Chip verwendet. Experimentell wird im Aufbau der Abstand der Fokussierlinse zum VECSEL-Chip so eingestellt, dass die Ausgangsleistung maximiert wird. Diese Einstellung wird nicht notwendigerweise im Pump-Fokus erreicht. Untersuchungen in [64] zeigen, dass die maximale Ausgangsleistung eine starke Abhängigkeit von der Pumpmodegeometrie besitzt und für einen Pumpstrahl mit Super-Gauss-Profil erreicht wird. Weiterhin wird die Lasermode aufgrund des schrägen Einfalls auf den gekrümmten Spiegel (ca. 15° Einfallswinkel) astigmatisch verzerrt, genau so wie der Pumpstrahl, welcher unter einem Winkel von ca. 30° auf den Chip einfällt. Der in Tabelle 6.1 ermittelte Überlappfaktor, welcher sich aus dem Verhältnis aus Laser- und Pumpmodegröße berechnet, ist unter Berücksichtigung dieser Verzerrungen ermittelt worden. Abbildung 6.11 zeigt eine schematische Skizze des Aufbaus. Hinter dem Planspiegel dient eine CCD-Kamera der Überwachung des transversalen Profils der Lasermode.

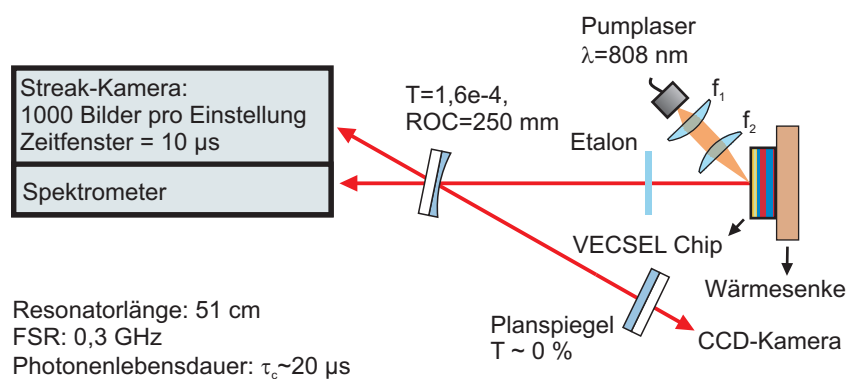


Abbildung 6.11: Skizze für die Untersuchung des Einflusses der Pumpgeometrie auf die Stabilität der Zwei-Farben-Emission.

	Profil 1	Profil 2	Profil 3	Profil 4
Linsensystem f_2/f_1	30/35	35/30	40/30	75/30
Pumpmode-FWHM (μm)	337	480	506	1015
Überlappfaktor $\gamma = A_{\text{Laser}}/A_{\text{Pump}}$	1,09	0,77	0,73	0,36

Tabelle 6.1: Verwendete Pumpprofile und daraus resultierende Überlappfaktoren zwischen Pump- und Lasermode. Die unter „Linsensystem“ angegebene Schreibweise bezieht sich auf die in Abbildung 6.11 angegebenen Linsen-Brennweiten f_2 und f_1 (in mm).

Die Messprozedur verläuft analog zur Beschreibung in den vorhergehenden Abschnitten. Für die Streak-Kamera wird ein Zeitfenster von $10 \mu\text{s}$ verwendet, was nach den Mittelungsprozessen über je 50 Pixel zu einer Zeitauflösung von $1 \mu\text{s}$ führt. Abbildung 6.12 zeigt die Ergebnisse in Form der Laserkurve (linke Spalte) und des 2σ -Wertes (rechte Spalte) für alle verwendeten Pumpgeometrien. Wie zu erkennen, ist ein TEM_{00} -Betrieb mit steigender Pumpmodengröße immer schwieriger zu erhalten. Während für Pumpprofil 1 und 2 der Laser eine transversale TEM_{00} -Mode emittiert, ist dies für Pumpgeometrie 3 ab Pumpleistungen von ca. 45 W nicht mehr der Fall. Für Pumpprofil 4 arbeitet der Laser durchweg transversal höher-modig. Eine signifikante Auswirkung auf die Stabilität der Zwei-Farben-Emission lässt sich nach Begutachtung der 2σ -Diagramme nicht erkennen. Für jede Einstellung wird ein stabiler Zwei-Farben-Betrieb erreicht, lediglich die Breite des Stabilitätsfensters wird mit kleiner werdendem Überlappfaktor größer. Dieser Zusammenhang kann relativ einfach begründet werden: mit sinkendem Überlappfaktor (d.h. steigender Pumpmodengröße) verringert sich bei gleichbleibender Pumpleistung die Pumpleistungsdichte auf dem Chip. Dieses bewirkt, dass das thermische Überrollen sowie die Tendenz für eine Emission auf mehr als zwei Farben erst bei wesentlich höheren Pumpleistungen erreicht wird und die Zwei-Farben-Emission daher erst bei größeren Pumpleistungen instabil wird. Zusätzlich schiebt mit sinkendem Überlapp der Beginn des Stabilitätsfensters zu größeren Pumpleistungen, welches mit einem Anstieg der Laserschwelle zu begründen ist. Für die Stabilitätsdiagramme wurde ein Wert von $2\sigma = 25\%$ als Grenze zwischen stabiler und instabiler Emission festgelegt.

Interessanterweise hat eine höher-modige transversale Emission keinerlei Auswirkungen auf die absolute Stabilität der Zwei-Farben-Emission weder im positiven noch im negativen Sinn. Trotzdem ist eine solche Konfiguration für effiziente intrakavitäre Differenzfrequenzerzeugung nicht zielführend, da diese die Konversionseffizienz durch eine zu geringe Leistungsdichte im nichtlinearen Medium massiv herabsetzt.

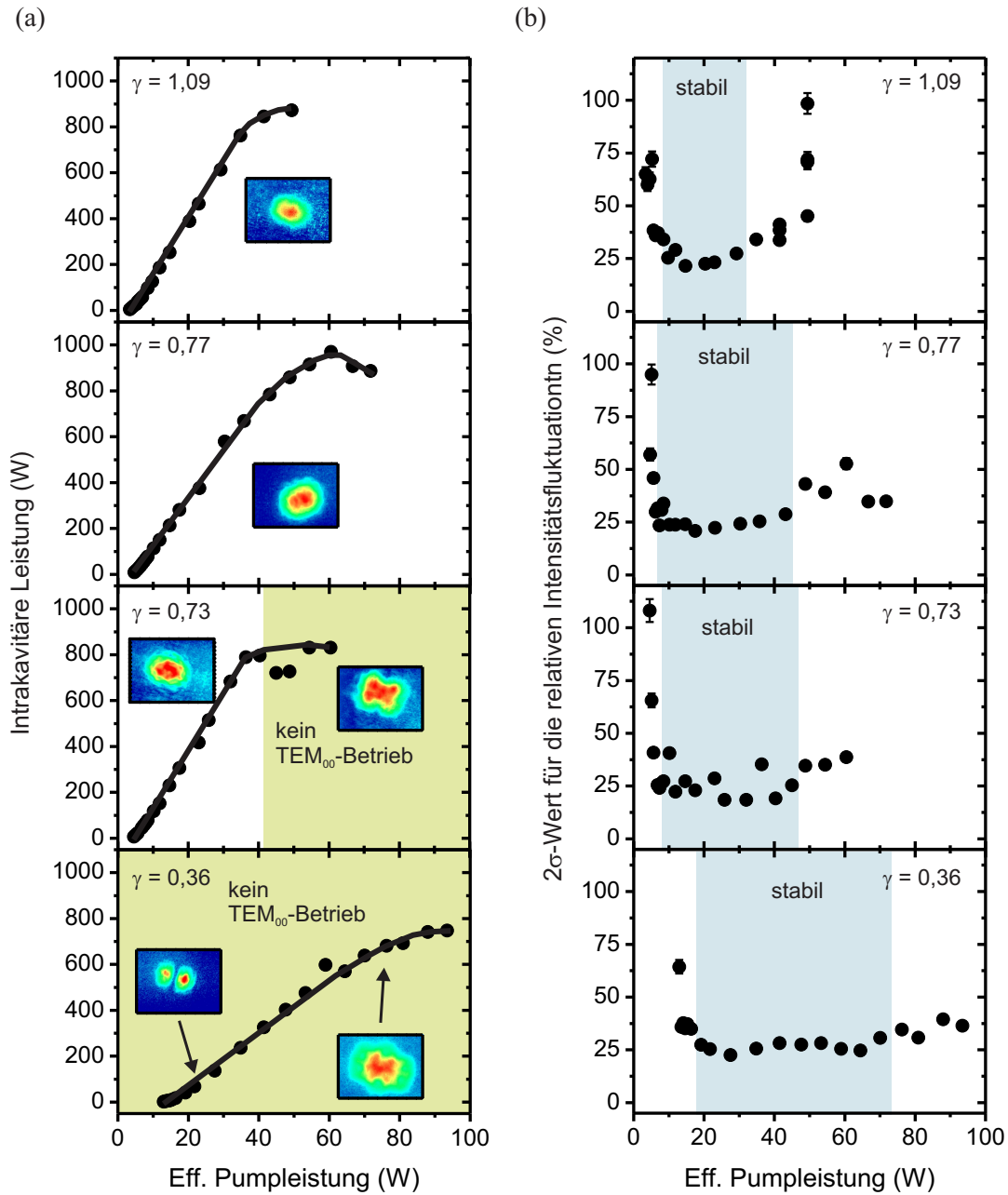


Abbildung 6.12: Statistische Untersuchungen zur Zwei-Farben-Emission unter Verwendung verschiedener Pumpgeometrien. (a) zeigt Laserkennlinien, (b) illustriert die Verläufe des 2σ -Wertes. Für alle Einstellungen ist der Überlappfaktor γ angegeben. In den grün hinterlegten Bereichen findet eine transversal höhermodige Emission statt. Exemplarische CCD-Kamera-Aufnahmen der transversalen Modenprofile bei entsprechend starker Abschwächung sind den Abbildungen hinzugefügt. Die blau hinterlegten Bereiche kennzeichnen die Region einer stabilen Zwei-Farben-Emission.

6.3 Kurzer Resonator mit 1,5 cm Länge

In diesem Abschnitt wird der Zwei-Farben-Betrieb an dem schon aus Kapitel 5.4 bekannten kurzen Resonator mit einer Länge von 1,5 cm untersucht. Für diese und die folgenden Experimente wird ausschließlich der besonders effiziente Chip Nr. 1 benutzt. Abbildung 6.13 zeigt eine Prinzipskizze des Aufbaus mit allen verwendeten Resonatorelementen. Aufgrund des sehr schrägen Einfalls des Pumpstrahls (Einfallswinkel ca. 60°), kann ein TEM_{00} -Profil nicht für alle Pumpleistungseinstellungen aufrecht erhalten werden. Für die Messungen wird das Zeitfenster der Streak-Kamera-Bilder auf $5 \mu\text{s}$ eingestellt, was eine intrinsische Zeitauflösung von ca. 1 ns bewirkt. Durch die in vertikaler Richtung zeitliche Mittelung beträgt die für die Datenauswertung relevante Zeitauflösung jedoch nur $0,5 \mu\text{s}$. Nichtsdestotrotz liegt auch dieser Wert noch unterhalb der Photonenlebensdauer von ca. $0,9 \mu\text{s}$. Die Beobachtungen zeigen weiterhin, dass die bei geringen Leistungen auftretenden, starken Fluktuationen sich ebenfalls auf Zeitskalen von mehreren hundert Mikrosekunden abspielen.

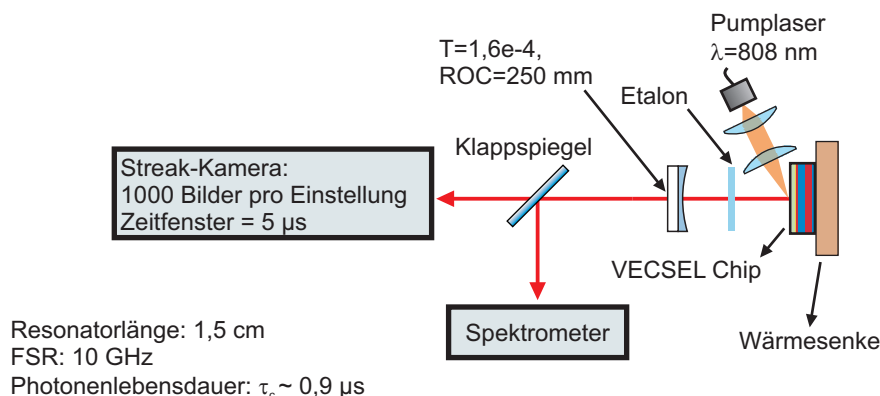


Abbildung 6.13: Skizze für die Untersuchung der Zwei-Farben-Emission im kurzen Resonator mit einer Gesamtlänge von 1,5 cm.

Abbildungen 6.14 (a) und (b) zeigen die Ergebnisse der durchgeführten statistischen Untersuchungen. Auf den ersten Blick ähnelt das Verhalten den schon bekannten Resultaten aus den Experimenten mit dem langen Resonator. Es existiert jedoch bei genauerer Betrachtung ein gravierender Unterschied: die relativen Intensitätsschwankungen bei kleinen Leistungen sind deutlich ausgeprägter als für den Fall des langen Resonators. Der 2σ -Wert startet hier bei rund 180%, wohingegen dieser nur 90% für den langen Resonator beträgt (vgl. Kapitel 6.2.3). Des Weiteren nehmen die relativen Fluktuationen auch für größere Pumpleistungswerte relativ hohe Werte zwischen 25% und 40% an. Für den letzten Wert der Pumpleistungsserie wird sogar eine hochgradig instabile Fünf-Farben Emission beobachtet, was durch zusätzliche Punkte im 2σ -Diagramm erkennbar ist. Insgesamt lässt sich festhalten, dass wegen der immer noch sehr ausgeprägten relativen Intensitätsschwankungen kein stabiler Zwei-Farben-Betrieb möglich ist. Dies verdeutlicht, dass

eine VECSEL-basierte DFG mittels Zwei-Farben-Betrieb nicht für beliebig kompakte Resonatorkonfigurationen geeignet ist.

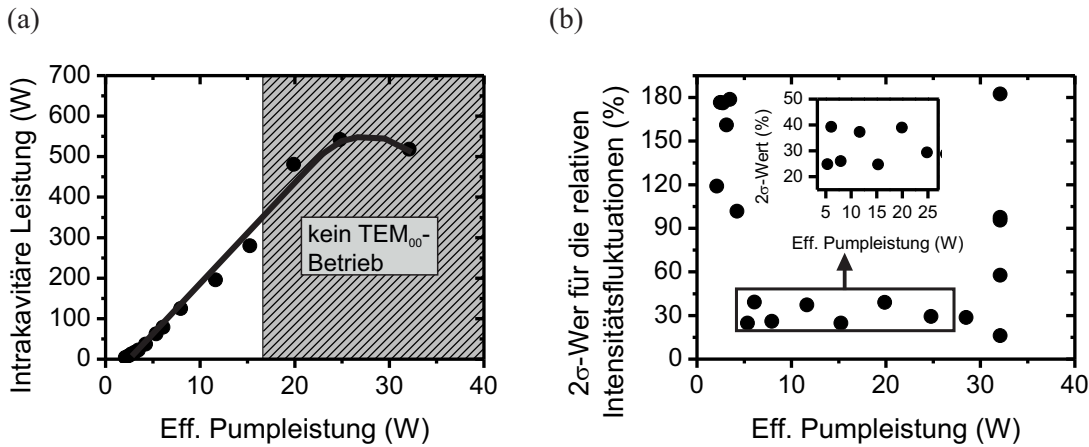


Abbildung 6.14: Ergebnisse der statistischen Untersuchung zur Zwei-Farben-Emission mittels Streak-Kamera für den kurzen Resonator mit Gesamtlänge 1,5 cm. (a) und (b) zeigen die Laserkennlinie bzw. die relativen Intensitätsschwankungen in Form des 2σ -Wertes. Im grau hinterlegten Bereich ist kein TEM₀₀-Betrieb möglich.

6.4 Vergleich mit interferometrischen Messungen

Die bisherigen Untersuchungen mittels Streak-Kamera lieferten eine rein quantitative Sicht auf die Dynamik der Zwei-Farben-Emission. Darin wurden große Unterschiede zwischen langen und kurzen Resonatoren deutlich, auch führten zusätzliche intrakavitäre Verluste dazu, dass der Stabilitätsbereich schmaler wurde und erst bei wesentlich größeren Pumpleistungen begann. In diesem Abschnitt soll der Frage nachgegangen werden, was die Ursache für das beobachtete Verhalten darstellt. Um diese Frage zu klären, bedarf es einer gemeinsamen Betrachtung der Bandbreiten- und Streak-Kamera Messungen.

Im Falle des langen Resonators (Chip Nr. 1) (siehe Kapitel 6.2.3) ändert sich die Stärke der relativen Intensitätsfluktuationen wesentlich zwischen 5 W und 10 W effektiver Pumpleistung. Ein Vergleich mit den Bandbreitenmessungen aus Kapitel 5.3 enthüllt, dass in diesem Leistungsbereich die Emissions-Bandbreite und damit die Anzahl oszillierender longitudinaler Moden des Lasers signifikant ansteigt. Abbildung 6.15 zeigt diese Zusammenhänge noch einmal in einer Vergleichsgrafik. Darin beziehen sich die Messpunkte für den 2σ -Wert (schwarz) auf die linke y-Achse, während die normierte Bandbreite (rot) auf der rechten y-Achse abgelesen wird. Ab einem Wert von etwa 10 W ändert sich die Anzahl an longitudinalen Moden nur noch marginal und der 2σ -Wert bleibt relativ konstant. Daraus lässt sich eindeutig schlussfolgern, dass für diese Konfiguration die Stabilität des Zwei-Farben-Betriebes mit der Anzahl an oszillierenden longitudinalen Moden verknüpft ist. Sobald eine ausreichende Anzahl an longitudinalen Moden vorhanden ist, stabilisiert

sich der Zwei-Farben-Betrieb und die relativen Intensitätsschwankungen nehmen einen Minimalwert an. Die Messungen an dem kurzen Resonator bestätigen dieses Bild. In diesem Fall kann kein stabiler Zwei-Farben-Betrieb erreicht werden, gleichzeitig ist die Anzahl an longitudinalen Moden mit einem Wert von ca. zwei Moden pro Farbe sehr gering.

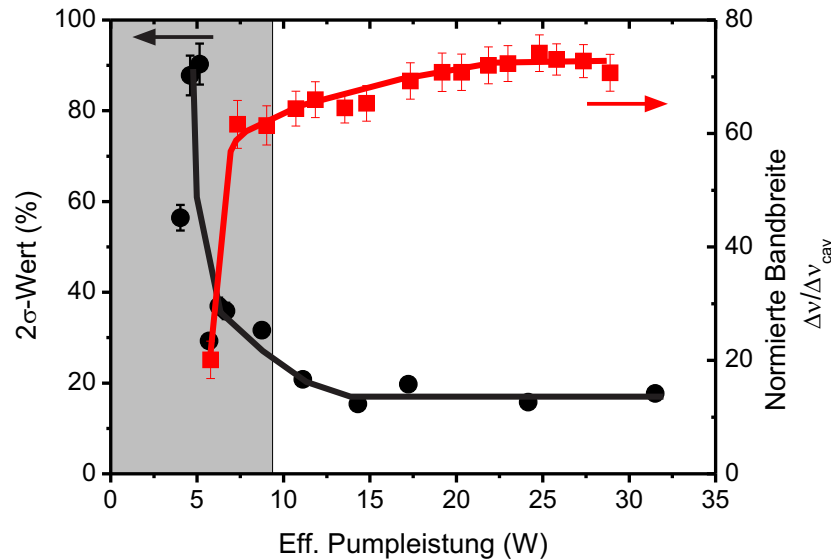


Abbildung 6.15: Vergleich zwischen Zwei-Farben Stabilitätsmessungen und Messungen der Emissionsbandbreite für den Resonator mit 51 cm Länge. Die linke y-Achse bezieht sich auf den 2σ -Wert (schwarze Punkte), auf der rechten y-Achse wird die normierte Bandbreite (rote Punkte) abgelesen.

Die beobachtete Entwicklung der Multimode-Emission in einem VECSEL erklärt ebenso die Verschiebung der Stabilitätszone zu höheren Pumpleistungen bei steigenden intrakavitären Verlusten. Der Abstand vom Beginn der Stabilitätszone zur Laserschwelle beträgt im verlustminimierten Fall ca. 8 W, während für die Einstellung mit 8,7% Verlusten dieser Abstand ca. 21,5 W beträgt. Bezieht man die Entwicklung der Multimode-Emission in die Betrachtung mit ein, ergibt sich ein schlüssiges Bild: bei hohen Verlusten wird eine höhere Pumpleistung benötigt, damit genügend longitudinale Moden die Laserschwelle erreichen und anschwingen können. Erst relativ weit nach der Laserschwelle ist die Anzahl der Moden ausreichend, um eine stabile Zwei-Farben-Emission zu ermöglichen.

In allen Konfigurationen kann eine stabile Zwei-Farben-Emission nur aufrecht erhalten werden, sobald der Laser hochgradig longitudinal multi-modig emittiert, d.h. die Emission muss auf einer ausreichenden Anzahl an longitudinalen Moden pro Farbe erfolgen. Sobald die Anzahl an longitudinalen Moden signifikant reduziert wird, führt dies zu einem Zusammenbruch der Emissionsstabilität. Diese Erkenntnis hat Auswirkungen auf die Auswahl von Resonatorgeometrien und Leistungsbereiche, in denen eine effiziente Differenzfrequenzerzeugung in einem VECSEL möglich ist. Die Ergebnisse zeigen aber noch mehr: sobald die Zwei-Farben-Emission stabil wird, ist die Emissionsbandbreite relativ groß.

Da sich in einem Differenzfrequenz-Aufbau das DFG-Spektrum aus den Schwebungen der zugrundeliegenden Modenpakete zusammensetzt, ist die Erzeugung von schmalbandigen Differenzfrequenz-Signalen mit den untersuchten Konfigurationen nach den jetzigen Erkenntnissen nicht möglich.

6.5 Zwischenfazit

Die hier präsentierten statistischen Untersuchungen zur Zwei-Farben-Emission in einem VECSEL haben gezeigt, dass die Stabilität der Emission maßgeblich von der eingestellten Pumpleistung, den intrakavitären Verlusten und der Resonatorconfiguration abhängt. Im Bereich der Laserschwelle und des thermischen Überrollens ist die Zwei-Farben-Emission hochgradig instabil und ist mit großen relativen Intensitätsfluktuationen verbunden. Diese nehmen mit steigender Pumpleistung signifikant ab und erreichen schließlich ein Minimum. In diesem stabilen Bereich werden beide Farben mit nahezu derselben Intensität emittiert. Die Breite der Stabilitätszone hängt allerdings maßgeblich von den intrakavitären Verlusten ab und wird schmaler je größer die Verluste werden. Auch ein ungenügender Überlapp zwischen Pump- und Lasermode verkleinert den stabilen Bereich. Ein Vergleich mit den Bandbreitenmessungen zeigt einen Zusammenhang zwischen der Anzahl an longitudinalen Moden und der Zwei-Farben-Emissionsstabilität auf. Dabei ist für die hier untersuchten Konfigurationen eine stabile Zwei-Farben-Emission nur möglich, sofern genügend longitudinale Moden pro Farbe zur Emission beitragen. Für Resonatorconfigurationen, in denen diese Voraussetzung nicht erfüllt ist (wie bei einem Betrieb mit nur geringen Pumpleistungen, sowie für sehr kurze Resonatoren), wird der Zwei-Farben-Betrieb instabil.

An dieser Stelle mag man sich fragen, wieso eine stabile Emission nicht auch mit je einer longitudinalen Mode pro Farbe realisiert werden kann, wie von Bäumner et al. postuliert wurde [36]. Unter Mitwirkung des kinetischen Lochbrennens sollte es demnach möglich sein, dass der Laser zwei stabile longitudinale Moden ausbildet. Hierfür müssen jedoch ganz bestimmte Anfangsbedingungen erfüllt werden (siehe Kapitel 2.2), die in den hier durchgeführten experimentellen Untersuchungen aus mehreren Gründen nicht erfüllt bzw. nur schwer erfüllbar sind. Zunächst ist es schwierig, die beiden vom Etalon ausgewählten Linien so anschwingen zu lassen, dass sie denselben Gewinn besitzen, insbesondere da in dieser Arbeit eine resonante Chipstruktur verwendet wird. Durch den relativ schmalbandigen longitudinalen Überlapp-Faktor ist die Bedingung einer über den Modenabstand flachen effektiven Gewinnkurve nicht mehr optimal erfüllt. Ein zweiter entscheidender Faktor besteht im spektralen Abstand der Farben zueinander. Dieser beträgt in allen vorgestellten Konfigurationen ca. 3,4 nm (d.h. 1,05 THz) und könnte damit zu gering sein, um die Modenkonkurrenz ausreichend zu reduzieren. Eine drastische Erhöhung des Modenabstandes auf Bereiche von einigen THz wäre daher vielversprechender, kann aufgrund der resonanten Chipstruktur allerdings nicht realisiert werden. Hierzu wäre beispielsweise eine Chipstruktur mit Antireflexionsbeschichtung erforderlich, da in dieser der modale Gewinn breiter und flacher ausfällt [57]. Alles in allem bleibt eine nicht vermeidbare Mo-

denkonkurrenz. Zudem wird die Dynamik der Laseremission unausweichlich auch von äußeren Bedingungen beeinflusst. Diese umfassen beispielsweise akustische Vibrationen, welche durch die Klimaanlage und durch andere im Labor befindliche Geräte wie die Kühlwasserpumpe verursacht werden. Nicht zuletzt trägt ein Pumplaser-induziertes Rauschen maßgeblich zu Ladungsträger- und thermischen Fluktuationen in der aktiven Region bei und führt zu Intensitäts- und Frequenzrauschen [12, 94].

7 Zwei-Farben-Emission: Untersuchungen zur Anti-Phasen-Dynamik

In den bisherigen Untersuchungen zur Zwei-Farben-Emission wurde die zugrunde liegende zeitliche Dynamik mittels statistischer Methoden analysiert. Der Fokus richtete sich hierbei auf die relativen Intensitätsschwankungen und deren Abhängigkeit von der effektiven Pumpleistung. Aufgrund der gesammelten Erkenntnisse konnte die Emission in stabile als auch instabile Bereiche eingeteilt werden. Dabei spielte die Anzahl an longitudinalen Moden pro Farbe eine wesentliche Rolle.

Um das Bild über die Emissionsdynamik zu komplettieren, sind allerdings auch Kenntnisse über die frequenzabhängige Verteilung des Intensitätsrauschens und die relative Phasenlage der emittierten Farben zueinander von Bedeutung. Die Streak-Kamera Daten lieferten hier bereits erste Hinweise, können aber für die anstehenden Untersuchungen aus mehreren Gründen nicht genutzt werden: eine Hintereinanderreihung der aufgenommenen Bilder, wie diese zur statistischen Datenauswertung durchgeführt wurde, liefert keinen kontinuierlichen Zeitverlauf der Laserintensitäten, da zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Bildern jeweils eine kleine zeitliche Pause liegt. Eine Auswertung im Frequenzbereich wäre deshalb sehr schwierig, da die zwischen zwei Bildern auftretenden Intensitätssprünge das Spektrum verfälschen würden. Weiterhin würde die nicht konstante Detektorsensitivität (siehe Anhang) und das verbliebene Detektorrauschen ebenfalls zu einer Verfälschung führen.

7.1 Messprinzip

Für eine Charakterisierung des Intensitätsrauschens im Frequenzbereich wird der in Abbildung 7.1 gezeigte Aufbau verwendet. Als Chip dient die auf InGaAs basierende Quantenfilm-Struktur mit einem AlAs/AlGaAs Braggspiegel (Chip Nr. 1). Erneut wird die V-förmige Resonatorgeometrie mit einer Länge von 51 cm verwendet. Ein Zwei-Farben-Betrieb wird auch hier mit Hilfe eines Etalons eingestellt. Der am gekrümmten Spiegel ausgekoppelte Laserstrahl wird auf ein optisches Reflexionsgitter mit 1200 Strichen pro mm gelenkt, welches die spektralen Komponenten der Laseremission räumlich aufspaltet. Die erste Beugungsordnung wird über eine aus mehreren Spiegeln bestehende Strecke mit einer Gesamtlänge von 4,6 m geführt, um die räumliche Separation auf ca. 5 mm zu erhöhen. Schließlich werden beide Farben durch Spiegel voneinander getrennt und auf je eine Photodiode (Modelle DET02AFC und DET01CFC von *Thorlabs*) fokussiert, welche eine analoge Bandbreite von jeweils 1,2 GHz besitzen. Der Photostrom wird durch interne Schaltungen

bereits in eine Ausgangsspannung umgewandelt und mittels einer DAQ-Karte aufgenommen. Für die Messungen wird ein Zeitfenster von einer Sekunde bei einer Abtastrate von 100 kSamples/sec pro Farbe verwendet. Dies führt zu einer Frequenzauflösung von 1 Hz und einer auswertbaren Bandbreite von 50 kHz. Dieser Frequenzbereich ist besonders interessant, da in diesem, neben dem Anti-Phasen-Rauschen, sowohl akustische sowie thermische Rauschbeiträge lokalisiert sind [94].

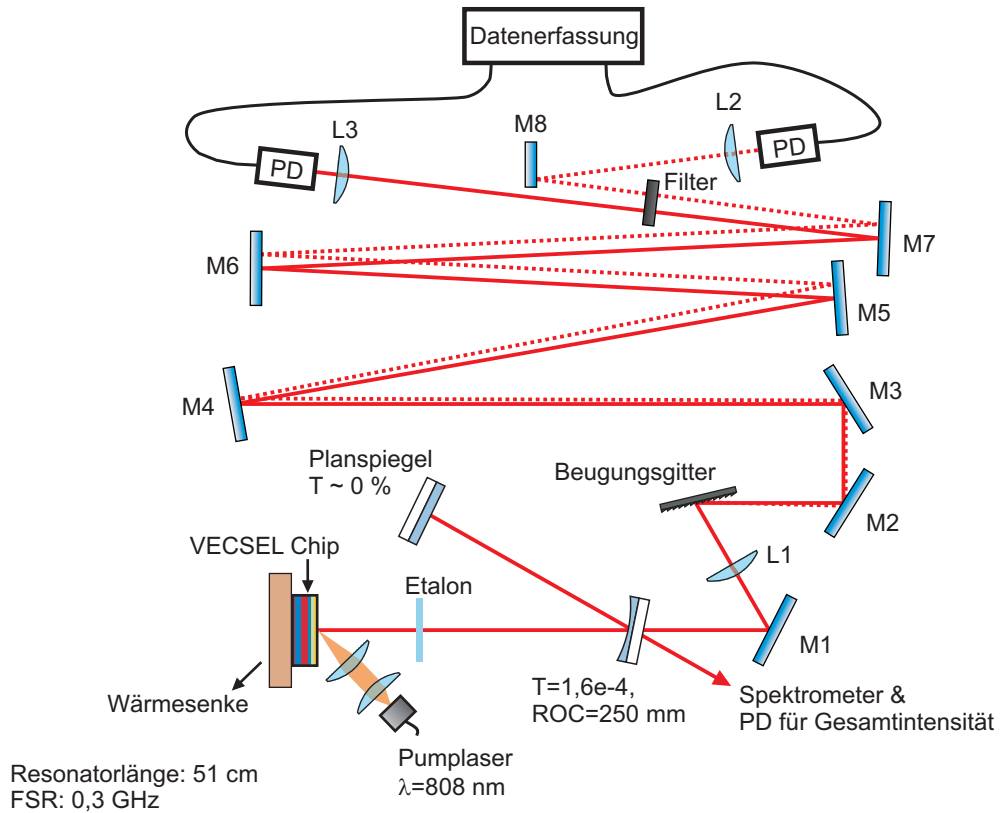


Abbildung 7.1: Skizze des Aufbaus zur Messung der Zwei-Farben Anti-Phasen-Dynamik mittels Photodioden (PD). L1 und L2 bezeichnen Linsen, M1 bis M8 stellen plane Umlenkspiegel dar.

Für die Auswertung der Messdaten wird zusätzlich zu den Einzelspektren auch das Kreuzkorrelations-Spektrum der beiden emittierten Farben betrachtet. Dieses wird gemäß folgender Beziehung berechnet [89]:

$$\Phi_{12}(\omega) = I_1^*(\omega) \cdot I_2(\omega), \quad (7.1)$$

wobei $I_1^*(\omega)$ das konjugiert komplexe Rauschspektrum für die erste Farbe und $I_2(\omega)$ das Rauschspektrum für die zweite Farbe darstellt. Durch die komplexe Konjugation ist offensichtlich, dass die Phase des Kreuzkorrelationsspektrums die Phasendifferenz zwischen den beiden vom Laser emittierten Farben wiedergibt. Die frequenzabhängige Phase der Kreuzkorrelation ist von besonderem Interesse bei der Untersuchung der Anti-Phasen-Dynamik,

da diese Aufschluss über die spektrale Breite des Anti-Phasen Rauschens liefert. Weiterhin ist die Phasendarstellung nötig, um Rauschbeiträge zu identifizieren, welche nicht von der Anti-Phasen-Dynamik verursacht werden.

7.2 Zeitliche Verläufe

Zunächst werden die zeitlichen Intensitätsverläufe der emittierten Farben betrachtet. Abbildung 7.2 (a) zeigt exemplarisch aufgenommene Zeitspuren beider Intensitäten für den meta-stabilen sowie stabilen Zwei-Farben-Betrieb. Die gezeigten Verläufe korrespondieren zu einer auf die Laserschwelle normierten Pumpleistung $a = P/P_{th}$ von $a = 1,7$ und $a = 8,2$, wobei die Schwellpumpleistung $P_{th} = 3,2 \text{ W}$ beträgt. Im ersten Fall erkennt man ausgeprägte relative Intensitätsschwankungen mit einer deutlichen Anti-Phasen-Dynamik. Mit Übergang in den stabilen Betrieb werden die Intensitätsschwankungen zwar geringer, das gegenphasige Verhalten bleibt jedoch bestehen. Selbst im stabilen Bereich, in welchem die relativen Schwankungen auf einem Minimum sind, ist die Emission beider Farben stets gegenphasig.

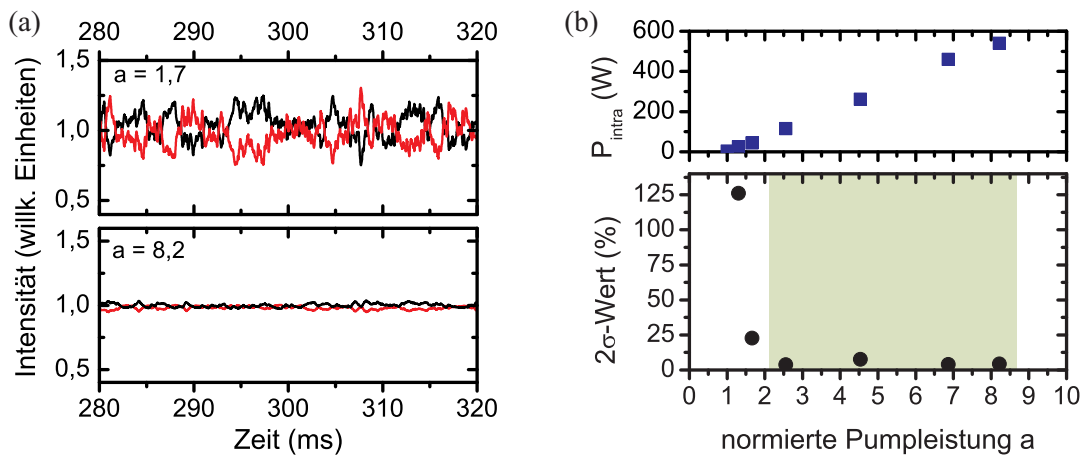


Abbildung 7.2: (a) Zeitspuren der Intensitäten für den meta-stabilen ($a = 1,7$) und stabilen ($a = 8,2$) Zwei-Farben-Betrieb. Die Kurven wurden auf ihren jeweiligen Mittelwert normiert, um eine bessere Vergleichbarkeit zu gewährleisten. (b) Das zu den Zeitspuren korrespondierende 2σ -Diagramm der leistungsabhängigen relativen Intensitätsschwankungen (unten) und die Laserkurve (oben). Der stabile Bereich ist grün hinterlegt.

Um die betrachteten Größenordnungen besser einschätzen zu können, wird aus jeder Zeitspur das relative Rauschen (Abk.: rR) ermittelt. Dieses stellt sich als die auf den Mittelwert der jeweiligen Intensitätsspur bezogene Standardabweichung dar¹. Für den stabilen Betrieb ergibt sich $rR = 3\%$, während für den instabilen Betrieb $rR = 66\%$ ist. Für den meta-stabilen Bereich resultiert ein Wert von $rR = 12\%$. Alle angegebenen Werte

¹Das relative Rauschen ist in der Literatur auch unter der Bezeichnung *rms noise* (engl: *root-mean-square noise*) bekannt

beziehen sich auf einen Frequenzbereich von 1 Hz bis 50 kHz. Das von der Pumpleistung abhängige 2σ -Diagramm wird der Vollständigkeit halber in Abbildung 7.2 (b) präsentiert und spiegelt die schon aus den Streak-Kamera Messungen bekannten Ergebnisse wider. Auffällig ist einzig, dass die gezeigten 2σ -Werte im stabilen Betrieb weit unter 25 % liegen. Verantwortlich hierfür ist ein sehr viel geringeres Eigenrauschen des Detektors. Zum Vergleich ist die Leistungskurve des VECSELS oberhalb des 2σ -Diagramms in Abbildung 7.2 (b) dargestellt.

7.3 Rauschspektren

Im Folgenden wird nun das aus den Zeitspuren ermittelte frequenzabhängige relative Intensitätsrauschen (RIN) (engl.: *relative intensity noise*) betrachtet. Abbildung 7.3 (a) und (b) zeigt dazu exemplarisch das RIN beider Farben für den stabilen und instabilen Zwei-Farben-Betrieb. Um die statistische Aussagefähigkeit ausreichend zu erhöhen, wurden die Leistungsspektren von je zehn Messungen gemittelt. Aus den Auftragungen lässt sich für den instabilen Fall ein bis zu 25 dB/Hz größeres Rauschen mit einer ausgeprägten Schulter rund um 1 kHz erkennen. Im stabilen Fall reduziert sich das Intensitätsrauschen auf beiden Farben erheblich und die Schulter bei 1 kHz verschwindet nahezu.

Um die Kompensation der gegenphasigen Anteile beider Farben in der Gesamtintensität sichtbar zu machen, zeigt Abbildung 7.3 (c) eine Vergleichsdarstellung für eine normierte Pumpleistung von $a = 1,7$. Darin ist zunächst das relative Intensitätsrauschen für die Farbe kleinerer Wellenlänge gezeigt (rote Kurve), zusammen mit der entsprechenden Kurve für die Gesamtausgangsleistung (blaue Kurve), welche aus beiden Farben zusammengesetzt wird. Im Vergleich erkennt man eine eindeutige Reduzierung des Intensitätsrauschens für die Gesamtausgangsleistung um etwa 20 dB/Hz. Dies zeigt, dass sich die gegenphasigen Rauschanteile beider Farben in der Tat fast vollständig kompensieren. Wird das im Resonator befindliche Etalon so gedreht, dass der Laser in den Ein-Farben-Betrieb übergeht, ergibt sich die in Abbildung 7.3 (c) dargestellte schwarze Kurve. Da der Ein-Farben-Betrieb natürlicherweise keine Anti-Phasen-Dynamik aufweist, ist das Intensitätsrauschen über den gesamten Frequenzbereich geringer als im Zwei-Farben-Betrieb. Die schwarze Kurve stellt somit eine untere Grenze dar, welche ausschließlich von äußeren Einflüssen wie beispielsweise akustischen Vibrationen und pump-induzierten Fluktuationen abhängt. Diese kann nur durch zusätzliche Maßnahmen wie eine Stabilisierung des Pumpasers bzw. eine Isolation des Aufbaus von der Umgebung unterschritten werden [94]. Das für den Ein-Farben-Betrieb ermittelte relative Rauschen beträgt $rR = 2,1\%$ und liegt damit für einen nicht-stabilisierten VECSEL in einem realistischen Bereich [94].

Im Bereich von 10 Hz bis etwa 5 kHz ist das Rauschspektrum für den Ein-Farben-Betrieb geringer als für die Gesamtintensität im Zwei-Farben-Betrieb. Dies deutet darauf hin, dass sich das Anti-Phasen-Rauschen im Zwei-Farben-Betrieb nicht zu hundert Prozent kompensiert und noch ein geringes auf Intensitätsfluktuationen der Modenpakete basierendes Restrauschen vorhanden ist. Die in Abbildung 7.3 (c) sichtbaren Linien bei Vielfachen

von 50 Hz haben ihre Ursache in der Stromversorgung des Pumplasers. Rauschbeiträge unter 50 Hz sind auf von außen eingebrachte akustische Vibrationen zurückzuführen, welche durch Netzteil-Lüfter, die Wasserkühlung sowie die Klimaanlage verursacht werden.

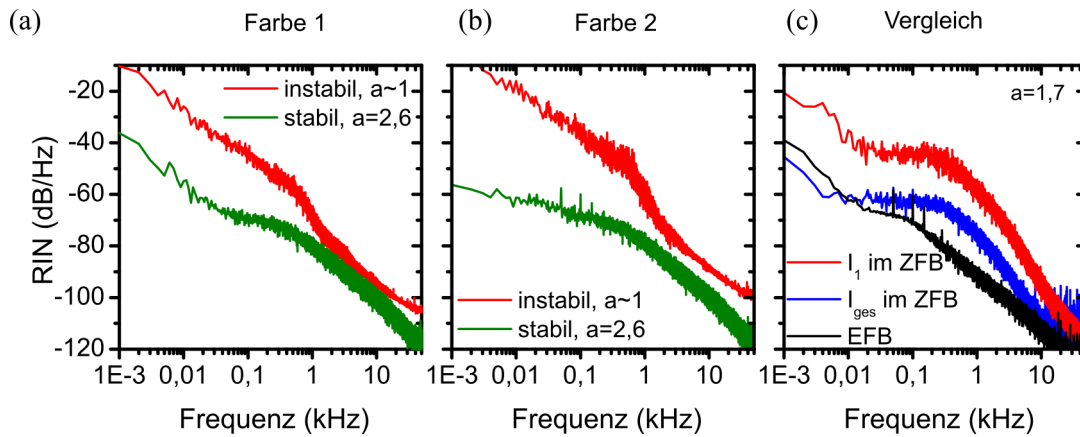


Abbildung 7.3: (a) und (b): relatives Intensitätsrauschen für den Zwei-Farben-Betrieb im instabilen ($a \approx 1$) und stabilen ($a = 2,6$) Bereich. Die Darstellung erfolgt für beide Farben separat. (c) zeigt einen Vergleich der Rauschspektren für den Ein-Farben-Betrieb (EFB) mit dem Rauschspektrum einer Farbe für den Zwei-Farben-Betrieb (ZFB). Die Gesamtintensität für den Zwei-Farben-Betrieb I_{ges} ist als blaue Kurve dargestellt. Alle Spektren wurden bei einer normierten Pumpleistung von $a = 1,7$ gemessen.

7.4 Kreuzkorrelation

Abbildung 7.4 zeigt den Betrag des Kreuzkorrelationsspektrums für vier verschiedene Werte der normierten Pumpleistung a . Es ist zu erkennen, dass der Betrag der Kreuzkorrelation mit steigender Leistung signifikant abfällt, vor allem für Frequenzen bis etwa 1 kHz. Für darüberliegende Frequenzen ist zunächst ein leichter Anstieg zu erkennen (vgl. rot zu orange) und ein danach einsetzendes Abfallen bei noch größeren Leistungen. Dies lässt den Schluss zu, dass sich das Antiphasen-Rauschen mit steigender Leistung zunächst auf einen breiteren Frequenzbereich verteilt und sich dann wieder etwas einengt. Ein Vergleich der Kurven für den vollständig instabilen (rot) und stabilen (schwarz) Fall zeigt weiterhin, dass die niederfrequenten Rauschbeiträge sich um einen Faktor von ca. 30 dB/Hz reduzieren. Dies deckt sich sehr gut mit der beobachteten Stabilisierung der Zwei-Farben-Emission für ansteigende Leistungen. Der im Vergleich zur grünen Kurve sichtbare leichte Anstieg der schwarzen Kurve im Bereich bis etwa 0,01 kHz ist auf die Laborklimaanlage zurückzuführen, welche sich in Intervallen von einigen Minuten an- und abschaltet.

Die Amplitude der Kreuzkorrelation zeigt bereits einen eindeutigen Trend. Jedoch bleibt noch zu klären, wie sich die gemachten Beobachtungen in der Phasendarstellung wider-

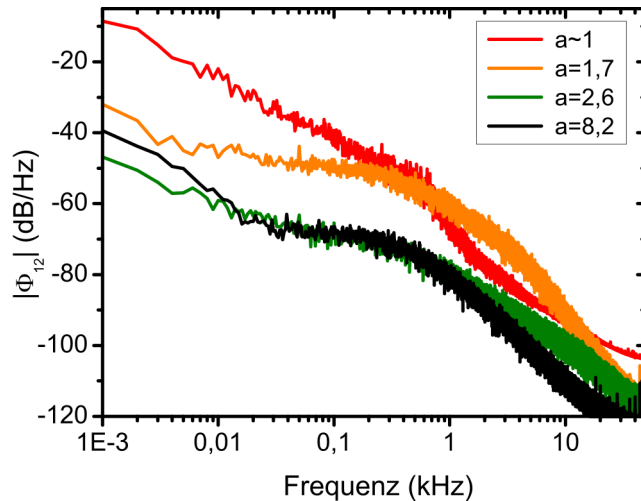


Abbildung 7.4: Betrag des Kreuzkorrelationspektrums in Abhängigkeit der eingestellten Pumpleistung.

spiegeln. Abbildung 7.5 zeigt hierzu die Phasendarstellung der Kreuzkorrelation für alle in Abbildung 7.4 dargestellten Fälle. Wie zu erwarten, ist stets ein eindeutig gegenphasiges Verhalten erkennbar, dessen spektrale Breite von der eingestellten Leistung abhängt. Im Bereich einer vollständig instabilen Zwei-Farben-Emission (d.h. $a \approx 1$), erstreckt sich das Anti-Phasen-Rauschen bis zu einer Frequenz von ca. 1 kHz. Dies korrespondiert gut mit den schon aus den Streak-Kamera Daten beobachteten Fluktuationen im Millisekundenbereich. Bei Frequenzen darüber hinaus ist die Zwei-Farben-Emission unkorreliert. Für ansteigende Leistungen vergrößert sich der gegenphasige Bereich zunächst und erreicht bei $a = 1,7$ eine Maximalfrequenz von ca. 20 kHz. Für noch größere Leistungen ist eine Einschnürung des gegenphasigen Bereiches auf nur noch 4 kHz erkennbar. Dies bestätigt die schon aus der vorherigen Darstellung gemachte Vermutung, wonach die Breite des Anti-Phasen-Rauschens mit steigender Leistung wieder abnimmt. Durch die Bandbreitenuntersuchungen ist bekannt, dass die Anzahl an longitudinalen Moden mit steigender Leistung signifikant anwächst. Aus den nun gemachten Beobachtungen lässt sich deshalb ableiten, dass die Einschnürung der spektralen Breite des Anti-Phasen-Rauschens bei hohen Leistungen mit einer genügend großen Anzahl an longitudinalen Moden pro Farbe zusammenhängt.

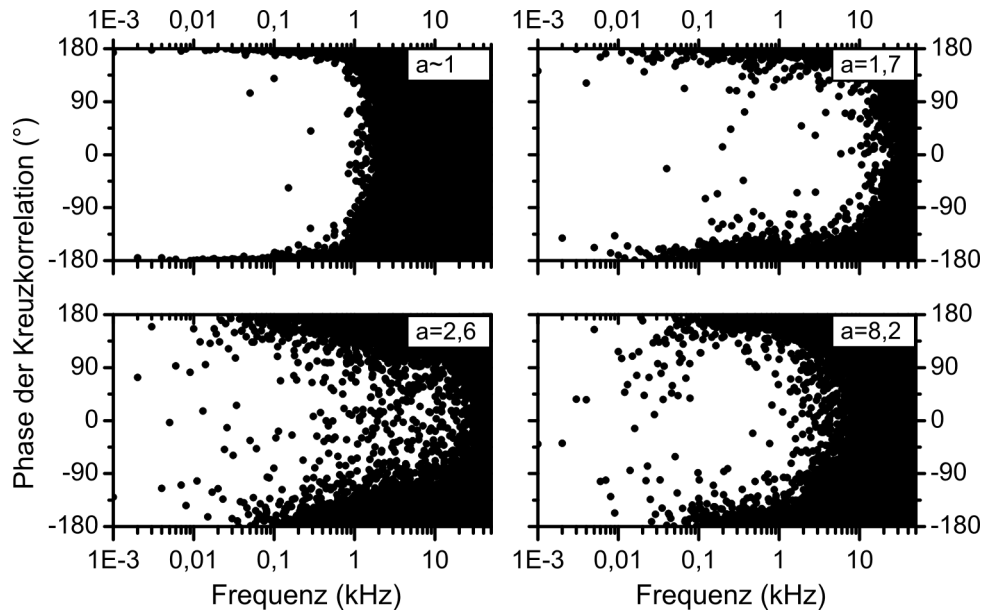


Abbildung 7.5: Frequenzabhängige Phase der Kreuzkorrelation für vier Einstellungen der normierten Pumpleistung a .

7.5 Pumplaser-Rauschen

Unter den äußeren Rauschquellen stellt der Pumplaser einen signifikanten Anteil dar [12, 94]. Im Allgemeinen tragen Fluktuationen in dessen Ausgangsleistung zu einer Steigerung des VECSEL-Intensitätsrauschens bei. Weiterhin führen vom Pumplaser induzierte thermische Schwankungen zu einem Frequenzrauschen, was insbesondere von großer Bedeutung für Single-Mode-VECSEL ist [12, 94]. Eine Kenntnis des Pumplaser-Intensitätsrauschens ist daher sinnvoll und hilft, den Einfluss des Pumplasers auf die VECSEL-Emission besser abschätzen zu können.

Abbildung 7.6 zeigt das relative Intensitätsrauschen des hier verwendeten Pumplasers in logarithmischer Darstellung. In diesem sind klar ausgebildete Linien bei Vielfachen der Netzfrequenz von 50 Hz zu erkennen. Diese Linien haben ihre Ursache vorwiegend in der elektrischen Stromversorgung des Pumplasers. Ein geringer, wenn auch vernachlässigbarer Beitrag könnte ebenfalls von der mit 50 Hz betriebenen Laborbeleuchtung herrühren, welche als Rauschuntergrund in den Photodetektor einkoppelt. Weiterhin entsteht zusätzliches Intensitätsrauschen bei Frequenzen bis ca. 10 Hz durch die Wasserkühlung und die Klimaanlage, sowie den im Pumplasernteil integrierten Lüfter, welcher mechanische Vibrationen auf die im Lasermodul befindliche Optik überträgt. Aus den Messungen ergibt sich insgesamt ein relatives Rauschen $rR \approx 1\%$ für einen Frequenzbereich von 1 Hz bis 50 kHz. Ein Vergleich mit dem Rauschspektrum des Ein-Farben-Betriebes aus Abbildung 7.3 (c) zeigt, dass bis zu einer Frequenz von ca. 10 kHz das relative Intensitätsrauschen der Pumpquelle stets um einen Betrag von ca. 15 dB/Hz geringer ist. Daraus wird offensichtlich, dass für den betrachteten Frequenzbereich nicht nur der Pumplaser auf die

Laseremission einwirkt, sondern auch von außen eingebrachte akustische Vibrationen das Rauschspektrum des VECSELS beeinflussen². Auch für einen Zwei-Farben-Betrieb ist das relative Intensitätsrauschen des VECSELS stets signifikant größer als das des Pumplasers. Dies zeigt, dass in diesem Fall die Laseremission eindeutig von der Modenkonzurrenz und nicht von den Pumplaserfluktuationen selbst dominiert wird.

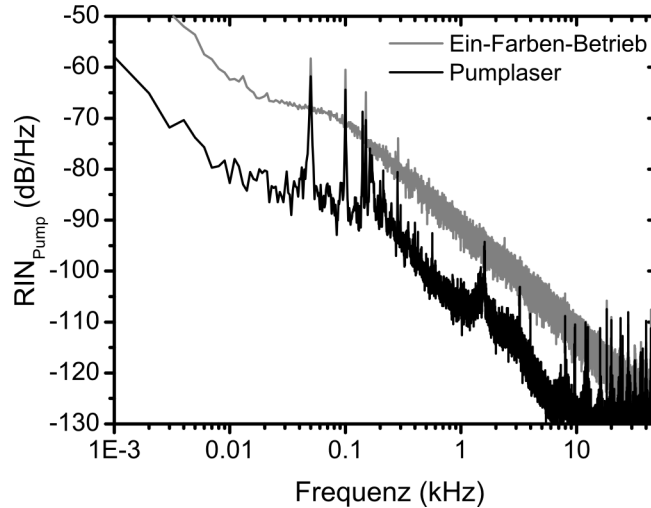


Abbildung 7.6: Relatives Intensitätsrauschen des Pumplasers (schwarze Kurve). Die graue Kurve zeigt als Vergleich das relative Intensitätsrauschen des VECSELS für den Fall der Ein-Farben-Emission.

7.6 Zwischenfazit

Die präsentierten Ergebnisse zeigen, dass bei der hier verwendeten VECSEL-Konfiguration eine Zwei-Farben-Emission stets von einer ausgeprägten Anti-Phasen-Dynamik begleitet wird, welche eine Folge der in der aktiven Region auftretenden Modenkonzurrenz ist. Das so entstehende Anti-Phasen-Rauschen ist spektral relativ breitbandig und besitzt Beiträge bis in den Kilohertz-Bereich hinein. Es dominiert die Laseremission sowohl im instabilen als auch im stabilen Betriebszustand und zeigt eine ausgeprägte Abhängigkeit von der eingestellten Pumpleistung. Insgesamt ist die Anti-Phasen-Dynamik so beschaffen, dass sich die gegenphasigen Intensitätsfluktuationen beider Farben für die Gesamtausgangsleistung nahezu vollständig kompensieren. Die vorgestellten Messungen demonstrieren weiterhin, dass sich das relative Intensitätsrauschen beider Farben beim Übergang vom instabilen

²In der Tat folgt das RIN des VECSELS dem RIN des Pumplasers bis zur 3-dB Grenzfrequenz eins zu eins, so lange keine anderen Rauschquellen vorhanden sind und die Pumpleistung deutlich über der Laserschwelle liegt [95]. Für sehr geringe normierte Pumpleistungen liegt das VECSEL-RIN allerdings um ca. 7 dB/Hz über dem Pump-RIN [95]. Jedoch ist dieser Offset kleiner als die hier gemessene Differenz von 15 dB/Hz, so dass die Schlussfolgerung über zusätzlich eingebrachte Rauschbeiträge richtig bleibt.

in den stabilen Bereich um bis zu 25 dB/Hz reduziert. Schließlich liefert eine Betrachtung der Kreuzkorrelationsspektren einen vollständigen Einblick in die leistungsabhängige Entwicklung des Anti-Phasen-Rauschens. Hierbei wird ersichtlich, dass die spektrale Breite der gegenphasigen Komponenten mit steigender Leistung bis auf ca. 20 kHz ansteigt und mit weiterer Leistungssteigerung wieder auf ca. 4 kHz absinkt. Lässt man die Erkenntnisse aus den Bandbreitenuntersuchungen mit einfließen, wird ein begründeter Zusammenhang zwischen der Anzahl longitudinaler Moden und der spektralen Ausdehnung des Anti-Phasen-Rauschens ersichtlich. Interessanterweise passen diese Beobachtungen zu theoretischen Untersuchungen von Khandokhin et al., welche für freilaufende Multimode-Festkörperlaser ein Verschwinden des Anti-Phasen Rauschens voraussagen, sobald eine gewisse Anzahl an longitudinalen Moden überschritten wird [72]. Für einen Differenzfrequenzaufbau kann geschlussfolgert werden, dass sich das Rauschen unweigerlich auch auf das Differenzfrequenzsignal überträgt und sich negativ auf dessen Stabilität und dessen Linienbreite auswirken wird. Die Kenntnis, dass das Rauschen bei eher niedrigen Frequenzen im Kilohertz-Bereich angesiedelt ist, lässt jedoch auch den Schluss zu, dass eine Verminderung des Rauschens durch mechanische Stabilisierungsmaßnahmen eine mögliche Option wäre.

Es sei erwähnt, dass die durchgeführten Experimente keinen direkten Einblick in das Verhalten der einzelnen longitudinalen Moden untereinander gewähren, da diese mit den vorhandenen Messinstrumenten spektral nicht aufgelöst werden können. Dennoch kann man aus den Messdaten einige Rückschlüsse ziehen: Die beiden vom Etalon spektral separierten Farben setzen sich aus einer Vielzahl longitudinaler Moden zusammen, welche sich insgesamt so verhalten, dass die gemittelten Intensitäten beider Farben eine Anti-Phasen-Dynamik aufweisen. Die longitudinalen Moden einer jeden Farbe zeigen somit ein selbstorganisiertes, kollektives Verhalten, wie es bereits an konventionellen Festkörperlasern beobachtet wurde [81]. Hierbei lässt sich jede Farbe (d.h. jedes Modenpaket) wie eine einzige Mode beschreiben –ein Sachverhalt, der nach den jetzigen Erkenntnissen voll auf einen VECSEL anwendbar ist. Weiterhin kann angenommen werden, dass die einzelnen Intensitäten der beteiligten longitudinalen Moden großen Schwankungen unterworfen sind, welches eine Folge starker Modenkonkurrenz innerhalb der aktiven Struktur ist. Durch den auferlegten Zwang eines kollektiven Verhaltens ist die zeitliche Entwicklung der Modenintensitäten allerdings nicht vollständig willkürlich. Kapitel 8 beleuchtet diesen Sachverhalt genauer und zeigt numerische Simulationen der Emissionsstatistik, welche das beobachtete Verhalten bezüglich der Zwei-Farben-Emissionsstabilität sehr gut reproduzieren.

8 Zwei-Farben-Emission: Eine phänomenologische Beschreibung

Die aus den präsentierten Untersuchungen gesammelten Erkenntnisse liefern ein starkes Indiz dafür, dass eine stabile Zwei-Farben-Emission mit einer hinreichenden Anzahl an oszillierenden longitudinalen Moden verknüpft ist. Dieser Zusammenhang lässt sich erklären, wenn man annimmt, dass die Intensitäten aller an der Emission beteiligten Moden über der Zeit willkürlich fluktuieren. Alle Moden beziehen ihre Verstärkung aus einem gemeinsamen Ladungsträgerreservoir und erfahren daher eine relativ starke Kopplung [38]. Fluktuationen aufgrund von Modenkonkurrenz scheint daher eine vernünftige Annahme zu sein. Weiterhin sind die untersuchten Resonatoren nicht aktiv stabilisiert, so dass Intensitätsschwankungen und sogar Modensprünge nicht unwahrscheinlich sind.

Jede der von der Streak-Kamera oder von den Photodioden detektierten Farben repräsentiert den Mittelwert über alle longitudinalen Moden, welche das korrespondierende Modenpaket zusammensetzen. Ist die Anzahl der an der Emission beteiligten Moden groß, sollten sich die willkürlichen Fluktuationen herausmitteln, was zu mehr oder weniger derselben Intensität in beiden Farben führt. Sobald jedoch die Anzahl der Moden sehr klein wird, wird die Emissions-Dynamik vollkommen von den Intensitäts-Fluktuationen bestimmt, was zu einer instabilen Zwei-Farben-Emission führt.

8.1 Numerische Simulation der Modenstatistik

Um diese Behauptung zu untermauern, wird in diesem Abschnitt eine numerische Simulation der Modenstatistik vorgestellt [88]. Diese Simulation ist rein phänomenologisch und soll im Grundzug die Beobachtungen zur Stabilität der Zwei-Farben-Emission reproduzieren. Dazu wird für jede Farbe eine Zeitspur von Datenpunkten erzeugt, in welcher jeder Punkt den Mittelwert über n longitudinale Modenintensitäten darstellt. Diese Intensitäten können zufällige Werte zwischen 0 und 1 annehmen, wobei eine Gleichverteilung angenommen wird. Die einzige Beschränkung bei der Ausbildung der Modenintensitäten besagt, dass die zu jedem Farbcluster gehörenden longitudinalen Moden sich so entwickeln, dass die Durchschnittsintensitäten beider Farben sich gegenphasig verhalten. Dieses Erkenntnis beruht auf den in Kapitel 7 vorgestellten Photodiodenmessungen. Auf diese Weise werden 10^4 Datenpunkte für jede Farbe generiert. Dieses Vorgehen wird für Werte von $n = 1$ bis $n = 100$ wiederholt. Abbildung 8.1 (a) zeigt beispielhaft drei Verläufe der mit diesem Verfahren erzeugten Intensitätsspur für eine, zehn und hundert Moden pro Farbe. Die Ergebnisse decken sich vollständig mit den Experimenten, bei denen ein klei-

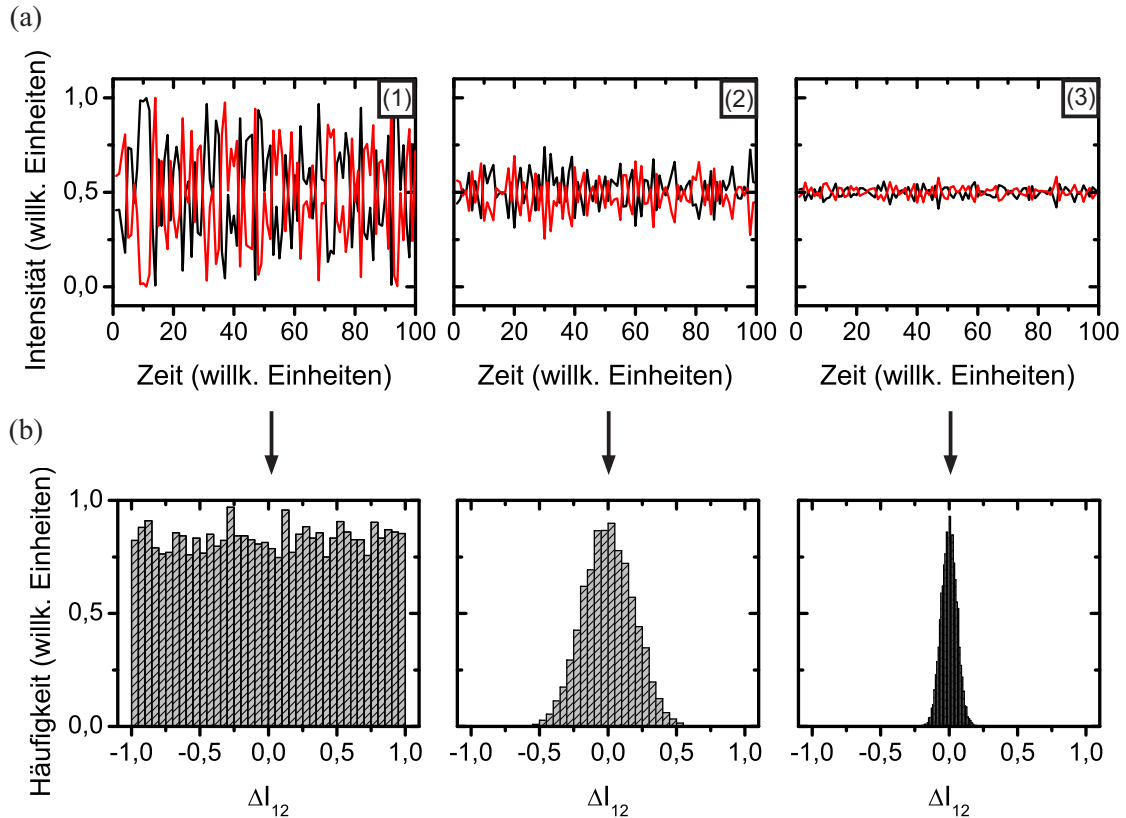


Abbildung 8.1: Simulierte Intensitätsverläufe (a) und dazugehörige ΔI_{12} -Verteilungen (b) für eine (1), zehn (2) und hundert (3) longitudinale Moden pro Farbe.

ner werdendes Intensitätsrauschen für steigende Pumpleistungen und damit eine steigende Anzahl an longitudinalen Moden beobachtet wurde. Ebenso ist das gegenphasige Verhalten sehr gut erkennbar, auch für kleine Intensitätsschwankungen ist dieses noch präsent. Die aus den gezeigten Verläufen extrahierten Verteilungen der relativen Intensitätsdifferenzen werden in Abbildung 8.1(b) dargestellt. Während im ersten Fall die Verteilung sehr breit ist und praktisch jede Intensitätsdifferenz mit der gleichen Häufigkeit angenommen wird, bildet sich bei einer zunehmenden Modenanzahl ein Maximum heraus, dessen Breite mit der Anzahl an longitudinalen Moden abnimmt.

Aus den generierten Zeitspuren werden in einem nächsten Schritt die relativen Intensitätsschwankungen nach Gl. 6.1 berechnet. Abbildung 8.2 illustriert den zu diesen Schwankungen korrespondierenden 2σ -Wert als Funktion der Modenanzahl n . Für eine geringe Anzahl an Moden überschreiten die relativen Intensitätsschwankungen Werte von über 100 %, nehmen aber stark ab, sobald mehr und mehr Moden an der Emission teilnehmen. Dieses Ergebnis liefert eine exzellente Übereinstimmung mit den vorhergehenden Beobachtungen.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die durchgeführten Simulationen qualitativ ein sehr reales Abbild der tatsächlichen Beobachtungen liefern. Neben von der Modenanzahl abhängigen zeitlichen Verläufen kann ebenfalls der aus den Messungen bekannte

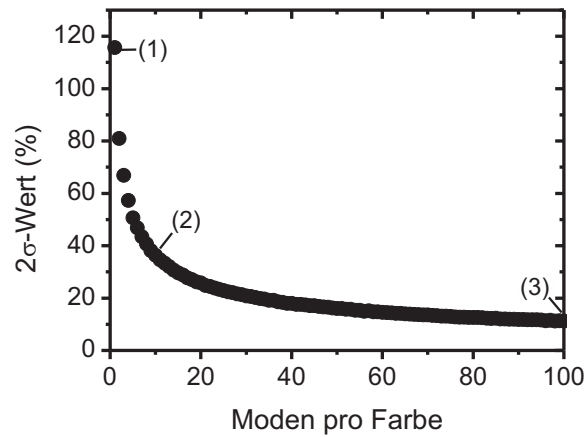


Abbildung 8.2: Zu den Simulationsdaten korrespondierendes 2σ -Diagramm in Abhängigkeit der Modenanzahl pro Farbe. Ziffern (1), (2) und (3) markieren die in Abbildung 8.1 dargestellten Fälle.

Verlauf der relativen Intensitätsschwankungen sehr gut reproduziert werden. Die aus den Experimenten gewonnene Vermutung, dass eine stabile Zwei-Farben-Emission stark mit der Anzahl an oszillierenden longitudinalen Moden zusammenhängt, kann mit der hier präsentierten phänomenologischen Beschreibung voll bestätigt werden.

9 VECSEL-basierte Terahertz-Quelle: Auswirkung der Laseremission auf die intrakavitäre Frequenzkonversion

Die VECSEL-basierte THz-Quelle, kurz TECSEL (engl.: *terahertz-external-cavity surface-emitting laser*), basiert im Wesentlichen auf der parametrischen Frequenzkonversion innerhalb eines VECSEL Resonators, bei der zwei vom VECSEL emittierte Laserlinien in einem nichtlinearen Kristall gemischt werden [29]. Aufgrund der nichtlinearen Interaktion mit dem Kristall kommt es zur Erzeugung von CW Terahertzstrahlung, deren Frequenz der Differenzfrequenz der beiden Laserlinien entspricht. Die ursprüngliche Idee war es, den TECSEL als eine leistungsstarke Terahertz-Quelle mit einer schmalen Linienbreite zu realisieren. Eine solche Quelle wäre prädestiniert für spektroskopische Anwendungen (bei vorhandener Durchstimbarkeit) oder auch als Lokoszillator, welcher zur heterodynen Detektion in der THz-Astronomie genutzt werden kann [29,96,97]. Gerade Letzteres wäre sehr interessant, da ein TECSEL in dem hierfür erforderlichen Leistungsbereich arbeitet und auch hinsichtlich Strahlqualität und Handhabbarkeit große Vorteile aufweist. Eine weitere Anwendung des TECSELS, welche keine großen Anforderungen an die Linienbreite stellt, könnte die THz-Echtzeit-Bildgebung sein, bei der mit Hilfe des TECSELS eine Probe mit einem kollimierten Strahl vollständig beleuchtet und das transmittierte Signal mit Mikrobolometer-Arrays in Echtzeit aufgenommen wird.

Vorhergehende Untersuchungen zeigten, dass der TECSEL ein relativ breitbandiges THz-Signal mit multiplen THz-Linien aussendet [43], siehe auch Kapitel 2. Dies ist eindeutig mit einer Multimode-Emission des VECSELS zu begründen, welche nach den bis jetzt präsentierten Untersuchungen aber für einen stabilen Zwei-Farben-Betrieb und damit ein stabiles THz-Signal zwingend erforderlich ist. Es stellt sich nun die Frage, inwieweit die Stabilität der Laseremission die THz-Ausgangsleistung beeinflusst und wie die THz-Bandbreite von der eingestellten Pumpleistung abhängt.

Die nun folgenden Untersuchungen werden sich mit dieser für die Weiterentwicklung von VECSEL-basierten THz-Quellen wichtigen Fragestellung befassen und zu einem besseren Verständnis dieser THz-Quelle führen. Um die zu Grunde liegende Emission des VECSELS und die erzeugte THz-Strahlung in Abhängigkeit von der eingestellten Pumpleistung zu untersuchen, kommen sowohl ein optisches-, als auch ein THz-Michelson-Interferometer zum Einsatz. Die so erhaltenen Interferogramme werden analysiert und direkt miteinander in Beziehung gesetzt [98]. Bevor jedoch mit der Beschreibung der Experimente begonnen wird, folgt zunächst ein kurzer Abschnitt zur Wahl des nichtlinearen Kristalls und zur

Berechnung der Kristallparameter. Im Anschluss wird die Abstrahlcharakteristik einer solchen THz-Quelle numerisch simuliert.

9.1 Berechnung des erzeugten THz-Feldes

Im nun folgenden Abschnitt wird die Erzeugung von THz-Wellen mittels parametrischer Frequenzkonversion zweier Laserlinien in einem nichtlinearen Kristall vollständig analytisch hergeleitet und anschließend die Abstrahlcharakteristik numerisch berechnet. Als Basis für die Berechnungen dient die theoretische Beschreibung aus Kapitel 3.3. Zum besseren Verständnis der Herleitung wird in Abbildung 9.1 eine Prinzipskizze inklusive Koordinatensystem gezeigt. Gegeben seien zwei in x-Richtung propagierende Wellen E_1 und E_2 mit Frequenzen ω_1 und ω_2 , welche in z-Richtung polarisiert sind und ein gaußförmiges Strahlprofil aufweisen:

$$\bar{E}_{1,z}(\mathbf{r}, t) = E_0 \cdot e^{-\frac{y^2}{r_{y0}^2}} \cdot e^{-\frac{z^2}{r_{z0}^2}} \cdot e^{i(\omega_1 t - k_1 x)} + c.c., \quad (9.1)$$

$$\bar{E}_{2,z}(\mathbf{r}, t) = E_0 \cdot e^{-\frac{y^2}{r_{y0}^2}} \cdot e^{-\frac{z^2}{r_{z0}^2}} \cdot e^{i(\omega_2 t - k_2 x)} + c.c.. \quad (9.2)$$

Hier bezeichnen r_{y0} und r_{z0} die Strahlradien für die y- bzw. die z-Richtung. Weiterhin wurde angenommen, dass beide Wellen dieselbe Amplitude E_0 aufweisen. Nach Gl. 3.54 geben diese Wellen in einem nichtlinearen Medium, welches eine von Null verschiedene nichtlineare Suszeptibilität zweiter Ordnung besitzt, Anlass zu einer nichtlinearen Polarisation bei der Differenzfrequenz, welche geschrieben werden kann als

$$\bar{P}_{NL,z}(\mathbf{r}, t) = 2\epsilon_0 d \bar{E}_1 \bar{E}_2^* = P_{NL,z}(\mathbf{r}) \cdot e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} + c.c., \quad (9.3)$$

mit

$$P_{NL,z}(\mathbf{r}) = 2\epsilon_0 d \cdot E_0^2 \cdot e^{-\frac{2y^2}{r_{y0}^2}} \cdot e^{-\frac{2z^2}{r_{z0}^2}} \cdot e^{-i(k_1 - k_2)x}. \quad (9.4)$$

Hierbei wurde angenommen, dass ebenfalls nur eine z-Komponente existiert. Diese nichtlineare Polarisation wirkt nach den Ausführungen von Kapitel 3.3 als Quellterm für das elektrische Feld der Differenzwelle E_z . Zur exakten Berechnung der Feldverteilung muss die Wellengleichung gelöst werden, welches jedoch meistens keine einfache Aufgabe darstellt. Es wird daher ein anderes Vorgehen vorgezogen, bei welchem eine inhomogene Wellengleichung für das Vektorpotential \mathbf{A} aufgestellt wird, in welcher die nichtlineare Polarisation als Quellterm fungiert. Die Lösung dieser Gleichung lässt sich dann relativ einfach darstellen als Faltung des Quellterms mit der Green'schen Funktion des Mediums [86]. Ist eine zeit- und ortsabhängige Stromdichte Anlass zur Erzeugung elektromagnetischer Wellen, wird dieses Verfahren oftmals auch als Antennenmodell bezeichnet. Dieses findet beispielsweise in [99] Anwendung, um das in Lithiumniobat erzeugte THz-Feld zu berechnen, welches durch Mischung zweier Laserpulse entsteht. Das Vorgehen zur Berechnung der Abstrahlcharakteristik der VECSEL-basierten THz-Quelle lehnt an diesem Verfahren an. Wie erläutert, wirkt in dem Antennenmodell üblicherweise ein Strom als Quellterm, in

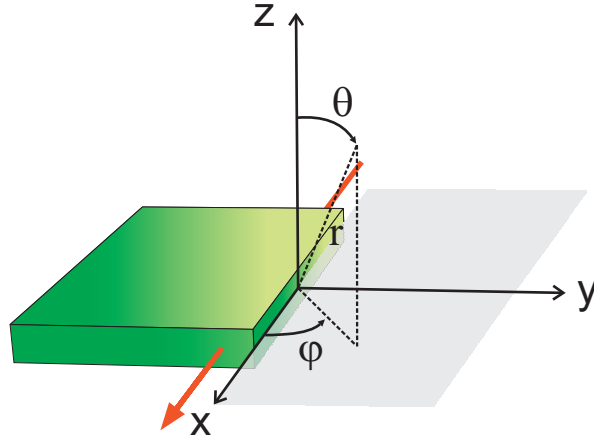


Abbildung 9.1: Prinzipskizze zur Berechnung der Abstrahlcharakteristik inklusive kartesischem und Kugelkoordinatensystem.

diesem Fall wird dieser durch die nichtlineare Polarisation dargestellt. Das Vektorpotential \mathbf{A} sei definiert durch

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (9.5)$$

wobei \mathbf{B} die magnetische Flussdichte darstellt. Durch Kombination der Maxwell'schen Gleichungen und Einbeziehung der nichtlinearen Polarisation ergibt sich als Wellengleichung für das Vektorpotential unter Nutzung der Lorentz-Eichung [86]:

$$\nabla^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) - \frac{\epsilon_r \mu_r}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t), \quad (9.6)$$

wobei alle genannten Größen Vektoren darstellen. ϵ_r , μ_r und μ_0 stehen für die Dielektrizitätszahl des Mediums, die magnetische Permeabilität sowie die magnetische Feldkonstante. Im Folgenden wird von einer harmonischen Zeitabhängigkeit gemäß $e^{i\omega t}$ ausgegangen, weshalb die Gleichung weiter geschrieben werden kann als

$$\nabla^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \mu_r \mathbf{A}(\mathbf{r}) = -i\omega \mu_0 \mu_r \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}). \quad (9.7)$$

Da oben gemachte Voraussetzungen lediglich eine z-Komponente für die nichtlineare Polarisation und damit für das elektrische Feld des Differenzsignals erfordern, kann gefolgert werden, das ebenso das Vektorpotential lediglich eine z-Komponente besitzt. Nach [86] lässt sich die allgemeine Lösung nun schreiben als

$$A_z(\mathbf{r}) = \frac{i\omega \mu_0 \mu_r}{4\pi} \int P_{NL,z'}(\mathbf{r}', \omega) \frac{e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}', \quad (9.8)$$

wobei sich die Integration auf die mit einem Hochstrich bezeichneten Variablen bezieht. Da für die Betrachtung der Abstrahlcharakteristik nur das Fernfeld von Interesse ist (d.h. $|\mathbf{r}| \gg |\mathbf{r}'|$) kann dieser Ausdruck weiter vereinfacht werden zu [99]:

$$A_z(\mathbf{r}) = \frac{i\omega \mu_0 \mu_r}{4\pi r} e^{-ikr} \int P_{NL,z'}(\mathbf{r}', \omega) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}'} d^3\mathbf{r}'. \quad (9.9)$$

Diese Gleichung wird genutzt, um das abgestrahlte elektrische Feld des Differenzfrequenzsignals zu berechnen. Dazu bietet es sich an, in das Kugelkoordinatensystem zu wechseln. Schreibt man das Vektorpotential entsprechend um, so ergibt sich:

$$\mathbf{A}(\theta, \phi, r) = -A_z \sin \theta \mathbf{e}_\theta + A_z \cos \theta \mathbf{e}_r, \quad (9.10)$$

wobei \mathbf{e}_θ und \mathbf{e}_r die Einheitsvektoren in Kugelkoordinaten darstellen. Es wird deutlich, dass keine ϕ -Komponente für das Vektorpotential existiert. Über die Maxwell'schen Gleichungen lässt sich nun das elektrische Feld aus dem Vektorpotential berechnen. Dieses schreibt sich nach einigen Umformungen als

$$\mathbf{E}(\theta, \phi, r) = \frac{2i\omega}{ik} A_z \cos \theta \frac{1}{r} \mathbf{e}_r + \frac{i\omega}{ik} A_z \sin \theta \cdot \left(ik - \frac{1}{r} \right) \mathbf{e}_\theta. \quad (9.11)$$

Die Gleichung zeigt, dass sowohl eine θ - als auch eine r -Komponente für das elektrische Feld existieren. Beachtet man zusätzlich die $1/r$ -Abhängigkeit der A_z -Komponente und führt erneut eine Fernfeldvereinfachung durch, können alle Terme mit einer $1/r^2$ -Abhängigkeit vernachlässigt werden. Es bleibt somit lediglich eine θ -Komponente übrig, die sich schreiben lässt als $E_\theta(\theta, \phi, r) = i\omega A_z \sin \theta$. Setzt man die Ausdrücke 9.9 und 9.4 in diese Gleichung ein ergibt sich schließlich

$$E_\theta(\theta, \phi, r = R) = \frac{-\omega^2 \mu_0 \mu_r e^{-ikR} \sin \theta}{4\pi R} \cdot \int 2d(x', y') E_0^2 \pi \cdot e^{-\frac{y'^2}{r_{y0}^2}} \cdot e^{-\frac{z'^2}{r_{z0}^2}} \cdot e^{i(k_z z' + k_y y' + (k_x - \Delta k)x')} d^3 \mathbf{r}'. \quad (9.12)$$

Hierbei bezeichnet $\Delta k = k_1 - k_2$ die Differenz aus den Beträgen der Wellenvektoren der einfallenden Felder E_1 und E_2 . Weiterhin beachte man, dass der nichtlineare Koeffizient explizit von den Variablen x' und y' abhängt, welches später für die Phasenanpassung wichtig wird. Im weiteren Verlauf wird die Integration über z' durchgeführt. Mit dem Ausdruck $k_x = k \sin \theta \cos \phi$ (Parametrisierung in Kugelkoordinaten) vereinfacht sich die Gleichung zu

$$E_\theta(\theta, \phi, r = R) = A \cdot \int d(x', y') e^{ik_y y' - \frac{2y'^2}{r_{y0}^2}} \cdot e^{-i\frac{\Delta\omega}{c} \Delta n x'} dx' dy' \quad (9.13)$$

mit

$$A = \frac{-\mu_0 \omega^2 e^{ikR} \sin \theta}{2^{3/2} R} \cdot E_0^2 \cdot r_{z0} \cdot e^{-\frac{k_z^2 z_0^2}{8}} \pi^{1/2} \quad (9.14)$$

und

$$\omega = \Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 \quad (9.15)$$

sowie

$$\Delta n = n_{\text{IR}} - n_{\text{THz}} \sin \theta \cos \phi. \quad (9.16)$$

Hierbei wurde angenommen, dass beide Fundamentalwellen E_1 und E_2 denselben Brechungsindex n_{IR} besitzen. n_{THz} steht für den Brechungsindex bei der Differenzfrequenz, welcher im THz-Bereich liegen soll. Üblicherweise unterscheiden sich die Brechungsindizes der Fundamentalwellen und des THz-Signals um einen nicht zu vernachlässigenden Betrag

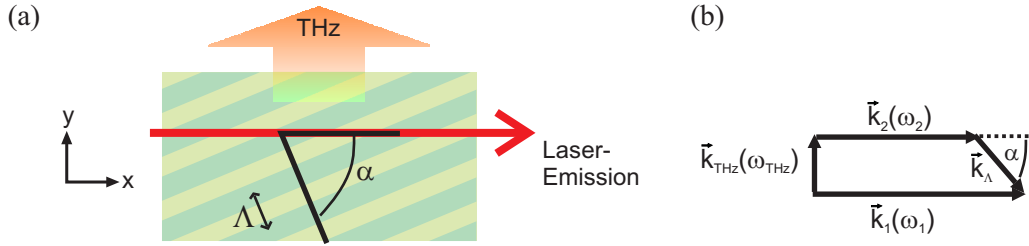


Abbildung 9.2: (a) Skizze zur Veranschaulichung der periodischen Polung in einem nichtlinearen Kristall. (b) Wellenvektordiagramm.

und eine Phasenanpassung ist für das Erreichen einer hohen Konversionseffizienz unumgänglich. Im Folgenden wird auf das Konzept der Quasiphasenanpassung zurückgegriffen, welches bereits in Kapitel 3.3 erläutert wurde. Für diesen Fall wird explizit eine schräge periodische Polung berücksichtigt, in dem der nichtlineare Koeffizient sowohl in x - als auch in y -Richtung sein Vorzeichen ändert. Der Gittervektor der Polung zeigt also im Allgemeinen schräg zur Ausbreitungsrichtung der Fundamentalwellen und ist nicht kollinear zu dieser. Abbildung 9.2 verdeutlicht dieses in einer Skizze. Eine Phasenanpassung ist genau dann gewährleistet, wenn sich die Summe aller Wellenvektoren zu Null ergibt. Wie aus der Grafik ersichtlich, wird die erzeugte THz-Welle im Allgemeinen ebenfalls schräg zur Ausbreitungsrichtung der beiden Fundamentalwellen abgestrahlt. Die genaue Abstrahlrichtung kann durch Wahl der periodischen Polung eingestellt werden. Im Folgenden wird der nichtlineare Koeffizient durch eine Fourierreihe beschrieben, nun allerdings für die x - und die y -Richtung gleichzeitig, um der schrägen Polung Rechnung zu tragen. Es ergibt sich nun

$$d(x, y) = d_{33} \left(\frac{4}{\pi} \right)^2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin((2k-1)k_{\Lambda x}x)}{2k-1} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin((2n-1)k_{\Lambda y}y)}{2n-1} \quad (9.17)$$

mit

$$k_{\Lambda x} = \frac{2\pi}{\Lambda} \cos \alpha = \frac{2\pi}{\Lambda_x} \quad \rightarrow \quad \Lambda_x = \frac{\Lambda}{\cos \alpha} \quad (9.18)$$

$$k_{\Lambda y} = \frac{2\pi}{\Lambda} \sin \alpha = \frac{2\pi}{\Lambda_y} \quad \rightarrow \quad \Lambda_y = \frac{\Lambda}{\sin \alpha}. \quad (9.19)$$

Hierbei wurde explizit das Tensorelement d_{33} mit einbezogen, welches die nichtlineare Interaktion zwischen z -polarisierten Wellen beschreibt. Weiterhin stellt Λ die Polungsperiode dar und Λ_x und Λ_y deren Projektion auf die x - bzw. die y -Achse, siehe Abbildung 9.2. Nach Einsetzen in Gleichung 9.13 kann nun die Integration ausgeführt werden. Die Integrationsgrenzen umfassen dabei das Generationsgebiet der nichtlinearen Polarisation. Die Grenzen werden deshalb in y - und in z -Richtung von $-\infty$ bis $+\infty$ gewählt, in x -Richtung wird nur über die Länge des Kristalls integriert, d.h. von $-L/2$ bis $+L/2$. Nach

Ausführen der Integration und einigen Umrechnungen ergibt sich

$$E_\theta(\theta, \phi, r = R) = B \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n-1} \left(e^{-\frac{\Omega_+^2 r_{y0}^2}{8}} - e^{-\frac{\Omega_-^2 r_{y0}^2}{8}} \right) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{2k-1} \left[\operatorname{sinc} \left(\left(\frac{\Delta\omega\Delta n}{c} - (2k-1)k_{\Lambda x} \right) \frac{L}{2} \right) - \operatorname{sinc} \left(\left(\frac{\Delta\omega\Delta n}{c} + (2k-1)k_{\Lambda x} \right) \frac{L}{2} \right) \right] \quad (9.20)$$

mit

$$B = \frac{\mu_0 \omega^2 e^{ikR} \sin \theta}{\pi R} \cdot E_0^2 \cdot r_{y0} \cdot r_{z0} \cdot e^{-\frac{(k \cos \theta)^2 r_{z0}^2}{8}} \cdot d_{33} \cdot L \quad (9.21)$$

und

$$\Omega_{\pm} = k_y \pm (2n-1)k_{\Lambda y} = k \sin \theta \sin \phi \pm (2n-1)k_{\Lambda y}. \quad (9.22)$$

Wie man aus diesen Gleichungen erkennt, lassen sich die Bedingungen für Phasenanpassung in x- und y-Richtung schreiben als

$$\frac{\omega\Delta n}{c} = (2k-1) \frac{2\pi}{\Lambda_x} \quad \rightarrow \quad \Lambda_x = (2k-1) \frac{\lambda}{(n_{\text{IR}} - n_{\text{THz}} \sin \theta \cos \phi)} \quad (9.23)$$

$$k \sin \theta \sin \phi = (2n-1)k_{\Lambda y} \quad \rightarrow \quad \Lambda_y = (2n-1) \frac{\lambda}{\sin \theta \sin \phi \cdot n_{\text{THz}}} \quad (9.24)$$

Die passenden Polungsperioden können nun errechnet werden, indem zunächst die Abstrahlwinkel θ und ϕ festgelegt und in einem anschließenden Schritt die oben genannten Beziehungen für die Werte $n = k = 1$ gelöst werden. Der Polungswinkel α und die Polungsperiode Λ können danach mit Hilfe von Gleichung 9.18 und 9.19 berechnet werden. Hier sei angemerkt, dass ohne Weiteres auch dreidimensionale Phasenanpassung möglich ist. In diesem Fall würde der nichtlineare Koeffizient eine Funktion aller drei Raumkoordinaten sein und eine Art Schachbrettmuster bilden. Die Berechnung verläuft dann ganz analog zu dem hier präsentierten Vorgehen.

Als letzter Schritt bleibt noch, die Intensität und die Leistung der abgestrahlten Welle zu ermitteln. Die Intensität lässt sich durch zeitliche Mittelung des Poynting-Vektors berechnen, woraus folgt:

$$I(\theta, \phi, r = R) = \frac{1}{2Z_0} |E_\theta|^2 \cdot n_{\text{THz}}, \quad (9.25)$$

wobei $Z_0 = 1/(\sqrt{\mu_0/\epsilon_0})$ den Wellenwiderstand des Vakuums bezeichnet. Für die Berechnung der gesamten abgestrahlten Leistung muss dieser Ausdruck über eine Kugelfläche integriert werden. Dies lässt sich schreiben als

$$P = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I(\theta, \phi, r = R) R^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad (9.26)$$

Mit den hier hergeleiteten Gleichungen ist es nun möglich, die winkelabhängige Abstrahcharakteristik des erzeugten THz-Feldes sowie dessen abgestrahlte Gesamtleistung in einem bestimmten Winkelbereich zu berechnen. Dieses erfolgt im übernächsten Unterkapitel, nachdem ein geeigneter Kristall ausgewählt wurde, dessen Parameter in die Berechnung mit einfließen.

9.2 Auswahl des Kristalls und Kristalldesign

Nach den theoretischen Herleitungen soll an dieser Stelle kurz die Wahl des eingesetzten nichtlinearen Kristalls diskutiert werden. Um eine effiziente Differenzfrequenzerzeugung zu gewährleisten, muss der Kristall drei wesentliche Eigenschaften aufweisen:

- Einen möglichst großen nichtlinearen Koeffizienten zweiter Ordnung
- Eine möglichst geringe Absorption für die Fundamentalwellen
- Eine möglichst geringe Absorption für das Differenzfrequenzsignal

Zunächst einmal kommen lediglich nicht-zentrosymmetrische Materialien in Frage, da nur diese eine nicht-verschwindende nichtlineare Suszeptibilität zweiter Ordnung besitzen [4]. Ein Material, welches alle drei genannten Eigenschaften erfüllt, ist nicht leicht zu finden, wenn gar unmöglich. Es müssen daher Kompromisse getroffen werden, aus welchen sich letztendlich nur wenige Materialien als verwendbar herauskristallisieren. Für die Erzeugung von THz-Wellen mittels Differenzfrequenzerzeugung stellt das Material Lithiumniobat die beste Lösung dar. Im Vergleich zu anderen Materialien bietet es den höchsten nichtlinearen Koeffizienten $d = d_{33} = 168 \text{ pm/V}$ (siehe Tabelle 9.1) und eine verschwindend geringe Absorption im optischen- und Nahinfrarotbereich [99–101]. Weiterhin kann der photorefraktive Effekt durch Dotierung mit Magnesiumoxid unterdrückt werden, so dass auch ein Betrieb bei hohen optischen Leistungen möglich wird, ohne dass der Kristall irreversible Veränderungen des Brechungsindex erfährt [102, 103]. Lithiumniobat ist des Weiteren negativ doppelbrechend als auch ferroelektrisch. Letzteres erweist sich gerade für Techniken zum periodischen Polen als großer Vorteil, bei denen die Kristallstruktur durch Anlegen äußerer elektrischer Felder invertiert wird [4, 100, 104]. Ein deutlicher Nachteil stellt dagegen die recht hohe Absorption im THz-Bereich dar. Diese nimmt bei einer Frequenz von 1 THz bereits Werte von 20 cm^{-1} für die außerordentliche Richtung und 30 cm^{-1} für die ordentliche Richtung an [105]. Bei 2 THz steigt die Absorption signifikant auf Werte von nahezu 100 cm^{-1} und darüber hinaus an. Dieser Umstand erschwert das Arbeiten im THz-Frequenzbereich erheblich und man muss dafür Sorge tragen, dass das THz-Signal stets den kürzest möglichen Weg durch den Kristall zurücklegt. Dennoch wiegen die Vorteile die relativ hohe Absorption im THz-Bereich auf, und so stellt Lithiumniobat eines der am meisten genutzten und effizientesten Materialien zur Erzeugung von THz-Wellen durch nichtlineare Effekte dar [102, 106–116].

Tabelle 9.1 zeigt die wesentlichen Eigenschaften von Lithiumniobat nochmals in einem Vergleich mit anderen nichtlinearen Kristallen. Es ist zu erkennen, dass Lithiumniobat neben den bereits erwähnten Eigenschaften ebenfalls die größte Bandlücke besitzt. Dieser Umstand wirkt sich insbesondere bei hohen Leistungsdichten der Fundamentalwellen positiv aus, da für große Bandlücken das Auftreten von Zwei- als auch Drei-Photonenabsorption erheblich reduziert wird. Dies führt zu einer höheren Konversions-

effizienz und einer im Vergleich zu anderen Kristallen später einsetzenden Sättigung der erzeugten THz-Leistung [117].

	LiNbO ₃	GaAs	GaSe	ZnTe	GaP
E_g [eV]	3,8	1,42	2,0	2,39	2,26
d [pm/V]	168	65,6	28	68,5	24,8
α bei 1 THz [cm ⁻¹]	20 (ao) 30 (o)	0,5	0,07	1,3	1,9
n bei 1 THz	5,16 (ao) 6,7 (o)	3,61	3,72	3,18	3,34

Tabelle 9.1: Übersicht über eingesetzte nichtlineare Kristalle zur Erzeugung von THz-Wellen. Hierbei bezeichnen E_g , d , α und n die Bandlücke, den nichtlinearen Koeffizienten, den THz-Absorptionskoeffizienten, sowie den THz-Brechungsindex. Die Daten stammen aus [105, 112, 118–121].

Periodisch gepoltes Lithiumniobat (kurz PPLN, engl.: *periodically poled lithium niobate*) ist als nichtlineares Medium somit am besten geeignet und wird daher, genau wie in vorhergehenden Arbeiten, für den Einsatz in einem VECSEL genutzt. Die gewählte Konfiguration lehnt sich an den Ausführungen von [29, 114, 116] an, bei denen das THz-Signal senkrecht zur Propagationsrichtung des Lasers abgestrahlt wird, siehe Abbildung 9.2. Der Vorteil einer solchen Konfiguration ist, dass es damit auf einfache Art und Weise möglich wird, den THz-Strahl abzugreifen und durch Linsen auf einen Detektor zu fokussieren. Dieses wäre bei einer kollinearen Anordnung wesentlich komplizierter. Mit dieser Wahl werden nun beide Abstrahlwinkel ϕ und θ auf 90° festgelegt. Für eine effiziente Frequenzkonversion sollten weiterhin alle beteiligten Wellen über das größte Tensorelement d_{33} des nichtlinearen Tensors miteinander gekoppelt werden. In diesem Fall folgt, dass das Laser- sowie das THz-Signal z-polarisiert sein müssen. Nur in einem solchen Fall ist der gewünschte Koeffizient voll wirksam. Die Festlegung auf z-Polarisation bedeutet auch, dass für beide Signale der außerordentliche Brechungsindex wirksam wird [122]. Die Designfrequenz wird nun auf 1,05 THz festgelegt. Nach diesem Schritt können alle zur Phasenanpassung erforderlichen Größen mit Hilfe von Gleichung 9.23 und 9.24 berechnet werden. Die verwendeten Parameter und die Ergebnisse der Berechnung werden in Tabelle 9.2 gezeigt. Danach ergibt sich eine Polungsperiode mit einer Länge von $51 \mu\text{m}$ und ein Polungswinkel von $67,4^\circ$.

Die Herstellung von drei identischen Kristallen erfolgte bei der Firma *HCPotonics* in Taiwan. Alle Kristalle sind senkrecht zur optischen Achse geschnitten und weisen zusätzlich eine Antireflexionsbeschichtung an den Front- und Endfacetten auf, um die intrakavitären Verluste im Laser so gering wie möglich zu halten. Die Abmaße eines jeden Kristalls betragen $10 \text{ mm} \cdot 5 \text{ mm} \cdot 1 \text{ mm}$ (Länge·Breite·Höhe).

<u>n_{IR}</u>	<u>n_{THz}</u>	<u>ν_{THz} (THz)</u>	<u>λ_{IR} (nm)</u>	Λ_x (μm)	Λ_y (μm)	Λ (μm)	α ($^\circ$)
2,15	5,17	1,05	1030	132,9	55,2	51	67,4

Tabelle 9.2: Übersicht über Eingangsparameter (unterstrichen) und Berechnungsergebnisse für das Design des PPLN. Die Werte der Brechungsindizes ergeben sich durch Sellmeier-Gleichungen, siehe [103, 105].

9.3 Simulation der Abstrahlcharakteristik und der Konversionseffizienz

In diesem Abschnitt werden sowohl die Abstrahlcharakteristik als auch die Konversionseffizienz numerisch simuliert. Abbildung 9.3 (a) zeigt ein Falschfarbenbild der winkelabhängigen Leistungsverteilung des abgestrahlten THz-Feldes bei der Designfrequenz von 1050 GHz. Für die Berechnungen wurde in y - als auch in z -Richtung ein Strahldurchmesser von $200 \mu\text{m}$ angenommen. Wie zu erkennen ist, weist das Signal in ϕ -Richtung fast keine Divergenz auf und ist auf Bereiche von ca. $\pm 0,3^\circ$ konzentriert. In θ -Richtung hingegen erfährt das Signal eine starke Divergenz mit einem Winkel von etwa $\pm 20^\circ$. Das Erzeugungsgebiet der nichtlinearen Polarisation ist durch den Strahldurchmesser des Lasers in vertikaler Richtung auf ein Gebiet von $200 \mu\text{m}$ festgelegt und ist damit nur rund 3,4 mal größer als die im Material wirksame THz-Wellenlänge von ca. $58 \mu\text{m}$. Starke Beugungseffekte in vertikaler Richtung sind daher unumgänglich. Abbildungen 9.3 (b) und (c) zeigen Falschfarbenbilder der Abstrahlcharakteristik für Strahldurchmesser von $400 \mu\text{m}$ und $800 \mu\text{m}$. In diesen ist eine deutliche Reduzierung der Divergenz in θ -Richtung zu erkennen, da mit größeren Strahldurchmessern die Beugung deutlich geringer ausfällt. Abbildungen 9.3 (d) und (e) zeigen ergänzend Falschfarbenbilder für weitere Frequenzen von 1010 GHz und 1090 GHz bei einem Strahldurchmesser von $200 \mu\text{m}$. Man erkennt, dass von der Entwurfsfrequenz abweichende Beiträge schräg abgestrahlt werden und nicht mehr senkrecht unter einem Winkel von 90° . Eine Vergleichsdarstellung für alle drei Frequenzen in Abhängigkeit des Abstrahlwinkels ϕ wird in Abbildung 9.3 (f) gezeigt.

Die präsentierten Ergebnisse zeigen, dass die von einem Detektor registrierte Leistung also entscheidend vom Auffangwinkel in θ -Richtung abhängt. Hält man den Auffangwinkel in ϕ -Richtung konstant auf $\Delta\phi = 2^\circ$ und berechnet die aufgefangene Leistung in Abhängigkeit des Auffangwinkels in θ -Richtung, so erhält man das in Abbildung 9.4 (a) gezeigte Ergebnis. Danach muss der Detektor das Signal aus Winkelbereichen bis $\theta \approx \pm 20^\circ$ aufnehmen können, was einem Auffangwinkel von $\Delta\theta \approx 40^\circ$ entspricht. Hier sei angemerkt, dass der Abstrahlwinkel sich bisher auf den Winkel im Kristallmaterial bezieht. Der reale Abstrahlwinkel außerhalb des Kristalls muss korrekterweise noch mit dem Snellius'schen Brechungsgesetz berechnet werden. Da der Grenzwinkel für Totalreflexion sich beim Übergang PPLN-Luft zu nur 11° ergibt ist ersichtlich, dass ein gewisser Anteil der abgestrahlten Leistung (ca. 10,4 %) den Kristall erst gar nicht verlassen kann. Die restlichen Anteile erfahren Reflexionsverluste von ca. 46 % und strahlen außerhalb des Kristalls unter einem maximalen Winkel von $\theta_{\text{out}} \approx \pm 80^\circ$ ab. Dies erfordert eine geeignete Auffangoptik direkt hinter dem Kristall, um den extrem divergenten Strahl zu kollimieren. Der Vollständigkeit

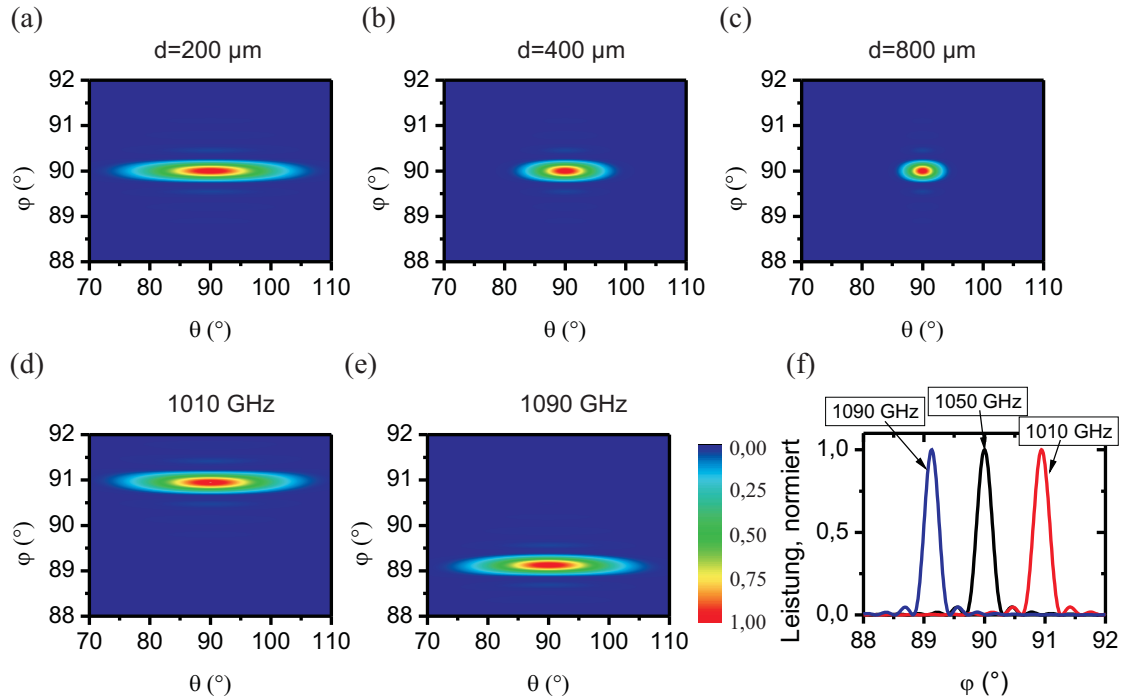


Abbildung 9.3: (a), (b) und (c): Simulationen der Abstrahlcharakteristik für die Designwellenlänge von 1050 GHz und verschiedene Strahldurchmesser d . (d) und (e): Abstrahlcharakteristik für Frequenzen von 1010 GHz und 1090 GHz. (f): abgestrahlte normierte Leistung in Abhängigkeit des Winkels ϕ für alle betrachteten Frequenzen.

halber zeigt Abbildung 9.4 (b) die detektierbare Leistung nochmals in Abhängigkeit des Auffangwinkels $\Delta\phi$ bei festem $\Delta\theta = 40^\circ$.

Die Konversionseffizienz als Funktion der Frequenz wird in Abbildung 9.4 (c) und (d) für verschiedene Werte des Auffangwinkels $\Delta\phi$ gezeigt. Für den ersten Fall ($\Delta\phi = 2^\circ$) ergibt sich eine Durchstimmbarkeit von ca. 85 GHz, für den zweiten Fall ($\Delta\phi = 4^\circ$) nimmt diese einen Wert von 445 GHz an. Es kommt also für eine breite Durchstimmbarkeit darauf an, wie gut das in ϕ -Richtung schräg abgestrahlte Signal vom Detektor eingefangen werden kann. Es sei angemerkt, dass die hier präsentierten absoluten Werte als eine erste Schätzung unter optimalen Bedingungen zu verstehen sind. In den Berechnungen wurde die Absorption der THz-Strahlung und auch die im Kristall auftretenden Reflexionsverluste nicht mit berücksichtigt.

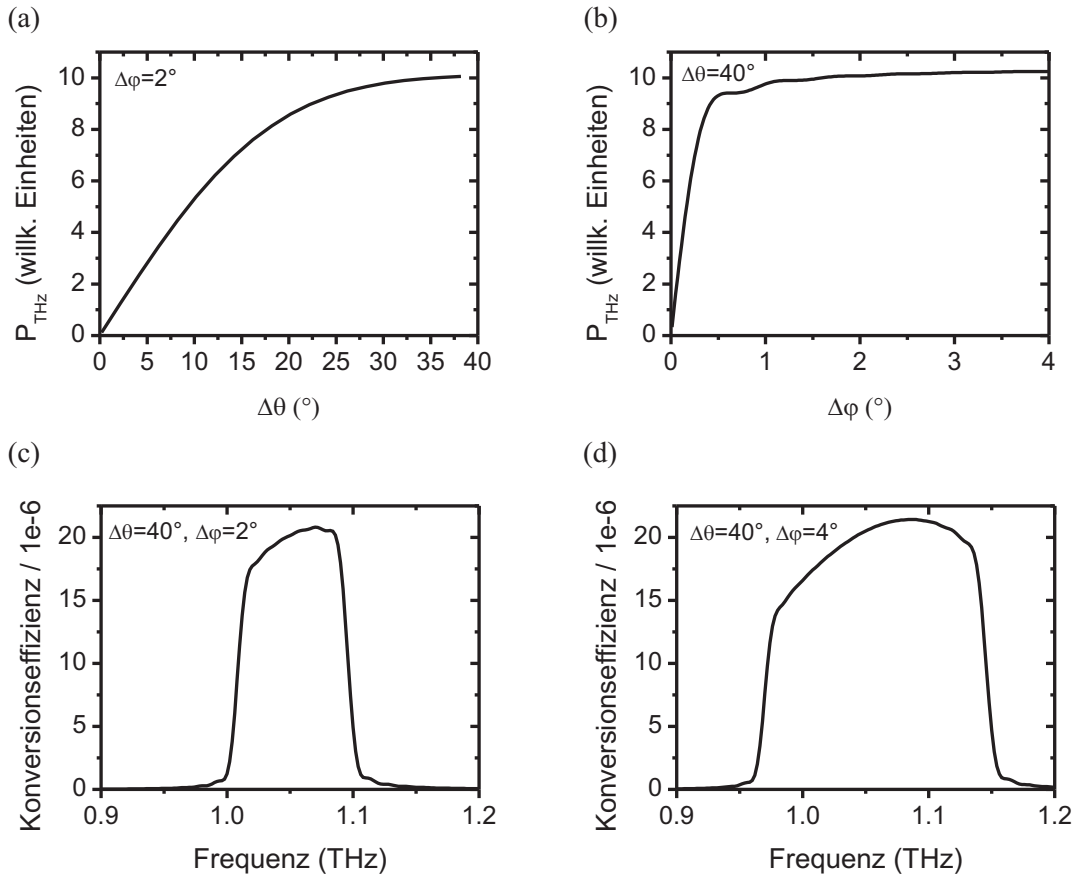


Abbildung 9.4: Erzeugte THz-Leistung in Abhängigkeit des Auffangwinkels $\Delta\theta$ (a) und $\Delta\phi$ (b). (c) und (d) zeigen die Konversionseffizienz als Funktion der Frequenz für verschiedene Konfigurationen der Auffangwinkel.

9.4 Experimenteller Aufbau

Eine Skizze des hier verwendeten experimentellen Aufbaus mit allen relevanten Elementen wird in Abbildung 9.5 (a) gezeigt. Der Kern des Aufbaus ist der VECSEL, welcher mit einem Etalon in einen Zwei-Farben-Betrieb gebracht wird. Der hier verwendete Resonator ist der aus den vorherigen Kapiteln behandelte V-Resonator hoher Güte mit einer Länge von 51 cm. Wenige Millimeter vor den planen Endspiegel wird der nichtlineare Kristall aus periodisch gepoltem Lithiumniobat platziert. Das Lithiumniobat ist mit 5 mol % Magnesiumoxid dotiert, welches die Zerstörschwelle heraufsetzt und den photorefraktiven Effekt effizient unterdrückt [102, 103, 122], so dass auch bei den hier erzeugten hohen Leistungsdichten gearbeitet werden kann. Die Polungsperiode des Kristalls beträgt $51 \mu\text{m}$ und ist mit einem Winkel von $67,4^\circ$ zur Ausbreitungsrichtung geneigt. Wie in Abschnitt 9.2 erläutert wurde, legen diese Parameter die Entwurfsfrequenz, bei der optimale Phasen Anpassung auftritt, auf 1,05 THz fest. Weiterhin besitzt der Kristall an den Front- und Endfacetten eine Antireflexionsbeschichtung für den Bereich 1000 nm bis 1060 nm. Das zu dieser Entwurfsfrequenz passende Etalon muss nach Gleichung 3.18 eine Dicke von ca.

98 μm haben, wenn man Quarzglas als Material verwendet. Abbildung 9.5 (b) zeigt den Verlauf des Strahlradius entlang der Resonatorachse, bei dem der Kristall mit berücksichtigt wurde. Die Länge der Resonatorarme ist so konzipiert, dass der Strahldurchmesser im Kristall genügend klein ($d \approx 200 \mu\text{m}$) und auf dem Chip genügend groß ($d \approx 433 \mu\text{m}$) ist. Ersteres ist nötig, um die Lasermode vollständig in den Kristall einzukoppeln und die Leistungsdichte im Kristall und damit die Konversionseffizienz genügend zu erhöhen. Eine relativ große Lasermode auf dem Chip bedingt eine ebenso große Pumpmode und ist nötig, um den Laser bei hohen Leistungen zu betreiben, ohne dass der Eintrag von Wärme zu früh zu einem thermischen Überrollen führt.

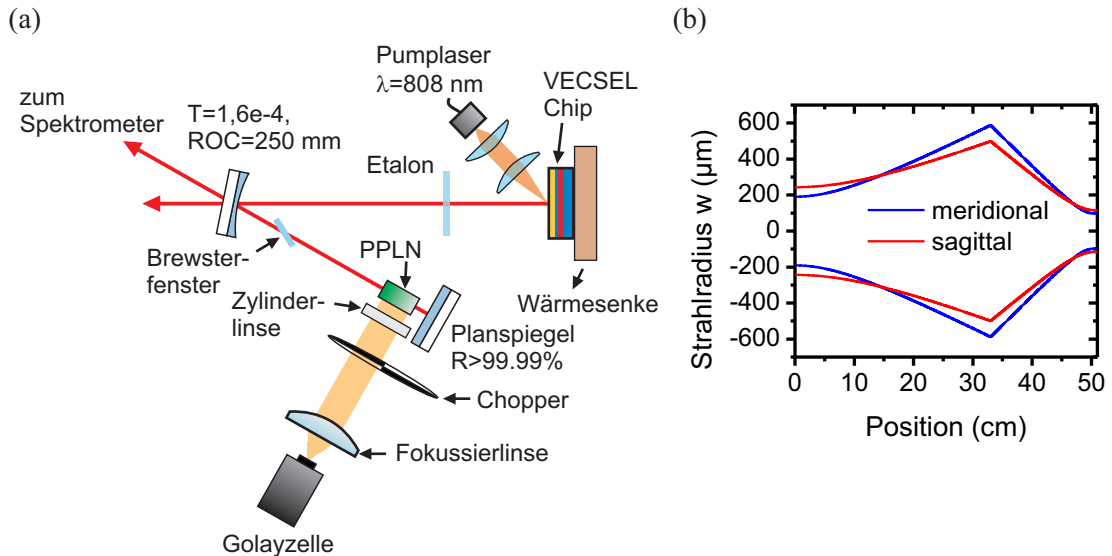


Abbildung 9.5: (a) Skizze der VECSEL-basierten THz-Quelle. (b) Strahlverlauf entlang der Resonatorachse für die meridionale (blau) und die sagittale (rot) Ebene.

Ein anderer Effekt, den es bei der Wahl des Resonators zu berücksichtigen gilt, ist die thermische Linsenwirkung des Lithiumniobat-Kristalls. Aufgrund von sehr geringer Restabsorption der Laserstrahlung führen die hohen, intrakavitären Leistungen zu einer lokalen Aufheizung und im Bereich der Lasermode zu einer Erhöhung des Brechungsindex [123]. Dies bedingt eine Linsenwirkung, deren Stärke mit der Lichtleistung skaliert. Dies führt zu einer Verzerrung der Lasermode im Resonator und kann im ungünstigsten Fall zu einem Zusammenbrechen des Laserbetriebs führen. Um den Einfluss der Linse etwas näher zu beleuchten, zeigen Abbildungen 9.6 (a) und (b) den Strahlverlauf der Lasermode auf dem Chip und im Kristall in Abhängigkeit einer mittig im Kristall sitzenden Linse mit Fokusslänge f . Wie zu erkennen ist, wird der Strahlverlauf nur unwesentlich von der Linsenwirkung beeinträchtigt, erst bei sehr starker Fokussierung mit einer Fokusslänge von ca. 5 cm werden die Strahlparameter negativ beeinflusst. Anderere Resonatorgeometrien scheiden aufgrund von zu kleinen Pumpmoden oder zu großen Einflüssen der thermischen Linsenwirkung des Kristalls aus [124].

Schließlich wird noch ein zusätzliches Glasplättchen aus Quarzglas in den Resonator gesetzt, welches im Brewsterwinkel zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls steht. Mit diesem wird die Laseremission s-polarisiert, um das betragsmäßig größte Element des nicht-linearen Tensors d_{33} des Lithiumniobats für den DFG-Prozess nutzbar zu machen und die Konversionseffizienz zu maximieren. Der Pumplaser wird so eingestellt, dass der Überlapp mit der Resonatormode bestmöglich ist und der Laser ein TEM₀₀-Profil emittiert.

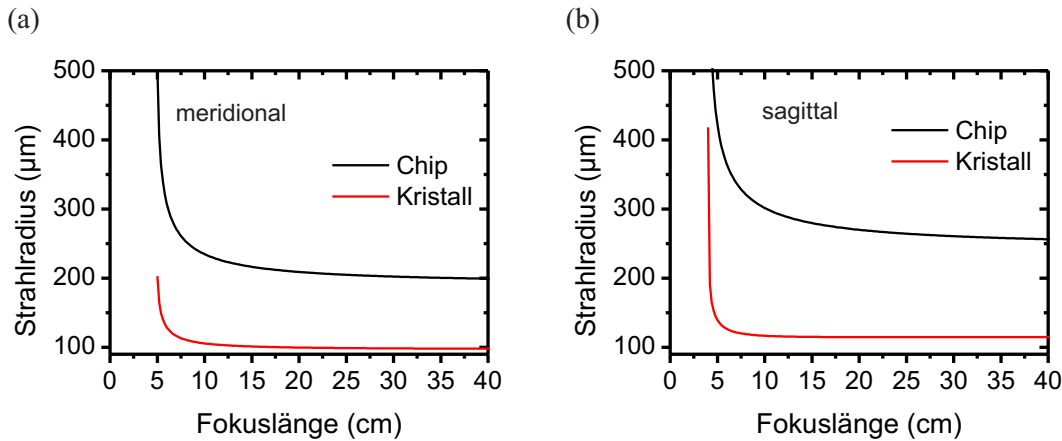


Abbildung 9.6: Auswirkung einer thermischen Linsenwirkung des Lithiumniobatkristalls auf die Strahlradien an Chip und Kristall für die meridionale (a) und die sagittale (b) Ebene.

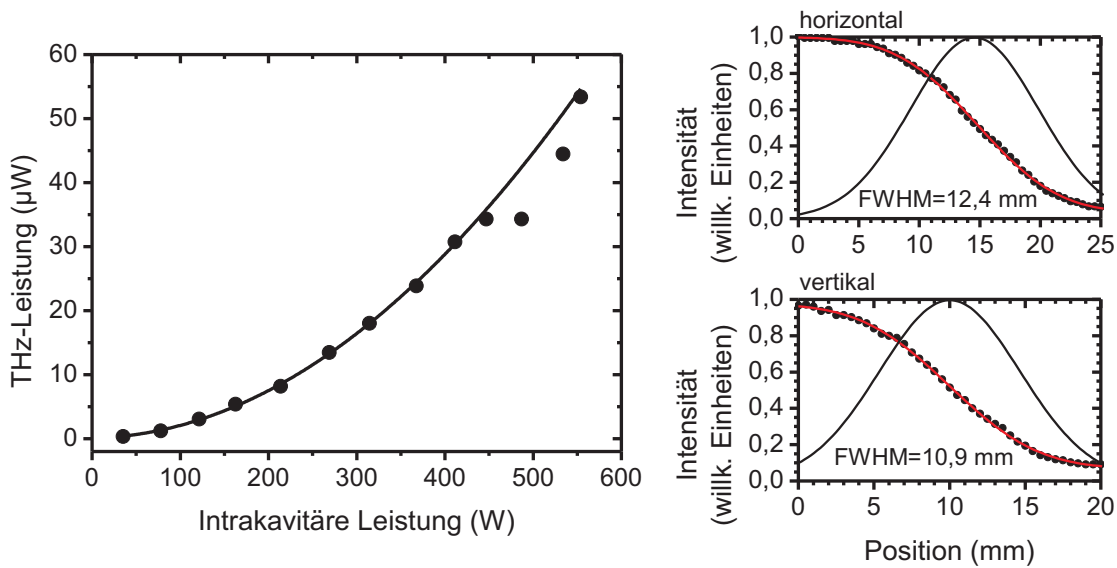


Abbildung 9.7: (a) Leistungskennlinie der erzeugten THz-Leistung in Abhängigkeit der intrakavitären Leistung. Bei dieser Darstellung wurden die an den Linsen auftretenden Reflexionsverluste herausgerechnet. (b) Rasierklingenmessungen im kollimierten Teil des THz-Strahls für die horizontale und die vertikale Richtung. Die Punkte zeigen die Messdaten zusammen mit einer angefütteten Fehlerfunktion (rote Linie). Das resultierende Strahlprofil wird als schwarze Linie gezeigt zusammen mit einer Angabe der vollen Halbwertsbreite.

Wie zuvor erläutert wurde, ist der Kristall so entworfen, dass die THz-Welle aufgrund bestmöglicher Phasenanpassung senkrecht zur Laseremission emittiert wird. Nach Verlassen des Kristalls wird der in der vertikalen Ebene sehr divergente THz-Strahl durch eine aus Polyethylen (HDPE) bestehende Zylinderlinse mit einer Brennweite von 3 mm kollimiert. HDPE, wie auch die meisten anderen nicht-polaren Polymere, besitzen im THz-Bereich einen nahezu konstanten Brechungsindex ($n \sim 1,54$ für HDPE) und eine nur sehr geringe Absorption [125], so dass diese ideale Linsenmaterialien für den THz-Bereich darstellen und vielfältig eingesetzt werden. Die so realisierte zylindrische Linse ist somit in der Lage, ca. 96 % des divergent abgestrahlten THz-Feldes einzufangen und zu kollimieren. Das Signal propagiert nach der Zylinderlinse weiter zum Detektor, auf welchen es mit einer plan-konvexen Polyethylen-Linse mit einer Brennweite von 60 mm fokussiert wird. Als Detektor wird eine Golayzelle der Firma *Tydex* verwendet. Diese gehört zur Familie der thermischen Detektoren und misst die Leistung der auf die Eingangsapertur fallenden elektromagnetischen Strahlung. Da die Golayzelle in einem sehr breiten Frequenzbereich empfindlich ist, dient eine Kombination aus Papier und HDPE-Filter zum Blocken von optischer und nahinfraroter Störstrahlung. Da eine Golayzelle allerdings nur Leistungsänderungen detektiert, wird zusätzlich ein Chopper eingesetzt, der die THz-Strahlung mit einer Frequenz von 10 Hz moduliert. Für die Leistungsmessung wird das von der Golayzelle ausgegebene Signal direkt mit einem Oszilloskop abgelesen, für die Charakterisierung mittels Michelson-Interferometer wird ein Lock-in Verstärker verwendet.

Abbildung 9.7 (a) zeigt eine Messung der erzeugten THz-Leistung in Abhängigkeit der intrakavitären Leistung unter Herausrechnung der Reflexionsverluste an den zwei HDPE-Linsen. Der in die Messpunkte hineingelegte Fit bestätigt das erwartete quadratische Verhalten für χ^2 -Prozesse. Bei hohen Leistungen wird eine instabile Zwei-Farben-Emission beobachtet, was zu einem Abweichen der Messpunkte von der quadratischen Kurve führt. Um ein gaußförmiges Strahlprofil nachzuweisen, wird der kollimierte Teil des erzeugten THz-Strahls nach der Zylinderlinse mit Hilfe von Rasierklingelmessungen in horizontaler als auch in vertikaler Richtung vermessen. Das Ergebnis wird in Abbildung 9.7 (b) dargestellt und bestätigt ein gaußförmiges Profil für beide Richtungen. Die Messungen zeigen allerdings einen leicht asymmetrischen Strahlquerschnitt mit einem etwas höheren Strahldurchmesser in horizontaler Richtung.

9.5 Einfluss der Zwei-Farben-Dynamik auf die THz-Erzeugung

Zunächst wird untersucht, inwieweit das Vorhandensein des Kristalls Einfluss auf die Stabilität der Zwei-Farben-Emission nimmt. Der Kristall selbst stellt aufgrund der an den Facetten stets leicht vorhandenen Restreflexion einen weiteren Frequenzfilter dar, welcher die Bandbreite der Laseremission und damit die Anzahl an longitudinalen Moden reduzieren könnte. Aber auch die durch den Kristall verursachten zusätzlichen optischen Verluste könnten sich negativ auf die Stabilität auswirken. Weiterhin wird in diesem Unterkapitel der Frage nachgegangen, inwieweit die Stabilität der Laseremission Einfluss auf die Erzeugung der THz-Leistung nimmt. Zu erwarten ist eine Herabsetzung der THz-

Konversionseffizienz, sobald die Zwei-Farben-Emission instabil wird. Die Zwei-Farben-Emission des Lasers wird dazu erneut mit der Streak-Kamera aufgenommen. Hierbei werden zwei Konfigurationen untersucht: 1) Laser ohne Kristall und 2) Laser mit Kristall. Für den letztgenannten Fall wird die Leistung des erzeugten THz-Signals simultan mit gemessen. Das Vorgehen bei der Analyse der Zwei-Farben-Emission ist identisch mit vorherigen Messungen (siehe Kapitel 6.2.1) und wird daher nicht explizit beschrieben.

Abbildung 9.8 (a) zeigt aufgenommene Leistungskurven des Lasers einmal ohne und einmal mit eingesetztem nichtlinearem Kristall. Man erkennt, dass der Kristall zu etwas höheren Verlusten führt, was an einer geringeren Steigung der Kennlinie zu erkennen ist. Weiterhin beginnt das thermische Überrollen im Vergleich zur Konfiguration ohne Kristall bei geringeren Leistungswerten, was auf den Einfluss der thermischen Linse und auf geringe zusätzliche Verluste zurückzuführen ist. Um den Einfluss der Emissionsstabilität auf die Konversionseffizienz der Differenzfrequenzerzeugung genauer zu visualisieren, zeigt Abbildung 9.8 (b) die relative Abweichung der erzeugten THz-Leistung zum erwarteten quadratischen Verhalten. Wie man erkennt, sind die Abweichungen immer dort besonders hoch, wo die Zwei-Farben-Emission instabil wird. Dieses ist bei kleinen Leistungen nahe der Laserschwelle sowie im Bereich einer Drei-Farben-Emission nahe der Überrollgrenze der Fall. Hier sei erwähnt, dass für Pumpleistungswerte kleiner als 7 W keine Abweichungen zum erwarteten quadratischen Verlauf berechnet werden konnten, da für diese Werte kein THz-Signal mehr von der Golayzelle detektiert werden konnte. Als Maß für die Emissionsstabilität zeigt Abbildung 9.8 den zur Verteilung der relativen Intensitätsfluktuationen gehörenden 2σ -Wert der Zwei-Farben-Emission für (c) den Resonator ohne und (d) den Resonator mit nichtlinearem Kristall. Für den ersten Fall ist ein breiter Bereich zu erkennen, in dem die 2σ -Werte auf ca. 14 % sinken und eine stabile Emission kennzeichnen. Für den zweiten Fall resultiert eine leichte Reduzierung der Emissionsstabilität. Eine relativ stabile Zwei-Farben-Emission ist möglich, allerdings ist der zugeordnete Bereich wesentlich schmaler und die verbleibenden Intensitätsfluktuationen sind mit einem 2σ -Wert von etwa 25 % deutlich ausgeprägter als im ersten Fall. Ab Beginn des thermischen Überrollens bei etwa 30 W effektiver Pumpleistung wird die Emission instabil und die relativen Intensitätsfluktuationen nehmen signifikant zu. In diesem Bereich lässt sich eine Emission auf mehr als zwei Farben meist nicht mehr unterdrücken, was durch grün eingefärbte Quadrate gekennzeichnet ist.

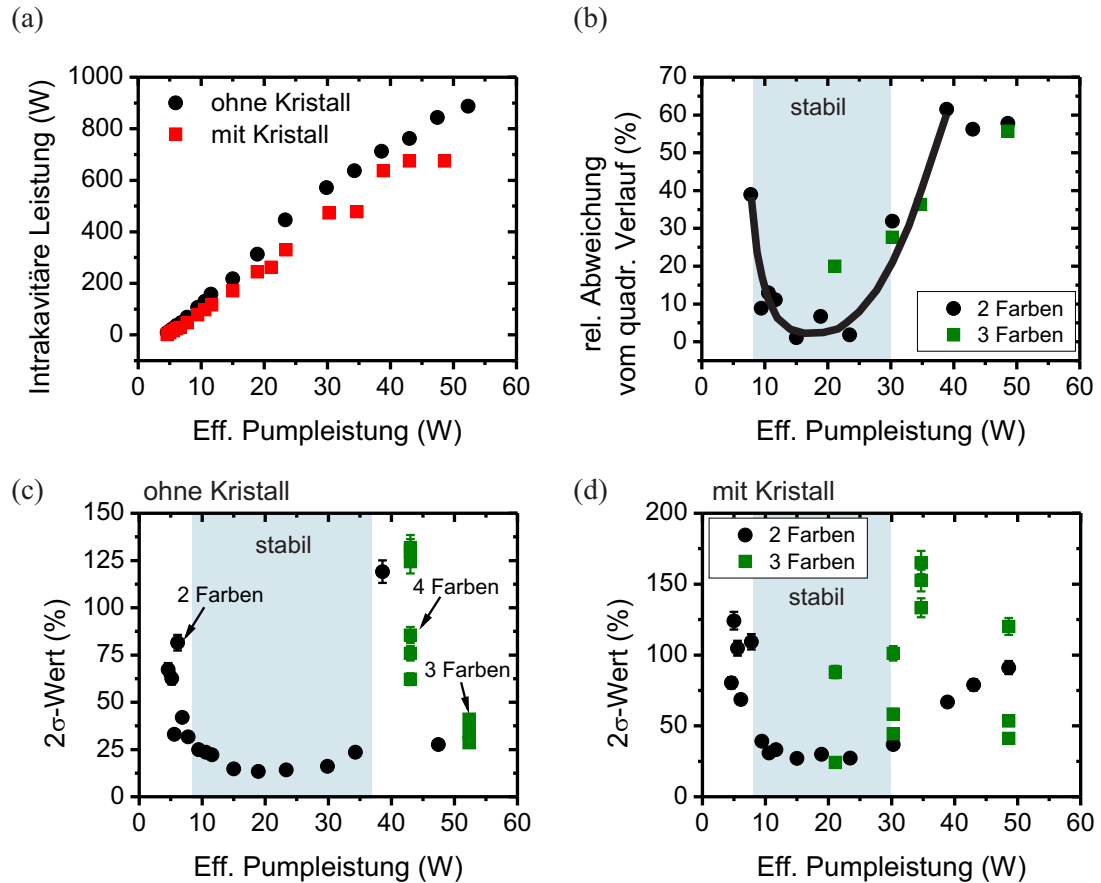


Abbildung 9.8: (a) Leistungskurven des Lasers mit und ohne eingesetzten nichtlinearen Kristall. (b) Relative Abweichung der gemessenen THz-Leistung vom erwarteten quadratischen Verlauf. Die schwarze Linie dient zur besseren Kenntlichmachung des stabilen Bereiches. (c,d) zeigen Zwei-Farben Stabilitätsdiagramme in Form des von der Pumpleistung abhängigen 2σ -Wertes für die Konfiguration ohne und mit Kristall. Die stabilen Bereiche sind blau hinterlegt. Die in (b), (c) und (d) grün markierten Quadrate kennzeichnen eine Emission auf mehr als zwei Farben.

9.6 Untersuchungen zur THz-Emissionsbandbreite

Im nun folgenden Abschnitt werden Messungen zur leistungsabhängigen Entwicklung der Emissionsbandbreite sowohl des Lasers als auch des THz-Signals vorgestellt. Dabei ist interessant, wie sich die spektrale Zusammensetzung der Laseremission auf die Anzahl der THz-Moden auswirkt. Aufgrund von einfachen Überlegungen und den bis jetzt gemachten Erkenntnissen kann davon ausgegangen werden, dass die Anzahl der THz-Moden mit zunehmender Leistung ebenfalls ansteigt. Theoretisch kann der Zusammenhang zwischen Laser- und THz-Bandbreite relativ einfach hergeleitet werden. Nach Gl. 3.54 lässt sich die nichtlineare Polarisation, welche das THz-Feld treibt, als das Produkt aus den elektrischen

Feldern E_1 und E_2 der beiden Laserfarben schreiben, d.h.

$$P_{z,THz}(t) \sim E_1(t) \cdot E_2^*(t). \quad (9.27)$$

Eine Fouriertransformation dieser Gleichung zeigt, dass sich das Spektrum des THz-Feldes aus der Faltung der Spektren beider Laserfarben ergibt:

$$P_{z,THz} \sim E_1(\omega) \star E_2^*(\omega). \quad (9.28)$$

Da mit Hilfe eines optischen Spektrometers stets darauf geachtet wird, dass beide vom Laser emittierten Farben mit der gleichen Leistung erzeugt werden, kann angenommen werden, dass beide Farben denselben ungesättigten Gewinn erfahren und deshalb die Anzahl der longitudinalen Moden pro Farbe (d.h. die Bandbreite) im Mittel gleich sein muss. Weiterhin zeigten die interferometrischen Messungen der Laseremission, dass die Einhüllende des Laserspektrums gut durch eine Gaußkurve beschrieben werden kann. Hiermit lässt sich nun schreiben:

$$E_{1,2}(\omega) \sim e^{-\frac{(\omega-\omega_{1,2})^2}{b}}, \quad (9.29)$$

wobei b ein Parameter ist, der mit der vollen Halbwertsbreite verknüpft ist durch

$$\text{FWHM}(E_{1,2}(\omega)) = 2 \cdot \sqrt{-b \ln \frac{1}{2}}. \quad (9.30)$$

Mit dieser Beziehung ergibt sich die Polarisation des THz-Feldes zu

$$P_{z,THz} \sim e^{-\frac{(\omega-(\omega_1-\omega_2))^2}{2b}}. \quad (9.31)$$

Für die volle Halbwertsbreite folgt somit

$$\text{FWHM}(P_{z,THz}) \sim 2 \cdot \sqrt{-2b \ln \frac{1}{2}} = \sqrt{2} \cdot \text{FWHM}(E_{1,2}(\omega)). \quad (9.32)$$

Die Bandbreite des THz-Signals ist damit um den Faktor $\sqrt{2}$ größer, als die Bandbreite jeder Laserfarbe. Dieses macht Sinn, denn sobald mehr als eine longitudinale Mode pro Laserfarbe existiert, resultieren mehrere Mischprodukte, welche zur Entstehung des THz-Spektrums beitragen.

Eine Skizze der experimentellen Realisierung ist in Abbildung 9.9 (a) dargestellt. Der nach der Zylinderlinse kollimierte THz-Strahl wird in ein THz-Michelson-Interferometer eingekoppelt [98,126], bei dem einer der Spiegel auf einer beweglichen Mikropositioniereinheit (Modell T-LSM025A der Firma *Zaber*) angebracht ist. Diese besitzt eine maximale Wegstrecke von 25,4 mm und ermöglicht die Aufnahme der THz-Bandbreite mit einer maximalen Frequenzauflösung von 6 GHz. Als Strahlteiler wird ein 480 μm dicker Wafer aus hochreinem Silizium verwendet, der beidseitig polierte Oberflächen aufweist. Silizium stellt wegen seiner geringen Absorption und der guten Strahlteilereffizienz ein äußerst beliebtes Strahlteilermaterial für den Nahinfrarot- sowie den THz-Bereich dar [127]. Die verwendeten Spiegel besitzen einen Durchmesser von zwei Zoll und sind mit Silber beschichtet, um eine hohe Reflexion zu ermöglichen. Dort, wo sich beide Teilstrahlen wieder

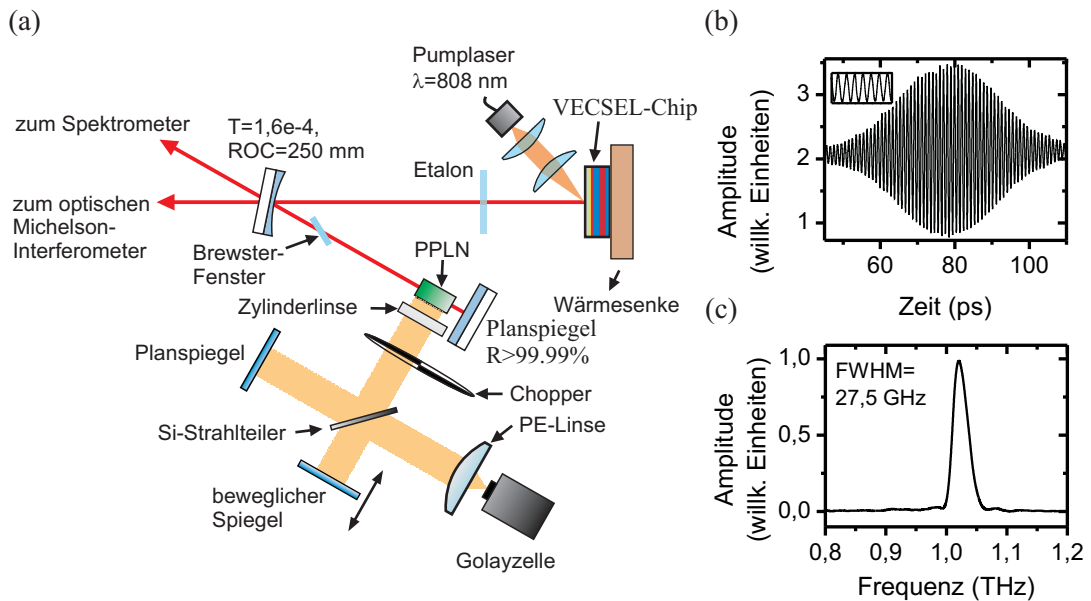


Abbildung 9.9: (a) Skizze der VECSEL-basierten THz-Quelle inklusive THz-Michelson Aufbau. (b) Beispielinterferogramm der THz-Emission. Eine Vergrößerung des mittleren Bereiches wird in dem Bildeinsatz gezeigt. (c) zeigt das zu (b) korrespondierende Spektrum nach Anwendung der Fourier-Transformation, in dem eine volle Halbwertsbreite (FWHM) von 27,5 GHz abgelesen werden kann.

vereint haben, wird eine HDPE-Linse mit einer Fokuslänge von 60 mm platziert, welche die THz-Strahlung in die Golayzelle fokussiert. Für die simultane Charakterisierung der Laseremission wird ein zweiter Ausgangsstrahl des Lasers in das optische Michelson-Interferometer eingekoppelt.

Abbildung 9.9 (b) zeigt ein exemplarisch aufgenommenes THz-Interferogramm. Die Überlagerung der Fundamentalschwingung mit einer Einhüllenden verrät schon hier, dass das THz-Signal relativ breitbandig sein muss. Durch eine direkte Fouriertransformation des aufgenommenen Interferogramms wird das zu Grunde liegende THz-Spektrum zugänglich, siehe Abbildung 9.9 (c). Dieses zeigt ein Maximum bei ca. 1,02 THz, was mit der Entwurfslänge von 1,05 THz sehr gut übereinstimmt. Die sehr geringen Abweichungen sind durch Fertigungsungenauigkeiten des Etalons zu erklären. Dessen Dicke kann nach den Angaben des Herstellers um bis zu 5 μm vom gewünschten Wert abweichen. Aus dem exemplarisch gezeigten Spektrum ist eine Bandbreite von ca. 27,5 GHz ablesbar. Dies bedeutet, dass für diesen Fall 92 THz-Moden an der Emission beteiligt sind.

Die zur Messreihe gehörende Laserkurve wird in Abbildung 9.10 (a) dargestellt. Die Bandbreitenmessungen für das Laser- und das THz-Signal werden in (b) und (c) gezeigt. Erneut erkennt man ein Ansteigen der Bandbreite mit steigender Leistung, allerdings wird die Emission ab einer Pumpleistung von ca. 20 W instabil, was mit grau hinterlegten Bereichen gekennzeichnet ist. Im selben Maße, wie die Anzahl der Lasermoden mit steigender Pumpleistung ansteigt, erhöht sich auch die Bandbreite und damit die Anzahl der an

der Emission beteiligten THz-Moden, siehe Abbildung 9.10 (c). Daraus ist ein Maximum von ca. 130 Moden ablesbar, was einer Bandbreite von 38 GHz entspricht. Im Gegensatz zur nur wenigen Sekunden andauernden Messung der optischen Bandbreite, benötigt die Aufnahme eines THz-Interferogramms für jeden Messpunkt einige Minuten. Es wird also über einen längeren Emissionszeitraum gemittelt und schnell-lebige Intensitätsschwankungen gerade im instabilen Bereich beeinflussen das Messergebnis weniger stark. Die THz-Messdaten besitzen daher im instabilen Bereich eine größere Verlässlichkeit als die optischen Daten. Interessanterweise sinkt die Bandbreite des THz-Signals mit zunehmend instabiler Laseremission kontinuierlich ab. Daraus muss geschlossen werden, dass in diesem Bereich die Emissionsbandbreite des Lasers und damit die Anzahl an optischen Moden pro Farbe ebenfalls sinkt.

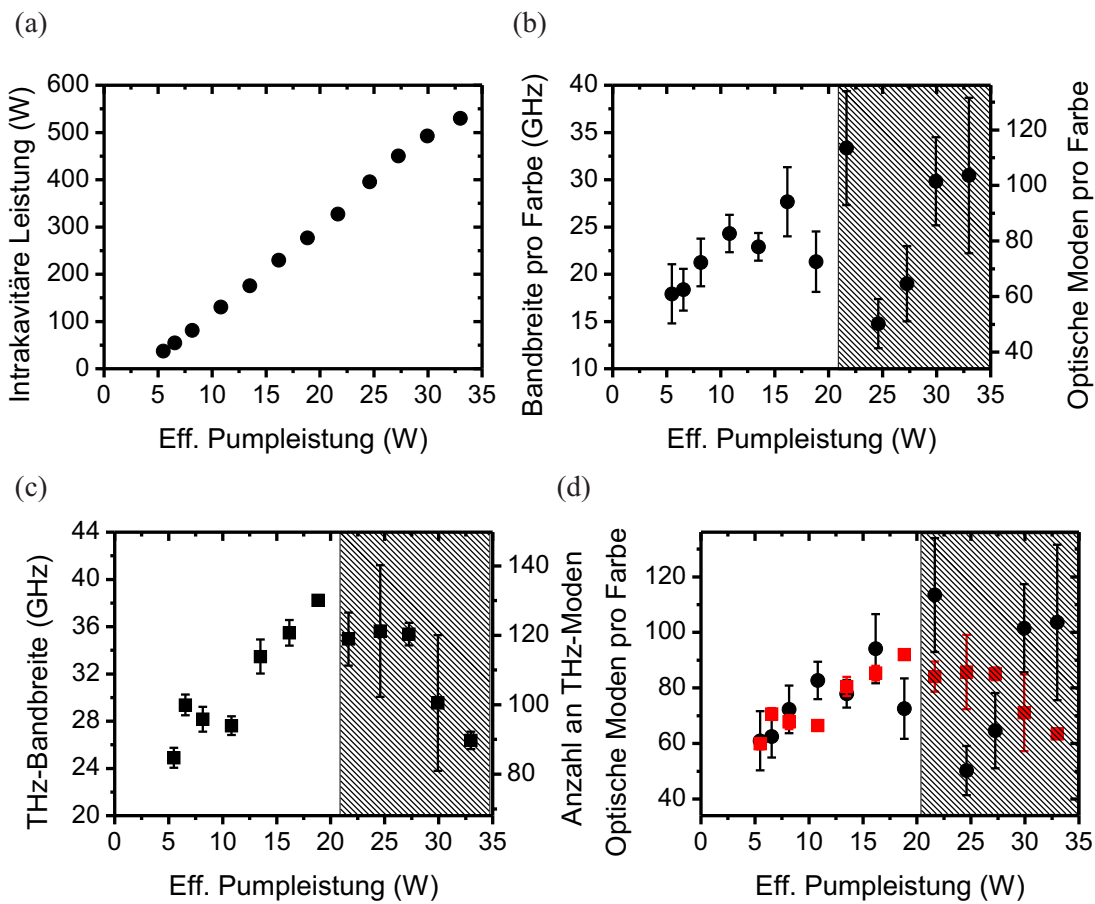


Abbildung 9.10: Ergebnisse der interferometrischen Charakterisierung der VECSEL-basierten THz-Quelle. (a) zeigt die Laserkurve, (b) und (c) zeigen die Bandbreitenmessungen für das Laser- sowie für das THz-Signal. (d) stellt eine um den Faktor $1/\sqrt{2}$ reskalierte Version der THz-Bandbreite zusammen mit den korrespondierenden Messungen der optischen Moden pro Farbe aus (b) dar. Die schraffierten Bereiche kennzeichnen eine instabile Emission.

Um den vorher berechneten theoretischen Zusammenhang zwischen Emissionsbandbreite des Lasers und der Bandbreite des THz-Signals nachzuweisen, werden die Messwerte für

die THz-Bandbreite mit einem Faktor $1/\sqrt{2}$ multipliziert und zusammen mit den Daten aus den optischen Messungen aufgetragen, siehe Abbildung 9.10 (d). Wie man erkennt, korrespondieren die Messwerte bis zum Erreichen des instabilen Bereiches gut miteinander, was den erwarteten Zusammenhang der Skalierbarkeit mit einem Faktor von $\sqrt{2}$ bestätigt.

9.7 Zwischenfazit

In diesem Kapitel wurden Untersuchungen an einer VECSEL-basierten THz-Quelle durchgeführt, welche den Zusammenhang zwischen THz- und Laser-Emission beleuchteten und Limitationen des realisierten Ansatzes aufzeigten.

Zunächst wurde kurz die Auswahl eines geeigneten nichtlinearen Kristalls diskutiert und es wurden numerische Simulationen zur THz-Abstrahlcharakteristik sowie zur Konversionseffizienz vorgestellt.

Stabilitätsmessungen der zu Grunde liegenden Zwei-Farben-Emission des Lasers mit gleichzeitiger Überwachung der erzeugten THz-Leistung zeigten, dass der VECSEL auch mit einem nichtlinearen Kristall eine stabile Emission auf zwei Farben aufrecht erhalten kann, wenngleich diese im Vergleich zur Konfiguration ohne Kristall etwas geringer ausfiel. Instabile Zustände wurden für Leistungswerte nahe der Laserschwelle und im Bereich des thermischen Überrollens für eine Emission auf mehr als zwei Farben beobachtet. Im stabilen Bereich zeigte die erzeugte THz-Leistung die für $\chi^{(2)}$ -Prozesse erwartete quadratische Abhängigkeit von der intrakavitären Leistung. Für den instabilen Fall wurden jedoch signifikante Abweichungen von diesem Verhalten festgestellt. Die erzeugte THz-Leistung fiel sehr viel geringer aus, als der ideale quadratische Verlauf es vorhersagte und die Konversionseffizienz war drastisch reduziert. Aus diesen Daten ließ sich ein Arbeitsbereich identifizieren, in dem das Betreiben einer solchen THz-Quelle effizient und sinnvoll ist.

In einer anschließenden Messreihe wurden mit Hilfe interferometrischer Messmethoden sowohl die Emissionsbandbreite des Laser- sowie des THz-Signals vermessen. Die Ergebnisse zeigten für beide Fälle ein Ansteigen der Emissionsbandbreite mit zunehmender Pumpleistung. Insgesamt ließen die Messungen darauf schließen, dass das abgestrahlte THz-Signal im Maximum aus über 100 THz-Moden besteht. Diese resultieren als Konsequenz der im nichtlinearen Kristall stattfindenden Frequenzmischung zwischen den aus ebenfalls multiplen Moden bestehenden Farben des VECSELS. Da die Bandbreite des THz-Signals und die der Laseremission intrinsisch miteinander verknüpft sind, konnte durch eine geeignete Reskalierung der THz-Messdaten die Emissionsbandbreite des Lasers im stabilen Bereich sehr gut reproduziert werden. Diese Verknüpfung erlaubte es ebenfalls, aus den THz-Daten die Eigenschaften des Lasers im instabilen Bereich zu erfassen, ohne dabei auf die optischen Messungen zurückgreifen zu müssen.

Die gewonnenen Erkenntnisse zeigen, dass eine effiziente intrakavitäre Erzeugung von THz-Wellen mittels eines Zwei-Farben Betriebes stets mit vielen THz-Moden verbun-

den ist. Aus diesem Grund ist es schwer vorstellbar, einen echten Single-Mode-THz-Betrieb zu realisieren, ohne dabei die Zwei-Farben-Emission massiv zu destabilisieren. Eine anspruchsvolle Stabilisierung der Lasermoden, vornehmlich durch Reduktion der Kopplungskonstanten, wäre dazu erforderlich. Dies könnte umgesetzt werden, indem beispielsweise zwei senkrecht zueinander polarisierte, Single-Mode-VECSEL in einem gemeinsamen T-Resonator genutzt werden. Das prinzipielle Funktionieren einer solchen T-Konfiguration im Hinblick auf einen intrakavitären SFG-Prozess wurde bereits demonstriert [128, 129]. Das Konzept erfordert jedoch andere nichtlineare Kristalle, welche für Typ-II-Phasenanpassung geeignet sind. Dennoch könnte für Anwendungen, bei denen die Linienbreite nicht kritisch ist, wie z.B. für bildgebenden THz-Messungen, das Konzept einer VECSEL-basierten THz-Quelle, bei der nur ein Laserchip verwendet wird, eine mögliche Alternative sein.

10 Zusammenfassung

Optisch gepumpte Halbleiterscheibenlaser mit externem Resonator (VECSEL) stellen hochinteressante Lasersysteme dar, welche einen Betrieb bei hohen Leistungen als auch die Emission auf einem guten transversalen Modenprofil ermöglichen. So wurde während der letzten Jahre die Entwicklung von VECSELn in der internationalen Forschung stark vorangetrieben. Durch den externen Resonator wird der VECSEL sehr flexibel und vielseitig einsetzbar und ermöglicht unter anderem das Erreichen neuer Wellenlängen durch intrakavitäre Frequenzkonversionsprozesse. Ein besonderer Betriebszustand des Lasers ist der Zwei-Farben-Betrieb, welcher es durch intrakavitäre Differenzfrequenzerzeugung (DFG) in einem nichtlinearen Kristall ermöglicht, in den THz-Bereich des elektromagnetischen Spektrums vorzustoßen. Erste Versuche zur intrakavitären THz-Erzeugung mittels DFG in einem VECSEL zeigten allerdings, dass sowohl das Laser sowie das THz-Signal nicht die erwartete spektrale Reinheit besaßen. Dieses unterstrich die Notwendigkeit für ein besseres Verständnis der zu Grunde liegenden Emissionsdynamik und der damit verbundenen physikalischen Prozesse.

In diesem Kontext wurde im Rahmen dieser Dissertation die Multimode-Emission eines VECSELs grundlegend untersucht. Dabei lag der Fokus sowohl auf der Entwicklung der spektralen Zusammensetzung der Laseremission als auch auf der zeitlichen Dynamik eines Zwei-Farben-Betriebes. Die Realisierung eines Zwei-Farben-Betriebes, bei dem beide Farben ihre Verstärkung aus demselben Ladungsträgerreservoir beziehen, ist keineswegs trivial, da der Laseremission durch eine nicht zu vernachlässigende Modenkonkurrenz eine komplexe Dynamik aufgezwungen wird. Eine grundlegende Charakterisierung dieser Dynamik ist somit wichtig, um den Einfluss auf einen intrakavitären DFG-Prozess und auf andere potentielle Anwendungen von Zwei-Farben-VECSELn zu identifizieren. Für die thematische Zielsetzung war es daher erforderlich, den VECSEL in verschiedenen Resonatorkonfigurationen sowohl mit intrakavitärem Etalon als auch in Freilaufkonfiguration ohne Frequenzfilter zu betreiben. Ersteres ermöglichte neben einem frequenzselektierten Ein-Farben-Betrieb auch einen Zwei-Farben-Betrieb, wie er zur Differenzfrequenzerzeugung nötig ist.

Leistungsabhängige Untersuchungen der Emissionsbandbreite zeigten, dass ein VECSEL grundsätzlich eine longitudinale Multimode-Emission aufweist, vor allem wenn kein frequenzselektives Element in den Resonator eingesetzt wird und der Resonator genügend lang ist. Aber auch mit Etalon als Frequenzfilter wurde stets eine Multimode-Emission beobachtet, wenn auch die Emissionsbandbreite vergleichsweise stark eingeschränkt war. Für den Fall eines Zwei-Farben-Betriebes führte der Einsatz des Etalons somit nicht zum Anschwingen von zwei spektral wohlseparierten einzelnen Moden, sondern zu einer Aus-

bildung von zwei Modenpaketen (Clusterbildung), welche aus einer Vielzahl longitudinaler Moden zusammengesetzt waren. Es wurde weiterhin gezeigt, dass die leistungsabhängige Entwicklung der Multimode-Emission starke Ähnlichkeiten mit konventionellen Festkörperlasern aufweist. Die Beobachtungen belegten eindeutig das Mitwirken inhomogener Effekte im aktiven Medium, welche zu einer Reduzierung der Modenkonzurrenz führen und eine Multimode-Emission ermöglichen. Wegen der Vielzahl an denkbaren Einflüssen, wie z.B. Dicken- und Kompositionsschwankungen der Quantenfilme oder auch Nichtgleichgewichtseffekte, gestaltet sich eine Aufschlüsselung in mögliche Ursachen jedoch sehr schwierig. Hier bedarf es in Zukunft theoretischer Untersuchungen unter Einbeziehung der mikroskopischen Halbleitertheorie, um die experimentellen Ergebnisse zu ergänzen.

Statistische Untersuchungen zum Zwei-Farben-Betrieb in einem VECSEL zeigten, dass die Stabilität der Emission maßgeblich von der eingestellten Pumpleistung, den intrakavitären Verlusten sowie den verwendeten Resonatorkonfigurationen abhängt. Ein instabiler Betrieb lag stets im Bereich der Laserschwelle vor und war durch starke relative Intensitätsschwankungen gekennzeichnet. Mit steigender Pumpleistung wurde eine signifikante Stabilisierung beobachtet, bei welcher die Intensitätsfluktuationen ein Minimum erreichten, jedoch nicht vollkommen verschwanden. Für Leistungen im Bereich des thermischen Überrollens, bei welchen die Emission meist durch mehr als zwei Farben geprägt war, wurde wieder eine einsetzende Destabilisierung beobachtet. Die Breite der so entstandenen Stabilitätszone hing maßgeblich von den intrakavitären Verlusten ab und wurde umso schmaler, je größer die Verluste wurden. Auch ein ungenügender Überlapp zwischen Pump- und Lasermode verkleinerte den stabilen Bereich. Interessanterweise war für kurze Resonatoren, in denen wegen des großen freien Spektralbereiches nur wenige longitudinale Moden anschwingen können, über den gesamten Leistungsbereich hinweg kein stabiler Betrieb möglich.

An dieser Stelle zeigte ein Vergleich mit den Bandbreitenmessungen einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Anzahl oszillierender longitudinaler Moden und der Stabilität der Zwei-Farben-Emission auf. Danach war für die hier untersuchten Konfigurationen eine stabile Emission auf zwei Farben nur möglich, sofern genügend longitudinale Moden pro Farbe zur Emission beitrugen. Für Betriebszustände, in denen diese Voraussetzung nicht erfüllt werden konnte, war der Zwei-Farben-Betrieb stets instabil. Mit Hilfe numerischer Simulationen konnte gezeigt werden, dass diese Beobachtung das Ergebnis eines statistischen Mittelungsprozesses war, bei dem sich die relativen Intensitätsschwankungen jeder Farbe für eine genügend große Anzahl beteiligter Moden herausmittelten.

Weitere Untersuchungen zeigten, dass eine Zwei-Farben-Emission stets von einer Anti-Phasen-Dynamik begleitet wird. Diese äußerte sich in gegenphasigen Intensitätsfluktuationen beider Farben, welche sich als Resultat der vorhandenen Modenkonzurrenz interpretieren ließen und sowohl im instabilen als auch im stabilen Betriebszustand vorhanden waren. Die Anti-Phasen-Dynamik war so beschaffen, dass sich die Fluktuationen beider Intensitäten für die Gesamtausgangsleistung nahezu vollständig kompensierten. Weiterhin wurde eine starke Abhängigkeit des Anti-Phasen-Rauschens von der Pumpleistung beobachtet. Dabei nahm die Ausprägung des Rauschens mit steigender Leistung signifikant ab. Gleichzeitig wurde festgestellt, dass der Frequenzbereich, in dem die Anti-Phasen-

Dynamik das Intensitätsrauschen dominierte, nicht statisch ist, sondern zunächst eine anfängliche Verbreiterung von 1 kHz auf 20 kHz erfuhr und mit weiterer Leistungssteigerung eine signifikante Einengung auf nur noch 4 kHz resultierte. Das beobachtete Verhalten deutet stark darauf hin, dass auch hier ein Zusammenhang mit der Anzahl an beteiligten longitudinalen Moden besteht.

Abschließend wurde im Rahmen dieser Arbeit die Auswirkung der Laseremission auf den Prozess der intrakavitären Differenzfrequenzerzeugung untersucht. Hier ließ sich zunächst feststellen, dass mit einem in den Resonator eingebrachten nichtlinearen Kristall eine stabile Zwei-Farben-Emission möglich ist, wenn auch die Stabilität im Vergleich zur Konfiguration ohne Kristall etwas geringer ausfiel. Die Abhängigkeit der erzeugten THz-Leistung von der intrakavitären Leistung entsprach im stabilen Bereich dem für χ^2 -Prozesse typischen, quadratischen Verlauf. Im instabilen Bereich brach die Konversionseffizienz allerdings deutlich ein, und die gemessenen Leistungswerte wichen signifikant von den Erwartungswerten ab. Interferometrische Messungen des Laser- sowie des THz-Signals zeigten für beide Fälle ein Ansteigen der Emissionsbandbreite mit zunehmender Pumpleistung. Insgesamt zeigten die Ergebnisse, dass das abgestrahlte THz-Signal für die hier verwendete Resonator Konfiguration aus bis zu hundert THz-Moden zusammengesetzt war. Es wurde somit deutlich, dass für eine Ein-Chip-Konfiguration, bei der beide Laserfarben ihren Gewinn aus derselben räumlichen Region beziehen, die Erzeugung einer einzigen THz-Mode nicht vorstellbar erscheint, ohne die Zwei-Farben-Emission massiv zu destabilisieren. Nach den jetzigen Erkenntnissen ist deshalb eine effiziente intrakavitäre parametrische Frequenzkonversion nur bei ausreichend hohen Leistungen unter Beteiligung vieler longitudinaler Moden möglich.

Zukünftige Ansätze hinsichtlich einer Single-Mode-THz-Quelle müssen deshalb darauf abzielen, die Modenkonkurrenz zu reduzieren, indem z.B. eine aktive Stabilisierung vorgenommen wird oder zwei separate VECSEL-Chips verwendet werden. Weiterhin könnten Bedingungen geschaffen werden, bei denen das kinetische Lochbrennen als Inhomogenität eine ausreichende Entkopplung der Moden bewerkstelligen kann. In einem solchen Fall könnte weiter mit nur einem Chip gearbeitet werden. Hierzu wäre es ratsam, eine Struktur mit Antireflexionsbeschichtung zu verwenden, da in einer solchen der modale Gewinn flacher sowie breiter ausfällt und eine Auswahl der Laserlinien mit nahezu gleichem Gewinn einfacher wird. Weiterhin bietet dies die Möglichkeit, für den Zwei-Farben-Betrieb eine größere spektrale Separation von mehreren THz zu realisieren, was für eine bessere Entkopplung sicherlich von Vorteil wäre. Um Störungen des Laserbetriebs zu reduzieren, sollten schließlich sowohl der Pumplaser als auch der VECSEL-Resonator aktiv stabilisiert werden und eine Isolation des Aufbaus von akustischen Vibrationen der Umgebung vorgenommen werden.

Ein erster wichtiger Schritt zum Verständnis der Multimode-Emission in einem optisch gepumpten Halbleiterscheibenlaser, insbesondere im Hinblick auf einen Zwei-Farben-Betrieb und dessen Auswirkung auf den Prozess der intrakavitären Differenzfrequenzerzeugung, ist mit dieser Arbeit getan und kann als Grundlage für zukünftige Untersuchungen dienen. Beruhend auf den Erkenntnissen dieser Arbeit könnten diese sich darauf konzentrieren,

mögliche Ursachen für eine Multimode-Emission eindeutig zu identifizieren. Experimentell wäre es zudem wünschenswert, die einzelnen longitudinalen Moden des Resonators spektral auflösen zu können und die Emissionsdynamik jeder einzelnen Mode zu studieren. Weiterhin wäre es empfehlenswert, das Anti-Phasen-Rauschen unter Verwendung sehr kurzer Resonatoren zu untersuchen, die das Anschwingen nur weniger oder im Extremfall einer einzigen Mode pro Farbe ermöglichen. Hierzu sollte ebenfalls der spektrale Abstand der Farben zueinander auf mehrere THz vergrößert werden, sofern eine geeignete Chipstruktur verwendet wird. Eine leistungsabhängige Untersuchung könnte so klären, inwieweit das kinetische Lochbrennen zu einer eventuellen Stabilisierung der Zwei-Farben-Emission beiträgt. Statistische Mittelungsprozesse sind im Fall kurzer Resonatoren nicht mehr relevant und können von vornherein als Stabilisierungsmechanismus ausgeschlossen werden.

Optically pumped surface-emitting semiconductor disk lasers using an external resonator (VECSELS) are highly interesting laser systems providing both high power operation and good beam quality. This has motivated significant advances in VECSEL performance in recent years. The external resonator makes the VECSEL a versatile platform for accessing new emission wavelengths through intracavity frequency conversion processes. In particular, a VECSEL can be forced into two-color emission which, in combination with a nonlinear crystal, enables THz generation through intracavity difference frequency generation (DFG). Early THz generation experiments by intracavity DFG did not exhibit the expected spectral purity, which highlighted the need for an improved understanding of the underlying emission dynamics in two-color VECSELS and the involved physical processes.

This work addressed the latter need by presenting a thorough investigation of multi-mode and multi-wavelength emission in VECSELS. In particular, the experiments focused on both the temporal dynamics and spectral evolution of the laser emission. Realizing a two-color VECSEL, i.e. in which both colors experience amplification from a common carrier reservoir, is not a trivial task, as competition for gain between the lasing modes leads to complex emission dynamics. Thorough characterization of these dynamics is therefore important for understanding their impact on the process of intracavity DFG and on other potential applications of two-color VECSELS. For these investigations it was necessary to operate the VECSEL in various resonator configurations using an intracavity etalon and a free-running configuration without any additional filter, respectively. The former allowed for either a one-color emission or a two-color emission which is utilized in a DFG process.

Investigations on the emission bandwidth showed, that a VECSEL tends to oscillate on many longitudinal modes, especially if the resonator contains no frequency selective elements. But even with etalon as frequency filter a tendency for multi-mode emission was observed. Thus, for the case of two-color operation, the etalon provided a selection of two distinct longitudinal mode clusters, not two single longitudinal modes. Furthermore, it was observed that the pump power dependent evolution of emission bandwidth shows some interesting similarities to conventional solid state lasers. The findings strongly indicate the presence of inhomogeneous effects which reduce the mode competition and facilitate an emission on many longitudinal modes. Because the reasons for such a behavior can be highly diverse, e.g. thickness or composition variations of the quantum wells or non-equilibrium effects within the active region, a breakdown into possible mechanisms is a difficult task and should be complemented by future theoretical investigations involving microscopic semiconductor theory.

Statistical investigations on the two-color emission showed that the emission stability strongly depends on the applied pump power, the intracavity losses as well as on the underlying resonator configuration. An unstable emission was found close to lasing threshold and was dominated by strong relative intensity fluctuations. With increasing pump power a significant stabilization was observed in which the intensity fluctuations reached a minimum value, however, they did not fully vanish. For powers close to thermal roll-over in which the emission was mainly dominated by three or even four-color operation, a

destabilization of the emission was observed. The width of the stability region was found to be highly dependent on the resonator quality factor and experienced a pronounced decrease with increasing intracavity losses. Furthermore, an insufficient overlap of pump- and laser-mode also contributed to a decreasing stability region as well. Interestingly, for short resonators in which only a few longitudinal modes can start to oscillate (due to the large free-spectral range), a stable two-color emission was not possible for the whole range of applied pump powers.

At this point, a comparison between bandwidth and streak-camera measurements clearly revealed a relation between the number of oscillating longitudinal modes and the two-color emission stability. For all configurations of interest, a stable two-color emission could only be maintained as long as tens of longitudinal modes per color contributed to the overall emission. For operating conditions which did not allow the fulfillment of this requirement (e.g. a short resonator or an operation at low pump powers), a breakdown of emission stability was observed. Numerical simulations on the mode emission statistics revealed that this finding is a consequence of a statistical averaging process in which the relative intensity fluctuations of each color average out for a sufficiently high number of participating modes.

Further investigations showed that two-color emission is accompanied by anti-phase dynamics over the whole range of applied pump powers. Anti-phase intensity fluctuations of both lasing colors arising as a consequence of gain cross-saturation were observed for both the unstable and the stable emission regime, respectively. The intensity fluctuations of each color evolved in a way that they cancelled out almost completely for the total power output. In particular, a strong decrease in intensity noise with increasing power was observed. Simultaneously, the frequency range in which anti-phase noise occurred was not static, but experienced an initial broadening from 1 to 20 kHz and a subsequent narrowing down to 4 kHz with further increasing power. The observed behavior strongly indicated a relation with the number of longitudinal modes as well.

Finally, the impact of the laser emission on the process of intracavity difference frequency generation was investigated. It was found that a stable two-color emission was possible even if a nonlinear crystal was inserted into the resonator. Nevertheless, the stability was a bit lower than for the configuration without crystal. In the stable emission regime, the dependence of the generated THz power on the intracavity power was found to be quadratic, as expected from χ^2 -processes. For the unstable emission regime, however, the conversion efficiency and, hence, the THz output power experienced a significant decrease and the measured power values deviated substantially from the expected values. Furthermore, interferometric measurements on both the laser- and the THz-signal showed a pronounced increase of emission bandwidth with increasing pump power. In total, the measurements demonstrated that the THz-signal was composed of up to one hundred modes.

It became apparent that for a one-chip-configuration, in which both lasing colors experience gain from a common carrier reservoir, the generation of a narrow-band THz signal is hard to envision without significantly destabilizing the two-color emission. The findings clearly show that efficient intracavity parametric frequency conversion is possible only

for sufficiently high power levels with many longitudinal modes constituting the laser emission.

Future approaches aiming at realizing a single-mode THz-source therefore have to focus on the reduction of gain competition between the two colors. This could be achieved by either actively stabilizing the emission or by using two separate VECSEL chips. Another possibility is the achievement of proper operating conditions at which kinetic hole burning can establish a sufficient decoupling of the lasing modes. In such a case, it is still possible to work with a single chip. Nevertheless, for the latter mentioned approach, it is advisable to use a chip structure with an anti-reflection coating providing a broader and flattened modal gain and thereby facilitating the selection of two laser lines with equal gain. Furthermore, a broader modal gain would offer the possibility to realize an increased spectral separation between the lasing colors, e.g. several THz, which is expected to be beneficial for a further decoupling of modes. In order to reduce perturbations of the laser emission, both the pump laser and the VECSEL resonator should be actively stabilized. In addition, the setup should be isolated from acoustic vibrations originating from the environment.

A first important step towards a profound understanding of multi-mode emission in an optically pumped semiconductor disk laser, especially with regard to two-color operation and its implications on intracavity DFG, has been accomplished by this work. Future investigations can base on the presented findings and should concentrate on clearly identifying the mechanisms which are responsible for the observed multi-mode behavior. From an experimental point of view, it would also be interesting to spectrally resolve each longitudinal mode in order to study the emission dynamics for each mode individually. Furthermore, it seems worth investigating the anti-phase noise for very short resonators which allow for the build-up of at most a few or even one longitudinal mode per color. Also, the spectral separation of the two colors should be increased to several THz if a proper chip structure is used. A power dependent investigation could then help to clarify to what extent kinetic hole burning contributes to a possible stabilization of the emission. Statistical averaging processes are not relevant for very short resonators and can be excluded as a stabilizing mechanism.

Literaturverzeichnis

- [1] T. H. Maiman: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature **187** (1960) 4736, 493–494.
- [2] O. Svelto: *Principles of Lasers*. Boston, MA: Springer US 2010.
- [3] L. A. Coldren, S. W. Corzine, M. L. Mašanović: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc. 2. Aufl., März 2012.
- [4] R. W. Boyd: *Nonlinear Optics*. Academic Press 3. Aufl., 2008.
- [5] W. Demtröder: *Laser Spectroscopy*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg 4. Aufl., 2008.
- [6] C. Rullière (Hrsg.): *Femtosecond Laser Pulses*. Springer 2. Aufl., 2005.
- [7] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, A. Mooradian: *High-power (>0.5 W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams*. IEEE Photonics Technology Letters **9** (1997) 8, 1063–1065.
- [8] A. Chernikov, J. Herrmann, M. Koch, B. Kunert, W. Stolz, S. Chatterjee, S. W. Koch, T. L. Wang, Y. Kaneda, J. M. Yarborough, J. Hader, J. V. Moloney: *Heat Management in High-Power Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **17** (2011) 6, 1772–1778.
- [9] B. Heinen, T.-L. Wang, M. Sparenberg, A. Weber, B. Kunert, J. Hader, S. Koch, J. Moloney, M. Koch, W. Stolz: *106 W continuous-wave output power from vertical-external-cavity surface-emitting laser*. Electronics Letters **48** (2012) 9, 516.
- [10] S. Kaspar, M. Rattunde, T. Topper, R. Moser, S. Adler, C. Manz, K. Kohler, J. Wagner: *Recent Advances in 2- μ m GaSb-Based Semiconductor Disk Laser-Power Scaling, Narrow-Linewidth and Short-Pulse Operation*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **19** (2013) 4, 1501908–1501908.
- [11] S. Kaspar, M. Rattunde, T. Topper, B. Rosener, C. Manz, K. Kohler, J. Wagner: *Linewidth Narrowing and Power Scaling of Single-Frequency 2.X μ m GaSb-Based Semiconductor Disk Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **49** (2013) 3, 314–324.

- [12] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, A. Garnache: *Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable vertical-external-cavity-surface-emitting-semiconductor-laser*. Optics Express **18** (2010) 14, 14627–36.
- [13] A. Laurain, C. Mart, J. Hader, J. V. Moloney, B. Kunert, W. Stolz: *15 W Single Frequency Optically Pumped Semiconductor Laser With Sub-Megahertz Linewidth*. IEEE Photonics Technology Letters **26** (2014) 2, 131–133.
- [14] F. Zhang, B. Heinen, M. Wichmann, C. Möller, B. Kunert, A. Rahimi-Iman, W. Stolz, M. Koch: *A 23-watt single-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser*. Optics Express **22** (2014) 11, 12817.
- [15] A. Härkönen, J. Rautiainen, M. Guina, J. Konttinen, P. Tuomisto, L. Orsila, M. Pessa, O. G. Okhotnikov: *High power frequency doubled GaInNAs semiconductor disk laser emitting at 615 nm*. Optics Express **15** (2007) 6, 3224.
- [16] E. Kantola, T. Leinonen, S. Ranta, M. Tavast, M. Guina: *High-efficiency 20 W yellow VECSEL*. Optics Express **22** (2014) 6, 6372.
- [17] T. D. Raymond, W. J. Alford, M. H. Crawford, A. A. Allerman: *Intracavity frequency doubling of a diode-pumped external-cavity surface-emitting semiconductor laser*. Optics Letters **24** (1999) 16, 1127.
- [18] R. Paschotta, U. Keller: *Passive mode locking with slow saturable absorbers*. Applied Physics B: Lasers and Optics **73** (2001) 7, 653–662.
- [19] U. Keller, A. C. Tropper: *Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers*. Physics Reports **429** (2006) 2, 67–120.
- [20] P. Klopp, U. Griebner, M. Zorn, M. Weyers: *Pulse repetition rate up to 92 GHz or pulse duration shorter than 110 fs from a mode-locked semiconductor disk laser*. Applied Physics Letters **98** (2011) 7, 071103.
- [21] M. Butkus, E. A. Viktorov, T. Erneux, C. J. Hamilton, G. Maker, G. P. A. Malcolm, E. U. Rafailov: *85.7 MHz repetition rate mode-locked semiconductor disk laser: fundamental and soliton bound states*. Opt. Express **21** (2013) 21, 25526–25531.
- [22] K. G. Wilcox, A. C. Tropper, H. E. Beere, D. A. Ritchie, B. Kunert, B. Heinen, W. Stolz: *4.35 kW peak power femtosecond pulse mode-locked VECSEL for super-continuum generation*. Optics Express **21** (2013) 2, 1599.
- [23] S. Husaini, R. G. Bedford: *Graphene saturable absorber for high power semiconductor disk laser mode-locking*. Applied Physics Letters **104** (2014) 16, 161107.

- [24] A. Albrecht, Y. Wang: *Exploring ultrafast negative Kerr effect for mode-locking vertical external-cavity surface-emitting lasers*. Optics Express **21** (2013) 23, 28801–28808.
- [25] L. Kornaszewski, G. Maker, G. Malcolm, M. Butkus, E. Rafailov, C. Hamilton: *SESAM-free mode-locked semiconductor disk laser*. Laser & Photonics Reviews **6** (2012) 6, L20–L23.
- [26] M. Gaafar, C. Möller, M. Wichmann, B. Heinen, B. Kunert, A. Rahimi-Iman, W. Stolz, M. Koch: *Harmonic self-mode-locking of optically pumped semiconductor disc laser*. Electronics Letters **50** (2014) 7, 542–543.
- [27] M. Gaafar, D. A. Nakdali, C. Möller, K. A. Fedorova, M. Wichmann, M. K. Shakfa, F. Zhang, A. Rahimi-Iman, E. U. Rafailov, M. Koch: *Self-mode-locked quantum-dot vertical-external-cavity surface-emitting laser*. Opt. Lett. **39** (2014) 15, 4623–4626.
- [28] L. Fan, M. Fallahi, J. Hader, A. R. Zakharian, J. V. Moloney, W. Stolz, S. W. Koch, R. Bedford, J. T. Murray: *Linearly polarized dual-wavelength vertical-external-cavity surface-emitting laser*. Applied Physics Letters **90** (2007) 18, 181124.
- [29] M. Scheller, J. M. Yarborough, J. V. Moloney, M. Fallahi, M. Koch, S. W. Koch: *Room temperature continuous wave milliwatt terahertz source*. Optics Express **18** (2010) 26, 27112–7.
- [30] M. Breede, S. Hoffmann, J. Zimmermann, J. Struckmeier, M. Hofmann, T. Kleine-Ostmann, P. Knobloch, M. Koch, J. Meyn, M. Matus, S. Koch, J. Moloney: *Fourier-transform external cavity lasers*. Optics Communications **207** (2002) 1-6, 261–271.
- [31] M. Matus, M. Kolesik, J. V. Moloney, M. Hofmann, S. W. Koch: *Dynamics of two-color laser systems with spectrally filtered feedback*. Journal of the Optical Society of America B **21** (2004) 10, 1758.
- [32] C.-S. Friedrich, C. Brenner, S. Hoffmann, A. Schmitz, I. C. Mayorga, A. Klehr, G. Erbert, M. R. Hofmann: *New Two-Color Laser Concepts for THz Generation*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **14** (2008) 2, 270–276.
- [33] M. Scheller, T.-L. Wang, B. Kunert, W. Stolz, S. Koch, J. Moloney: *Passively mode-locked VECSEL emitting 682 fs pulses with 5.1 W of average output power*. Electronics Letters **48** (2012) 10, 588.
- [34] M. Scheller, S. W. Koch, J. V. Moloney: *Grating-based wavelength control of single- and two-color vertical-external-cavity-surface-emitting lasers*. Optics Letters **37** (2012) 1, 25–7.

- [35] K. Henneberger, F. Herzel, S. Koch, R. Binder, A. Paul, D. Scott: *Spectral hole burning and gain saturation in short-cavity semiconductor lasers*. Physical Review A **45** (1992) 3, 1853–1859.
- [36] A. Bäummer, S. W. Koch, J. V. Moloney: *Non-equilibrium analysis of the two-color operation in semiconductor quantum-well lasers*. physica status solidi (b) **248** (2011) 4, 843–846.
- [37] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, A. Garnache: *Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations*. Optics Letters **34** (2009) 21, 3421–3.
- [38] V. Pal, P. Trofimoff, B.-X. Miranda, G. Baili, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi, F. Goldfarb, I. Sagnes, R. Ghosh, F. Bretenaker: *Measurement of the coupling constant in a two-frequency VECSEL*. Optics Express **18** (2010) 5, 5008–14.
- [39] S. De, V. Pal, A. El Amili, G. Pillet, G. Baili, M. Alouini, I. Sagnes, R. Ghosh, F. Bretenaker: *Intensity noise correlations in a two-frequency VECSEL*. Optics Express **21** (2013) 3, 2538.
- [40] A. Yacomotti, L. Furfaro, X. Hachair, F. Pedaci, M. Giudici, J. Tredicce, J. Javaloyes, S. Balle, E. Viktorov, P. Mandel: *Dynamics of multimode semiconductor lasers*. Physical Review A **69** (2004) 5, 053816.
- [41] I. V. Koryukin, V. A. Povyshev: *Antiphase dynamics of a multimode quantum well semiconductor laser*. Laser Physics **17** (2007) 5, 680–683.
- [42] M. Ahmed, M. Yamada: *Influence of instantaneous mode competition on the dynamics of semiconductor lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **38** (2002) 6, 682–693.
- [43] M. Scheller, A. G. Young, J. M. Yarborough, J. V. Moloney, S. W. Koch, C. Y. Drouet d’Aubigny, C. K. Walker: *Heterodyne Detection of Intracavity Generated Terahertz Radiation*. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology **2** (2012) 3, 271–277.
- [44] J. R. Paul, M. Scheller, A. Laurain, A. Young, S. W. Koch, J. Moloney: *Narrow linewidth single-frequency terahertz source based on difference frequency generation of vertical-external-cavity source-emitting lasers in an external resonance cavity*. Optics Letters **38** (2013) 18, 3654–7.
- [45] O. G. Okhotnikov (Hrsg.): *Semiconductor Disk Lasers: Physics and Technology*. Wiley-VCH 1. Aufl., 2010.
- [46] A. Tropper, S. Hoogland: *Extended cavity surface-emitting semiconductor lasers*. Progress in Quantum Electronics **30** (2006) 1, 1–43.

- [47] A. E. Siegman: Lasers. University Science Books 1986.
- [48] A. Garnache, A. Ouyard, D. Romanini: *Single-Frequency operation of External-Cavity VCSELs: Non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit*. Optics Express **15** (2007) 15, 9403.
- [49] G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, A. Garnache: *Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications*. Optics Letters **32** (2007) 6, 650.
- [50] D. Bimberg, N. Kirstaedter, N. Ledentsov, Z. Alferov, P. Kop'ev, V. Ustinov: *InGaAs-GaAs quantum-dot lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **3** (1997) 2, 196–205.
- [51] J. Rautiainen, I. Krestnikov, M. Butkus, E. U. Rafailov, O. G. Okhotnikov: *Optically pumped semiconductor quantum dot disk laser operating at 1180 nm*. Optics Letters **35** (2010) 5, 694–6.
- [52] T. D. Germann, A. Strittmatter, J. Pohl, U. W. Pohl, D. Bimberg, J. Rautiainen, M. Guina, O. G. Okhotnikov: *Temperature-stable operation of a quantum dot semiconductor disk laser*. Applied Physics Letters **93** (2008) 5, 051104.
- [53] A. R. Albrecht, C. P. Hains, T. J. Rotter, A. Stintz, K. J. Malloy, G. Balakrishnan, J. V. Moloney: *High power 1.25 μm InAs quantum dot vertical external-cavity surface-emitting laser*. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures **29** (2011) 3, 03C113.
- [54] M. Butkus, K. G. Wilcox, J. Rautiainen, O. G. Okhotnikov, S. S. Mikhrin, I. L. Krestnikov, A. R. Kovsh, M. Hoffmann, T. Südmeyer, U. Keller, E. U. Rafailov: *High-power quantum-dot-based semiconductor disk laser*. Optics Letters **34** (2009) 11, 1672.
- [55] A. C. Tropper, H. D. Foreman, A. Garnache, K. G. Wilcox, S. H. Hoogland: *Vertical-external-cavity semiconductor lasers*. Journal of Physics D: Applied Physics **37** (2004) 9, R75–R85.
- [56] P. S. Zory (Hrsg.): Quantum well lasers. Academic Press 1993.
- [57] A. Garnache, A. A. Kachanov, F. Stoeckel, R. Houdré: *Diode-pumped broadband vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor laser applied to high-sensitivity intracavity absorption spectroscopy*. Journal of the Optical Society of America B **17** (2000) 9, 1589.
- [58] A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons, J. S. Roberts: *Sub-500-fs soliton-like pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power*. Applied Physics Letters **80** (2002) 21, 3892.

- [59] R. Haring, M. Paschotta, A. Aschwanden, E. Gini, F. Morier-Genoud, U. Keller: *High-power passively mode-locked semiconductor lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **38** (2002) 9, 1268–1275.
- [60] J. Hader, T.-L. Wang, J. V. Moloney, B. Heinen, M. Koch, S. W. Koch, B. Kunert, W. Stolz: *On the measurement of the thermal impedance in vertical-external-cavity surface-emitting lasers*. Journal of Applied Physics **113** (2013) 15, 153102.
- [61] N. Schulz, M. Rattunde, C. Ritzenthaler, B. Rösener, C. Manz, K. Köhler, J. Wagner, U. Brauch: *Resonant optical in-well pumping of an (AlGaIn)(AsSb)-based vertical-external-cavity surface-emitting laser emitting at 2.35 μm* . Applied Physics Letters **91** (2007) 9, 091113.
- [62] S. Beyertt, M. Zorn, T. Kubler, H. Wenzel, M. Weyers, A. Giesen, G. Trankle, U. Brauch: *Optical in-well pumping of a semiconductor disk laser with high optical efficiency*. IEEE Journal of Quantum Electronics **41** (2005) 12, 1439–1449.
- [63] B. Heinen, F. Zhang, M. Sparenberg, B. Kunert, M. Koch, W. Stolz: *On the Measurement of the Thermal Resistance of Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers (VECSELs)*. IEEE Journal of Quantum Electronics **48** (2012) 7, 934–940.
- [64] A. Chernikov, J. Herrmann, M. Scheller, M. Koch, B. Kunert, W. Stolz, S. Chatterjee, S. W. Koch, T. L. Wang, Y. Kaneda, J. M. Yarborough, J. Hader, J. V. Moloney: *Influence of the spatial pump distribution on the performance of high power vertical-external-cavity surface-emitting lasers*. Applied Physics Letters **97** (2010) 19, 191110.
- [65] A. J. Maclean, R. B. Birch, P. W. Roth, A. J. Kemp, D. Burns: *Limits on efficiency and power scaling in semiconductor disk lasers with diamond heatspreaders*. Journal of the Optical Society of America B **26** (2009) 12, 2228.
- [66] J. Moloney, J. Hader, S. Koch: *Quantum design of semiconductor active materials: laser and amplifier applications*. Laser & Photonics Review **1** (2007) 1, 24–43.
- [67] A. R. Zakharian, J. Hader, J. V. Moloney, S. W. Koch, P. Brick, S. Lutgen: *Experimental and theoretical analysis of optically pumped semiconductor disk lasers*. Applied Physics Letters **83** (2003) 7, 1313–1315.
- [68] T.-L. Wang, Y. Kaneda, J. M. Yarborough, J. Hader, J. V. Moloney, A. Chernikov, S. Chatterjee, S. W. Koch, B. Kunert, W. Stolz: *High-Power Optically Pumped Semiconductor Laser at 1040 nm*. IEEE Photonics Technology Letters **22** (2010) 9, 661–663.
- [69] A. Kemp, A. Maclean, J. Hastie, S. Smith, J.-M. Hopkins, S. Calvez, G. Valentine, M. Dawson, D. Burns: *Thermal lensing, thermal management and transverse mode control in microchip VECSELs*. Applied Physics B **83** (2006) 2, 189–194.

- [70] J. Huang, L. W. Casperson: *Gain and saturation in semiconductor lasers*. Optical and Quantum Electronics **25** (1993) 6, 369–390.
- [71] P. Khandokhin, I. Koryukin, Y. Khanin, P. Mandel: *Influence of carrier diffusion on the dynamics of a two-mode laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics **31** (1995) 4, 647–652.
- [72] P. Khandokhin, P. Mandel, I. Koryukin, B. Nguyen, Y. Khanin: *Disappearance of relaxation oscillation frequencies in a multimode solid-state laser*. Physics Letters A **235** (1997) 3, 248–252.
- [73] G. Agrawal, N. Olsson: *Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **25** (1989) 11, 2297–2306.
- [74] R. Paschotta, R. Häring, A. Garnache, S. Hoogland, A. Tropper, U. Keller: *Soliton-like pulse-shaping mechanism in passively mode-locked surface-emitting semiconductor lasers*. Applied Physics B: Lasers and Optics **75** (2002) 4-5, 445–451.
- [75] M. Mangold, V. Wittwer, O. Sieber, M. Hoffmann, I. L. Krestnikov, D. A. Livshits, M. Golling, T. Südmeier, U. Keller: *VECSEL gain characterization*. Optics Express **20** (2012) 4, 5770–5775.
- [76] P. Langot, M. Vallet, M. Brunel, G. Ropars, F. Bretenaker, A. Le Floch, K. Choquette: *Direct monitoring of the coupling constant in vectorial lasers*. Optics Communications **148** (1998) 4-6, 270–274.
- [77] G. P. Agrawal: *Spectral hole-burning and gain saturation in semiconductor lasers: Strong-signal theory*. Journal of Applied Physics **63** (1988) 4, 1232.
- [78] H. Haug, S. W. Koch: *Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors*. World Scientific 5. Aufl., 2009.
- [79] W. Chow, M. Sargent III, S. Koch: *Semiconductor-Laser Physics*. Springer 1. Aufl., 1994.
- [80] P. Mandel, K. Otsuka, J.-Y. Wang, D. Pieroux: *Two-Mode Laser Power Spectra*. Physical Review Letters **76** (1996) 15, 2694–2697.
- [81] K. Otsuka, P. Mandel, S. Bielawski, D. Derozier, P. Glorieux: *Alternate time scale in multimode lasers*. Physical Review A **46** (1992) 3, 1692–1695.
- [82] K. Otsuka: *Multimode laser dynamics*. Progress in Quantum Electronics **23** (1999) 3, 97–129.

- [83] T. Hill, M. Hamilton, D. Pieroux, P. Mandel: *Intensity coherence of a multimode Nd-doped yttrium aluminum garnet laser*. Physical Review A **66** (2002) 6, 063803.
- [84] B. Peters, J. Hünkemeier, V. Baev, Y. Khanin: *Low-frequency dynamics of a Nd-doped glass laser*. Physical Review A **64** (2001) 2, 023816.
- [85] A. Uchida, Y. Liu, I. Fischer, P. Davis, T. Aida: *Chaotic antiphase dynamics and synchronization in multimode semiconductor lasers*. Physical Review A **64** (2001) 2, 023801.
- [86] J. D. Jackson: Classical Electrodynamics. John Wiley & Sons, Inc. 3. Aufl., 1999.
- [87] B. Heinen: Wärmetransport in optisch gepumpten Hochleistungs-Halbleiter-Scheibenlasern. Dissertation, Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2014.
- [88] M. Wichmann, M. K. Shakfa, F. Zhang, B. Heinen, M. Scheller, A. Rahimi-Iman, W. Stolz, J. V. Moloney, S. W. Koch, M. Koch: *Evolution of multi-mode operation in vertical-external-cavity surface-emitting lasers*. Optics Express **21** (2013) 26, 31940.
- [89] J.-R. Ohm, H. D. Lüke: Signalübertragung. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg 2010.
- [90] C. L. Tang, H. Statz, G. DeMars: *Spectral Output and Spiking Behavior of Solid-State Lasers*. Journal of Applied Physics **34** (1963) 8, 2289.
- [91] G. P. Agrawal: *Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers*. Journal of the Optical Society of America B **5** (1988) 1, 147.
- [92] A. Chernikov, M. Wichmann, M. K. Shakfa, M. Scheller, J. V. Moloney, S. W. Koch, M. Koch: *Time-dynamics of the two-color emission from vertical-external-cavity surface-emitting lasers*. Applied Physics Letters **100** (2012) 4, 041114.
- [93] W. Zinth, U. Zinth: Optik. Lichtstrahlen - Wellen - Photonen. München: Oldenbourg 1. Aufl., 2005.
- [94] A. Laurain, C. Mart, J. Hader, J. V. Moloney, B. Kunert, W. Stolz: *Optical noise of stabilized high-power single frequency optically pumped semiconductor laser*. Optics Letters **39** (2014) 6, 1573–6.
- [95] G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi, I. Sagnes: *Experimental Investigation and Analytical Modeling of Excess Intensity Noise in Semiconductor Class-A Lasers*. Journal of Lightwave Technology **26** (2008) 8, 952–961.

- [96] P. H. Siegel: *THz Instruments for Space*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation **55** (2007) 11, 2957–2965.
- [97] H.-W. Hübers, S. G. Pavlov, A. D. Semenov, R. Köhler, L. Mahler, A. Tredicucci, H. E. Beere, D. A. Ritchie, E. H. Linfield: *Terahertz quantum cascade laser as local oscillator in a heterodyne receiver*. Optics Express **13** (2005) 15, 5890.
- [98] M. Wichmann, M. Stein, A. Rahimi-Iman, S. W. Koch, M. Koch: *Interferometric Characterization of a Semiconductor Disk Laser driven Terahertz Source*. Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves **35** (2014) 6-7, 503–508.
- [99] J. L’huillier, G. Torosyan, M. Theuer, Y. Avetisyan, R. Beigang: *Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate - Part 1: Theory*. Applied Physics B **86** (2006) 2, 185–196.
- [100] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg: *Multigrating quasi-phase-matched optical parametric oscillator in periodically poled LiNbO₃*. Optics Letters **21** (1996) 8, 591–3.
- [101] J. R. Schwesyg, M. C. C. Kajiyama, M. Falk, D. H. Jundt, K. Buse, M. M. Fejer: *Light absorption in undoped congruent and magnesium-doped lithium niobate crystals in the visible wavelength range*. Applied Physics B **100** (2010) 1, 109–115.
- [102] L. Pálfalvi, J. Hebling, J. Kuhl, A. Péter, K. Polgár: *Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range*. Journal of Applied Physics **97** (2005) 12, 123505.
- [103] D. E. Zelmon, D. L. Small, D. Jundt: *Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol.% magnesium oxide-doped lithium niobate*. Journal of the Optical Society of America B **14** (1997) 12, 3319.
- [104] A. Harada, Y. Nihei: *Bulk periodically poled MgO-LiNbO₃ by corona discharge method*. Applied Physics Letters **69** (1996) 18, 2629.
- [105] M. Schall, H. Helm, S. R. Keiding: *Far infrared properties of electro-optics crystals measured by THz time-domain spectroscopy*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves **20** (1999) 4, 595–604.
- [106] R. Sowade, I. Breunig, I. Cámara Mayorga, J. Kiessling, C. Tulea, V. Dierolf, K. Buse: *Continuous-wave optical parametric terahertz source*. Optics Express **17** (2009) 25, 22303–10.
- [107] R. Sowade, I. Breunig, C. Tulea, K. Buse: *Nonlinear coefficient and temperature dependence of the refractive index of lithium niobate crystals in the terahertz regime*. Applied Physics B **99** (2010) 1-2, 63–66.

- [108] J. Shikata, M. Sato, T. Taniuchi, H. Ito, K. Kawase: *Enhancement of terahertz-wave output from LiNbO₃ optical parametric oscillators by cryogenic cooling*. Optics Letters **24** (1999) 4, 202–4.
- [109] Y.-S. Lee, T. Meade, M. DeCamp, T. B. Norris, A. Galvanauskas: *Temperature dependence of narrow-band terahertz generation from periodically poled lithium niobate*. Applied Physics Letters **77** (2000) 9, 1244.
- [110] Y.-S. Lee, T. Meade, V. Perlin, H. Winful, T. B. Norris, A. Galvanauskas: *Generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate*. Applied Physics Letters **76** (2000) 18, 2505.
- [111] J. Hebling, G. Almasi, I. Kozma, J. Kuhl: *Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation*. Optics Express **10** (2002) 21, 1161.
- [112] J. Hebling, A. Stepanov, G. Almási, B. Bartal, J. Kuhl: *Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts*. Applied Physics B: Lasers and Optics **78** (2004) 5, 593–599.
- [113] J. L’huillier, G. Torosyan, M. Theuer, C. Rau, Y. Avetisyan, R. Beigang: *Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate - Part 2: Experiments*. Applied Physics B **86** (2006) 2, 197–208.
- [114] C. Weiss, G. Torosyan, Y. Avetisyan, R. Beigang: *Generation of tunable narrow-band surface-emitted terahertz radiation in periodically poled lithium niobate*. Optics Letters **26** (2001) 8, 563–5.
- [115] M. Theuer, G. Torosyan, C. Rau, R. Beigang, K. Maki, C. Otani, K. Kawase: *Efficient generation of Cherenkov-type terahertz radiation from a lithium niobate crystal with a silicon prism output coupler*. Applied Physics Letters **88** (2006) 7, 071122.
- [116] Y. Sasaki, A. Yuri, K. Kawase, H. Ito: *Terahertz-wave surface-emitted difference frequency generation in slant-stripe-type periodically poled LiNbO₃ crystal*. Applied Physics Letters **81** (2002) 18, 3323.
- [117] M. C. Hoffmann, K.-L. Yeh, J. Hebling, K. a. Nelson: *Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm*. Optics Express **15** (2007) 18, 11706.
- [118] K. L. Vodopyanov, M. M. Fejer, X. Yu, J. S. Harris, Y.-S. Lee, W. C. Hurlbut, V. G. Kozlov, D. Bliss, C. Lynch: *Terahertz-wave generation in quasi-phase-matched GaAs*. Applied Physics Letters **89** (2006) 14, 141119.
- [119] T. Tanabe, K. Suto, J.-i. Nishizawa, T. Sasaki: *Characteristics of terahertz-wave generation from GaSe crystals*. Journal of Physics D: Applied Physics **37** (2004) 2, 155–158.

- [120] S. Kasap, P. Capper (Hrsg.): Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials. Boston, MA: Springer US 2007.
- [121] M. Lorenz, G. Pettit, R. Taylor: *Band Gap of Gallium Phosphide from 0 to 900°K and Light Emission from Diodes at High Temperatures*. Physical Review **171** (1968) 3, 876–881.
- [122] O. Paul, A. Quosig, T. Bauer, M. Nittmann, J. Bartschke, G. Anstett, J. L’huillier: *Temperature-dependent Sellmeier equation in the MIR for the extraordinary refractive index of 5% MgO doped congruent LiNbO₃*. Applied Physics B **86** (2006) 1, 111–115.
- [123] D. R. Bosomworth: *THE FAR INFRARED OPTICAL PROPERTIES OF LiNbO₃*. Applied Physics Letters **9** (1966) 9, 330.
- [124] M. A. Scheller: Erzeugung und Nachweis von Terahertz-Strahlung unter Verwendung von Multimode-Lasersystemen. Dissertation, Philipps-Universität Marburg, 2011.
- [125] Y. Jin, G. Kim: *Terahertz dielectric properties of polymers*. Journal of the Korean Physical Society **49** (2006) 2, 513–517.
- [126] M. Stein: Aufbau eines kompakten Michelson-Interferometers zur Detektion und Charakterisierung von elektromagnetischer Strahlung im Terahertz-Frequenzbereich. Bachelorarbeit, Fachbereich Physik, Philipps-Universität Marburg, 2013.
- [127] C. C. Homes, G. L. Carr, R. P. S. M. Lobo, J. D. LaVeigne, D. B. Tanner: *Silicon beam splitter for far-infrared and terahertz spectroscopy*. Appl. Opt. **46** (2007) 32, 7884–7888.
- [128] C. Hessenius, M. Lukowski, M. Fallahi: *High-power tunable two-wavelength generation in a two chip co-linear T-cavity vertical external-cavity surface-emitting laser*. Applied Physics Letters **101** (2012) 12, 121110.
- [129] C. Hessenius, M. Lukowski, M. Fallahi: *Tunable type II intracavity sum-frequency generation in a two chip collinear vertical external cavity surface emitting laser*. Optics Letters **38** (2013) 5, 640–2.

Veröffentlichungen des Autors

Publikationen in Fachzeitschriften

Teile dieser Arbeit wurden in folgenden Fachzeitschriften publiziert:

2014

- M. Wichmann, M. Stein, A. Rahimi-Iman, S. W. Koch, and M. Koch, *Interferometric Characterization of a Semiconductor Disk Laser driven Terahertz Source*, J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves 35 (6-7), 503-508 (2014).

2013

- M. Wichmann, M. K. Shakfa, F. Zhang, B. Heinen, M. Scheller, A. Rahimi-Iman, W. Stolz, J. V. Moloney, S. W. Koch, and M. Koch, *Evolution of multi-mode operation in vertical-external-cavity surface-emitting lasers*, Opt. Express 21 (26), 31940 (2013).
- A. Chernikov, M. Wichmann, J. Herrmann, B. Heinen, M. K. Shakfa, S. Chatterjee, S. W. Koch, B. Kunert, W. Stolz, T.-L. Wang, Y. Kaneda, M. Scheller, M. J. Yarborough, J. Hader, J. V. Moloney, and M. Koch, *In situ spectroscopy of high-power vertical-external-cavity surface-emitting lasers*, Phys. status solidi 250 (9), 1781-1784 (2013).

2012

- A. Chernikov, M. Wichmann, M. K. Shakfa, M. Scheller, J. V. Moloney, S. W. Koch, and M. Koch, *Time-dynamics of the two-color emission from vertical-external-cavity surface-emitting lasers*, Appl. Phys. Lett. 100 (4), 041114 (2012).

Weitere Veröffentlichungen:**2014**

- M. Gaafar, D. Al Nakdali, C. Möller, K. Fedorova, M. Wichmann, M. K. Shakfa, F. Zhang, A. Rahimi-Iman, E. Rafailov, and M. Koch, *Self-mode-locked quantum-dot vertical-external-cavity surface-emitting laser*, Optics Letters 39 (15), 4623-4626 (2014).
- D. Al Nakdali, M. K. Shakfa, M. Gaafar, M. Butkus, K. A. Fedorova, M. Zolonas, M. Wichmann, F. Zhang, B. Heinen, A. Rahimi-Iman, W. Stolz, E. U. Rafailov, and M. Koch, *High-Power Quantum-Dot Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser Exceeding 8 W*, IEEE Photonics Technol. Lett. 26 (15), 1561 - 1564 (2014).
- F. Zhang, B. Heinen, M. Wichmann, C. Möller, B. Kunert, A. Rahimi-Iman, W. Stolz, and M. Koch, *A 23-watt single-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser*, Opt. Express 22 (11), 12817 (2014).
- M. Gaafar, C. Möller, M. Wichmann, B. Heinen, B. Kunert, A. Rahimi-Iman, W. Stolz, and M. Koch, *Harmonic self-mode-locking of optically pumped semiconductor disc laser*, Electron. Lett. 50 (7), 542-543 (2014).

2013

- M. Wichmann, A. S. Mondol, N. Kocic, S. Lippert, T. Probst, M. Schwerdtfeger, S. Schumann, T. Hochrein, P. Heidemeyer, M. Bastian, G. Bastian, and M. Koch, *Terahertz plastic compound lenses*, Appl. Opt. 52 (18), 4186 (2013).

2011

- M. Wichmann, B. Scherger, S. Schumann, S. Lippert, M. Scheller, S. F. Busch, C. Jansen, and M. Koch, *Terahertz Brewster lenses*, Opt. Express 19 (25), 25151 (2011).
- B. Scherger, S. Wietzke, M. Scheller, N. Vieweg, M. Wichmann, M. Koch, and K. Wiesauer, *Characterization of Micro-Powders for the Fabrication of Compression Molded THz Lenses*, J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves 32 (7), 943-951 (2011).

2009

- C. Jördens, M. Scheller, M. Wichmann, M. Mikulics, K. Wiesauer, and M. Koch, *Terahertz birefringence for orientation analysis*, Appl. Opt. 48 (11), 2037-44 (2009).

Konferenzbeiträge

2014

- M. Wichmann, M. K. Shakfa, B. Heinen, A. Rahimi-Iman, M. Scheller, J. V. Moloney, S. W. Koch and M. Koch, *Evolution of multi-mode emission from vertical-external-cavity surface-emitting lasers*, 16th International Conference „Laser Optics 2014“, 2014.
- M. Gaafar, C. Möller, M. Wichmann, B. Heinen, B. Kunert, A. Rahimi-Iman, W. Stolz, and M. Koch, *Passively Harmonically Self-Mode-Locked Vertical- External-Cavity Surface-Emitting Laser (VECSEL)*, in CLEO: 2014, p. JTu4A.121.
- F. Zhang, B. Heinen, C. Möller, M. Wichmann, B. Kunert, A. Rahimi-Iman, W. Stolz, and M. Koch, *22W Single-Frequency Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser*, in CLEO: 2014, p. SF1G.1.
- N. Kocic, M. Wichmann, T. Hochrein, P. Heidemeyer, K. Kretschmer, I. Radovanovic, A. S. Mondol, M. Koch, and M. Bastian, *Lenses for terahertz applications: Development of new materials and production processes*, AIP Conf. Proc. 1593, 416, pp. 416-419, 2014.
- M. Wichmann, M. K. Shakfa, M. Scheller, A. Rahimi-Iman, B. Heinen, J. V. Moloney, S. W. Koch, and M. Koch, *Systematic investigation of single- and multi-mode operation in vertical-external-cavity surface-emitting lasers*, in Proc. of SPIE, 2014, vol. 8966, p. 89660N.

2013

- M. Wichmann, A. S. Mondol, N. Kocic, S. Lippert, T. Probst, S. Schumann, M. Schwerdtfeger, T. Hochrein, P. Heidemeyer, M. Bastian, G. Bastian, and M. Koch, *Highly refracting terahertz lenses made of polymeric compounds*, in 2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2013.

2012

- M. Wichmann, S. Busch, B. Scherger, S. Schumann, S. Lippert, C. Jansen, M. Scheller, and M. Koch, *Astigmatism-free Brewster lenses for terahertz applications*, in 2012 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2012.
- M. Wichmann, A. Chernikov, M. K. Shakfa, S. W. Koch, M. Scheller, J. V. Moloney, and M. Koch, *Study of the two-color emission dynamics from a vertical-external-*

cavity surface-emitting laser, in 2012 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2012.

- A. Chernikov, M. Wichmann, M. K. Shakfa, S. W. Koch, M. Scheller, J. V. Moloney, and M. Koch, *Temporal dynamics of the two-color emission in vertical-external-cavity surface-emitting lasers*, in Conference on Lasers and Electro-Optics 2012, 2012, p. CTu3N.5.
- M. Wichmann, A. Chernikov, M. K. Shakfa, A. Bäumner, M. Koch, M. Scheller, J. Hader, J. V. Moloney, and S. W. Koch, *VECSELS: non-equilibrium effects and two-color operation*, in Proc. of SPIE, 2012, vol. 8242, p. 82420I.

2011

- M. Wichmann, B. Scherger, S. Lippert, N. Kocic, S. Wietzke, N. Vieweg, C. Jansen, M. Scheller, T. Hochrein, I. Radovanovic, P. Heidemeyer, M. Bastian, K. Wiesauer, and M. Koch, *Terahertz lenses made by compression molding*, in 2011 International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2011.
- N. Born, I. A. I. Al-Naib, C. Jansen, M. Wichmann, N. Vieweg, and M. Koch, *Polarization and angle independent high Q-factor THz metamaterials*, in 2011 International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2011.
- M. Wichmann, S. Wietzke, M. Schwerdtfeger, B. Scherger, M. Scheller, C. Jansen, O. Peters, N. Krumbholz and M. Koch, *Pulsed THz Systems and their Applications for Security Inspection and Non-Destructive Testing*, Air Force Special Session Terahertz Workshop, Halifax, Canada, June 12, 2011.

Patente

- *Verfahren zur Bestimmung einer Zusammensetzung einer plastifizierten Elastomermischung auf der Basis wenigstens eines polaren oder unpolaren Kautschuks*
Deutsche Patentanmeldung WO2013034751

A Ergänzende Bemerkungen zur statistischen Analyse

Für die statistische Auswertung der Streak-Kamera Daten kann man neben der Berechnung der relativen Intensitätsfluktuationen auch die Korrelation zwischen den beiden emittierten Intensitäten betrachten. Trägt man dazu Intensität I_1 gegen I_2 auf, so entsteht ein sogenannter Korrelationsgraph, wie ihn Abbildung A.1 (a) für niedrige (6 W), mittlere (110 W) und hohe (390 W) intrakavitäre Leistungen darstellt. Die drei gezeigten Fälle korrespondieren zu effektiven Pumpleistungen von 3,2 W, 8,5 W und 36 W. Im Fall niedriger Leistung zeigt die Auftragung, dass eine große Intensität bei der ersten Farbe mit einer kleinen Intensität der zweiten Farbe einhergeht. Hier ist eine klar negative Korrelation erkennbar. Im Gegensatz dazu, zeigt der Korrelationsgraph bei weiter ansteigenden Leistungen ein eher unkorreliertes Verhalten an. Die Punktwolke lässt keine eindeutige Beziehung der zwei Intensitäten zueinander ableiten. Dieser Leistungsbereich könnte somit als Übergang zu einem stabilen Zwei-Farben Betrieb gedeutet werden. Für hohe intrakavitäre Leistungen schließlich wird die Korrelation klar positiv. Für eine quantitative Auswertung wird nun der sogenannte Pearson Korrelationskoeffizient r bestimmt. Dieser lässt sich mit folgender Gleichung berechnen¹:

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (I_{1i} - \bar{I}_1)(I_{2i} - \bar{I}_2)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (I_{1i} - \bar{I}_1)^2 \sum_{i=1}^n (I_{2i} - \bar{I}_2)^2}}, \quad (\text{A.1})$$

wobei \bar{I}_1 und \bar{I}_2 die Mittelwerte von I_1 bzw. I_2 darstellen. Extremwerte für diesen Koeffizienten sind +1 (vollständige Korrelation), -1 (vollständig anti-korreliert) und 0 (vollständig unkorreliert). Trägt man den Korrelationskoeffizienten über der Pumpleistung auf, erhält man den in Abbildung A.1 (b) oben dargestellten Verlauf. Man erkennt, dass die bei kleinen Leistungen zunächst stark negative Korrelation mit steigender Leistung signifikant ansteigt und im Bereich einer stabilen Emission positive Werte annimmt. Zum Vergleich wird zusätzlich der 2σ -Wert in Abbildung A.1 (b) unten gezeigt. Aus dieser Darstellung kann man ersehen, dass eine Beurteilung der Stabilität der Zwei-Farben-Emission auch anhand des Korrelationskoeffizienten erfolgen kann: dort, wo der 2σ -Wert auf geringem Niveau konstant bleibt, wird die Korrelation positiv.

An dieser Stelle muss beachtet werden, dass die Streak-Kamera eine über der Zeitachse variierende Detektorsensitivität besitzt. Für Mittelungen über eine Vielzahl an Bildern,

¹siehe dazu: *J. A. Rice, Mathematical Statistics and Data Analysis, 2nd ed. (Duxbury, Pacific Grove, 1994).*

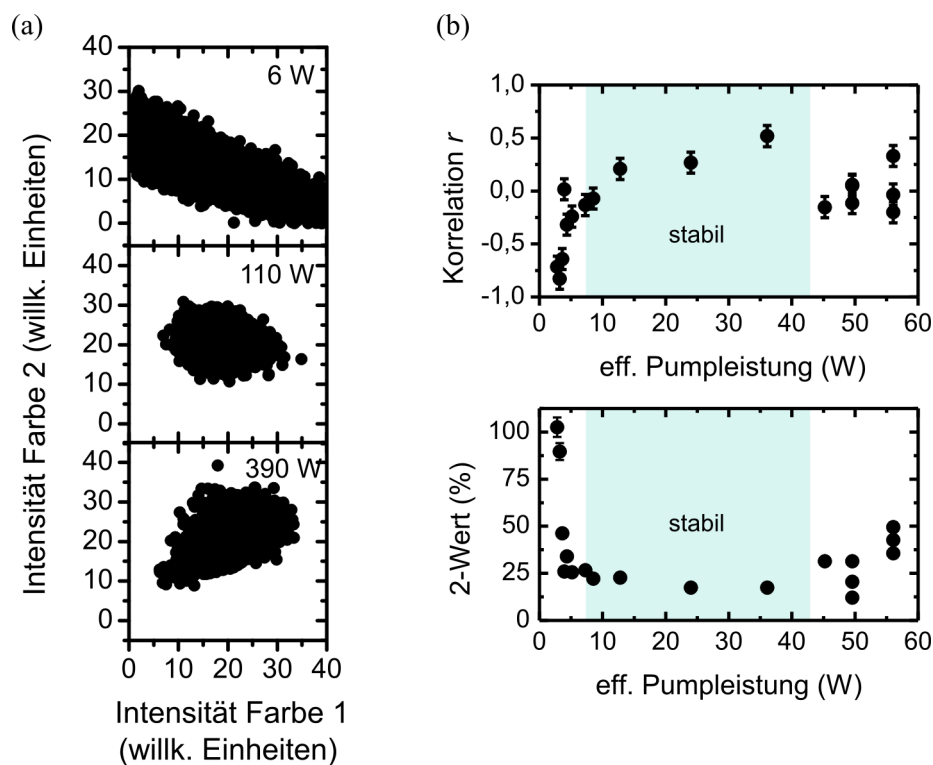


Abbildung A.1: (a) Korrelationsgraphen für intrakavitäre Leistungen von 6 W, 110 W und 390 W. (b) Korrelationskoeffizient r (oben), 2σ -Diagramm (unten), in Abhängigkeit von der effektiven Pumpleistung.

wie es in konventionellen Photolumineszenz-Untersuchungen der Fall ist, wird dies mittels einer Kalibrierkurve korrigiert. Für die hier präsentierten Echtzeitmessungen wurde eine Korrektur jedoch nicht durchgeführt. Es ist daher nötig, die Streak-Kamera-Daten noch etwas genauer zu betrachten, um herauszufinden, wie die ermittelten statistischen Größen von der variierenden Detektorsensitivität beeinflusst werden. Abbildung A.2 (a) zeigt den Zeitverlauf der kürzerwelligen Laserlinie für eine Pumpleistung von 12,8 W, wie sie für die zuvor beschriebene Auswertung verwendet wurde. Die Kurve wurde aus 1000 zeitlich nacheinander aufgenommenen Einzelbildern erzeugt. Bei dieser Darstellung ist die Intensität bereits über je 50 benachbarte Pixel gemittelt worden, so dass insgesamt 10^4 Datenpunkte vorhanden sind. Die Daten weisen auf den ersten Blick ein relativ starkes Rauschen auf, was sich zunächst durch die auftretende Anti-Phasen-Dynamik erklären ließe. Nach dem Streak-Kamera Bild zu urteilen, beträgt das relative Rauschen ca. 16%. Die vorgestellten Messungen mit Photodioden haben gezeigt, dass das Intensitätssauschen in diesem Leistungsbereich realerweise nur etwa 3% beträgt (siehe Kapitel 7). Folglich wird hier ein nicht unerheblicher Rauschbeitrag vom Detektor geliefert. Bei genauerer Betrachtung des Signals erkennt man periodische Schwankungen mit einem Maximum in der Mitte, welche sich nach 10 Pixeln (was in diesem Fall dem Zeitfenster eines Einzelbildes entspricht) wiederholen. Für eine genauere Analyse zeigt Abbildung A.2 (b) eine Zeitspur derselben Laserlinie, nun allerdings integriert über 100 Einzelbilder mit je $10 \mu\text{s}$ Zeitfenster. Hier ist die erwähnte variierende Sensitivität des Detektors als eine Art „Sen-

sitivitätsbauch“ zu erkennen. Dieses gilt ebenso für die Farbe mit größerer Wellenlänge.

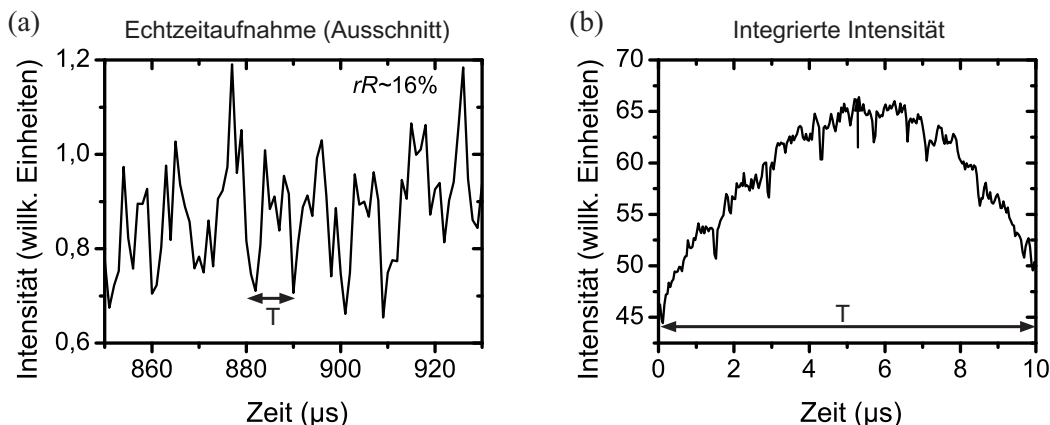


Abbildung A.2: Mit der Streak-Kamera aufgenommene Zeitspuren für die kürzerwellige Farbe bei einer effektiven Pumpleistung von 12,8 W. (a) Ausschnitt aus der Echtzeitaufnahme, wie sie auch für die Datenauswertung verwendet wurde. Das relative Rauschen rR beträgt ca. 16%. (b) zeigt die integrierte Intensität über 100 Einzelbilder mit einem Gesamtzeitfenster von $10 \mu\text{s}$. Die Pfeile kennzeichnen das Zeitfenster eines Einzelbildes mit einer Länge von $T = 10 \mu\text{s}$.

Wie wirkt sich dieses nun auf die statistisch ermittelten Größen ΔI_{12} und r aus? Für die relativen Intensitätsschwankungen ΔI_{12} sind die Auswirkungen vernachlässigbar, weil stets nur gleichzeitig auftretende Intensitätspaare miteinander verrechnet werden. Da eine Änderung der Sensitivität sich auf diese gleichermaßen auswirkt, spielt dies bei der Berechnung von ΔI_{12} keine Rolle. Für die Korrelation hingegen kann eine Änderung der Sensitivität erhebliche Auswirkungen haben. Zeigen die Intensitäten beider Farben ein durch die Laserdynamik bestimmtes gegenphasiges Verhalten, kommt es darauf an, ob das Anti-Phasen-Rauschen im Vergleich zu den Sensitivitätsschwankungen groß oder klein ist. Im ersten Fall würde die Korrelation richtigerweise negativ sein, im zweiten Fall wäre sie trotz eines gegenphasigen Verhaltens positiv. Genau dieses Bild spiegelt sich in den Daten wieder: im Bereich kleiner Leistungen wurden extreme gegenphasige Intensitätsschwankungen beobachtet, bei denen die Emission einer Farbe völlig zusammenbrach, während die Emission der zweiten Farbe auf einem Maximum war. Hier wurde richtigerweise ein negativer Korrelationskoeffizient ermittelt. Mit steigender Leistung hingegen sind die durch die nicht konstante Detektorsensitivität verursachten Änderungen groß genug, um eine scheinbar positive Korrelation hervorzurufen, obwohl sich die Intensitäten beider Farben gegenphasig verhalten (siehe Kapitel 7).

Für die Streak-Kamera Messungen bedeutet dies, dass das einzig haltbare Bewertungskriterium für einen stabilen Zwei-Farben-Betrieb die relativen Intensitätsschwankungen ΔI_{12} (bzw. der 2σ -Wert) sind. Der Korrelationskoeffizient stellt in diesem Fall nur ein weiteres Maß für die relativen Intensitätsschwankungen dar und ist in einer Auswertung als Bewertungskriterium eigentlich redundant. Trotzdem kann man diesen in Verbindung mit dem

2σ -Diagramm für die Bewertung der Emissionsstabilität heranziehen, wie es auch in einer im Zuge dieser Arbeit entstandenen Veröffentlichung geschehen ist, siehe dazu [92]. Da der Korrelationskoeffizient stets von äußeren Einflüssen beeinflussbar ist (z.B. durch von der Klimaanlage verursachte Fluktuationen der Laserintensität oder eben eine variierende Detektorsensitivität), wurde auf die Darstellung dieser Größe in dieser Arbeit verzichtet.

Wissenschaftlicher Werdegang

Persönliche Daten

Name	Matthias Wichmann
Geburtsdatum	24.04.1984
Geburtsort	Braunschweig

Werdegang

01/2010-08/2014	Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Doktorand in der AG Experimentelle Halbleiterphysik am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg unter Betreuung von Prof. Martin Koch
11/2009	Abschluss: Diplom-Ingenieur (Dipl.-Ing.)
06/2009-10/2009	Praktikum bei Menlo Systems GmbH Tätigkeitsbereich: Faserlaser und THz-Systemtechnik
11/2008-05/2009	Forschungsaufenthalt an der Rice University, Houston, Texas (USA) zur Anfertigung der Diplomarbeit. Unterstützung durch ein Stipendium des DAAD.
10/2006	Vordiplom im Studiengang Elektrotechnik
10/2004-11/2009	Studium der Elektrotechnik an der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig
06/2003	Abitur am Gymnasium Gaußschule Braunschweig