MAX-BORN-INSTITUT FÜR NICHTLINEARE OPTIK UND KURZZEITSPEKTROSKOPIE IM FV BERLIN E.V.

Dr. Uwe Griebner
Max-Born-Institut Berlin
Max-Born-Str. 2a, 12489 Berlin, Germany

Abschlussbericht

Vorhabenbezeichnung:	Femtosekunden-Strahlquelle auf der Basis von Hochleistungshalbleiterlasern - FEMTO-DIODE
Teilvorhaben:	Femtosekunden-Halbleiterscheibenlaser

Förderkennzeichen:	13N8570
Bewilligungszeitraum:	01.10.2004 – 31.03.2008
Projektleiter:	Dr. Uwe Griebner
Mitarbeiter:	Florian Saas, Dr. Peter Klopp
Datum:	30.09.2008

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Grundlagen optisch gepumpter Halbleiterscheibenlaser **7**
2.1 Lasersystem 7
2.1.1 Beschreibung des Lasersystems 7
2.1.2 Stand der Wissenschaft 9
2.2 Halbleiterstrukturen 11
2.2.1 Oberflächenemittierende Halbleiterscheibenlaserstruktur . . . 11
2.2.2 Sättigbarer Absorberspiegel 24
2.3 Erzeugung kurzer Lichtimpulse mittels Modenkopplung 29
2.4 Dauer der Lichtimpulse 32
2.4.1 Impulsausbreitung in dispersiven Medien 32
2.4.2 Berechnung der Dispersion in Halbleiterschichtstrukturen . . . 34
2.4.3 Theorie der impulsformenden Effekte 37

3 Charakterisierung der Halbleiterstrukturen **41**
3.1 Wachstum, Prozessierung und Beschreibung der Halbleiterstrukturen 42
3.2 Charakterisierung der Halbleiterscheibenlaserstrukturen 47
3.2.1 Photolumineszenz 47
3.2.2 Zeitaufgelöste Photolumineszenz 48
3.2.3 Photostrom 51
3.2.4 Oberflächencharakterisierung mittels Interferometrie 54
3.2.5 Kathodolumineszenz 56
3.2.6 Röntgenbeugung 58
3.3 Charakterisierung des sättigbaren Absorberspiegels 59
3.3.1 Pump-Probe-Experimente 59
3.3.2 Bestimmung der nichtlinearen Reflektivität 66
3.4 Dispersionsuntersuchungen 69
3.4.1 Weißlichtinterferometer zur Bestimmung der Dispersion 69
3.4.2 Dispersionsmessung 74
3.4.3 Berechnung der Dispersion und Vergleich mit der Messung . . 77

4 Halbleiterscheibenlaser im Dauerstrichbetrieb 80
4.1 Test von 6 und 12-QW-Halbleiterscheibenlasern 80
4.2 Vergleich GRIN-STIN-Halbleiterscheibenlaser 84
4.3 Laterale Homogenität der Halbleiterscheibenlaserstrukturen 87

5 Passiv modengekoppelter Halbleiterscheibenlaser 90
5.1 Charakterisierung der Lichtimpulse 90
5.2 Modengekoppelte SCDLs mit unterschiedlicher Anzahl an QWs . . . 93
5.2.1 12-QW-STIN-Laser 93
5.2.2 6-QW-STIN-Laser 99
5.3 Einfluss der spektralen Verschiebung der niederenergetischsten Resonanz des Absorbers 102
5.4 Modengekoppelter Halbleiterscheibenlaser mit GRIN-Struktur 116
5.4.1 6-QW-GRIN-Laser 116
5.4.2 4-QW-GRIN-Laser 118

6 Aufbau eines Halbleiterscheibenlaser Funktionsmuster 121
6.1 Präsentation eines Femtosekunden-SCDL auf der LASER'07 in München 121

7 Ultraschnelles Pulse-picking und Verstärkung mit einem Tapered Diode Amplifier 123
7.1 Reduktion der SCDL-Folgefrequenz von 3 GHz auf 47 MHz mit Pulsverstärkung 123

8 Zusammenfassung 125

Literaturverzeichnis 129

Kapitel 1

Einleitung

Das Ziel des Teilvorhabens war die Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse mit Halbleiterbauelementen. Mit optisch gepumpten Halbleiterscheibenlasern konnten Lichtimpulse im Sub-ps-Bereich direkt aus dem Laseroszillator demonstriert werden. Zum Erreichen der für den Kurzimpulsbetrieb nötigen Modenkopplung werden sättigbare Absorberspiegel eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Halbleiterscheibenlaserstrukturen und die sättigbaren Absorberspiegel ausführlich charakterisiert. Dabei kamen unter anderem die folgenden Techniken zum Einsatz: Photolumineszenz- und Photostrommessungen zur spektralen Charakterisierung und Interferometrie zusammen mit weiteren Charakterisierungsmethoden zur Untersuchung der lateralen Homogenität der Laserstrukturen. Von besonderer Bedeutung war die Charakterisierung der Dispersion.

Durch eine verbesserte Aufbautechnik konnten spektral und auf die Ausgangsleistung bezogen lateral homogenere Halbleiterscheibenlaserstrukturen realisiert werden. Aufbauend auf den Ergebnissen mit den Halbleiterscheibenlaserstrukturen, die das typische stufenförmige Bandkantenprofil besitzen, gelang die Demonstration von Lasern deren Bandkanten einen Gradienten in den Barrieren aufweisen. Durch die verbesserte Ladungsträgerdrift aus den Barrieren in die QWs der Gradientenstruktur konnten prinzipiell höhere kontinuierliche Ausgangsleistungen erzielt werden.

Durch Optimierung des Halbleiterstrukturdesigns und mit Hilfe des gewonnenen Verständnisses aus den verschiedenen Charakterisierungsmethoden gelang die Demonstration der zur Zeit kürzesten Lichtimpulse mit einer Dauer von 290 fs mit einem Halbleiterscheibenlaser. Die mittlere Ausgangsleistung betrug 10 mW und die Wellenlänge lag bei ca. 1036 nm. Eine spektrale Breite von 3.89 nm ergab ein nahezu ideales Zeit-Bandbreite-Produkt von 0.315. Folgende Parameter, die wesentlich zum Impulsformungsprozess beitragen, wurden untersucht. Zum einen spielt die Geschwindigkeit der Ladungsträger-Relaxation der sättigbaren Absorberspiegel eine Rolle, die mit Pump-Probe-Experimenten ermittelt wurde. Zweitens wurde die Dispersion der verwendeten Halbleiterstrukturen vermessen. Die Messungen konnten

durch Dispersionsberechnungen bestätigt werden. Durch Variation der Temperatur der Halbleiterscheibenlaserstruktur, konnte die Wellenlänge des Halbleiterscheibenlasers schließlich in einen für die Gesamtdispersion des Lasers günstigen Bereich geschoben werden. Damit wurde ein solitonenartiger modengekoppelter Betrieb des Lasers realisiert. Zum Erreichen der kürzesten Lichtimpulse musste die Laseremission zusätzlich eine etwas geringere Energie als die niederenergetischste exzitonische Resonanz des Absorbers aufweisen. Durch eine Serie baugleicher sättigbarer Absorber konnte dieses Verhalten quantitativ untersucht werden.

Um den Femtosekunden-Halbleiterscheibenlaser einer großen Breite von Anwendungen zugänglich zu machen, ist es nötig die Folgefrequenz zu reduzieren und die Pulsenergie zu erhöhen. Ultraschnelles Puls-picking und die Verstärkung der vom passiv modengekoppelten SCDL mit einer Folgefrequenz von 3 GHz generierten Pulse konnte erfolgreich demonstriert werden.

Im Jahre 1996 wurde der erste optisch gepumpte Halbleiterscheibenlaser bei Raumtemperatur mit einer kontinuierlichen Ausgangsleistung von 20 μW realisiert [1]. Kurz darauf wurden bereits mehr als 0.5 W erreicht [2]. Das verwendete Laserkonzept hat seinen Ursprung bei den optisch gepumpten Scheibenlasern [3]. Daher wird hier der Name Halbleiterscheibenlaser (SCDL: **S**emi**c**onductor **D**isk **L**aser) verwendet. Die Bezeichnung OPS-VECSEL (**O**ptically **P**umped **S**emiconductor - **V**ertical **E**xternal **C**avity **S**urface **E**mitting **L**aser) ist ebenfalls üblich und hat ihren Ursprung bei den elektrisch gepumpten vertikal emittierenden Halbleiterlasern (VCSEL: **V**ertical **C**avity **S**urface **E**mitting **L**aser) [4]. Mit den optisch gepumpten Halbleiterscheibenlasern lassen sich die Vorteile des Halbleitermaterials mit denen des Scheibenlaserkonzepts verbinden. Zum einen sind Halbleiter für die Massenproduktion geeignet, zum anderen können verschiedene Halbleiterscheibenlaser aus unterschiedlichen Halbleitermaterialien einen großen spektralen Bereich abdecken [5–8]. Kantenemittierende Breitstreifen-Diodenlaser stellen hohe Ausgangsleistungen über 10 W zur Verfügung, besitzen jedoch eine geringe Strahlqualität, da sie auf einer Vielzahl verschiedener TEM-Moden emittieren. Diodenlaser mit verbreiterter Verstärkungssektion [9] und Oszillator-Verstärker-Systeme (MOPA: **M**aster **O**scillator **P**ower **A**mplifier) [10] liefern einige Watt in einer einzigen transversalen Mode, besitzen jedoch ein stark astigmatisches Strahlprofil. Diese Nachteile der Kantenemitter lassen sich mit dem Scheibenlaserkonzept vermeiden. Durch den externen Resonator kann die transversale Grundmode TEM_{00} selektiert werden und somit ein gaußförmiger Ausgangsstrahl erreicht werden [11]. Der gute Überlapp von Pumpstrahl und Resonatormode sowie die hervorragende Wärmeabfuhr aufgrund des günstigen Verhältnisses von Oberfläche zu Volumen beim Halbleiterscheibenlaser sorgen für hohe kontinuierliche Ausgangsleistungen [12, 13]. Dabei lässt sich die Ausgangsleistung mit der gepumpten Fläche skalieren. Kontinuierlich emittierende Halbleiterscheibenlaser sind bereits kommerziell erhältlich [14]. Hier wird mittels

Frequenzverdopplung der blau-grüne Spektralbereich erreicht. Diese Wellenlängen sind für Fluoreszenz-basierte Anwendungen in der Bioinstrumentation sowie auch für die Waferinspektion geeignet [15]. Des Weiteren können Halbleiterscheibenlaser für eine resonatorinterne und deshalb sehr sensitive Gasdetektion eingesetzt werden [16].

Die modengekoppelten Halbleiterscheibenlaser profitieren von der geringen Sättigungsfluenz der Verstärkungssektion, was Güteschaltungsinstabilitäten vermeidet [17,18]. Dadurch lassen sich sehr hohe Repetitionsraten erzielen [19,20]. Aus diesem Grund sind modengekoppelte Halbleiterscheibenlaser für die optische Kommunikation und als mögliche Taktgeber für Computerprozessoren von Interesse. Ebenso vorstellbar sind Lidar (light detection and ranging)-Anwendungen [21] oder die bei modengekoppelten Lasern sehr effiziente resonatorinterne Frequenzverdopplung zur Erschließung bisher schlecht zugänglicher Wellenlängenbereiche [22]. Zudem besitzen die Halbleiterscheibenlaser eine große Verstärkungsbandbreite [23], die zur Erzeugung sehr kurzer Lichtimpulse (theoretisch < 100 fs) genutzt werden könnte. In den wenigen bisher erschienenen Publikationen im Sub-Pikosekunden-Bereich [24, 25] wurde über kürzeste Lichtimpulse von 450 fs Dauer berichtet [26]. Dabei wurde die erreichte Impulsdauer über ein solitonenartig modengekoppeltes Regime erklärt. Die AC-Stark-Verschiebung der Absorption des sättigbaren Absorberspiegels wurde zusätzlich als Impulsformender Prozess zur Erklärung der Sub-Pikosekunden-Impulse herangezogen. Quantitativ wurde dieser Effekt jedoch nicht genauer untersucht. Ebenso wenig wurden die Halbleiterscheibenlaserstrukturen systematisch verändert um noch kürzere Impulsdauern erreichen zu können. Interessant ist in diesem Zusammenhang insbesondere wie sich die Dispersion durch ein gezieltes Strukturdesign verändert.

Publikationen im Zusammenhang mit dem Teilvorhaben:

F. Saas, V. Talalaev, U. Griebner, J. W. Tomm, M. Zorn, A. Knigge, and M. Weyers, „Optically pumped semiconductor disk laser with graded and stepindices“, Appl. Phys. Lett. **89**, 151120, 2006.

F. Saas, G. Steinmeyer, U. Griebner, M. Zorn, and M. Weyers, „Exciton resonance tuning for the generation of sub-picosecond pulses from a mode-locked semiconductor disk laser“, Appl. Phys. Lett. **89**, 141107, 2006.

U. Zeimer, J. Grenzer, D. Korn, S. Döring, M. Zorn, W. Pittroff, U. Pietsch, F. Saas, and M. Weyers, „X-ray diffraction spot mapping - a tool to study structural properties of semiconductor disk laser devices“, Phys. Stat. Sol. (a), **204**, 2753, 2007.

R. Aleksiejunas, A. Kadys, K. Jarasiunas, F. Saas, U. Griebner, and J. W. Tomm, „All-optical analysis of carrier and spin relaxation in InGaAs/GaAs saturable-absorber structures“, Appl. Phys. Lett. **90**, 102105, 2007.

M. Moenster, U. Griebner, W. Richter, and G. Steinmeyer, „Resonant Saturable Absorber Mirror for Dispersion Control in Ultrafast Lasers, “IEEE J. Quantum Electron. **43**, 174, 2007.

M. Zorn, P. Klopp, F. Saas, A. Ginolas, O. Krüger, U. Griebner, and M. Weyers, „Semiconductor components for femtosecond semiconductor disk lasers grown by MOVPE“, J. Crystal Growth (2008), doi:10.1016/j.jcrysgro.2008.07.017 (in press).

P. Klopp, F. Saas, U. Griebner, M. Zorn, and M. Weyers, „290-fs-pulses from a semiconductor disk laser“, Opt. Express **16**, 5770, 2008.

Konferenzbeiträge im Zusammenhang mit dem Teilvorhaben:

P. Klopp, F. Saas, J. W. Tomm, U. Griebner, M. Zorn, G. Erbert, and M. Weyers, „290-fs Passively Mode-Locked Semiconductor Disk Laser“, Advanced Solid-State Photonics (ASSP) 2008, Nara, Japan, ME6, 27.-30. Januar 2008.

G. Steinmeyer, U. Griebner, F. Saas, M. Moenster, and W. Richter „Resonant saturable absorbers for dispersion compensation in compact femtosecond lasers“, CLEO EUROPE 2007, München, Deutschland, CF9-2-FRI, 17.-23. Juni 2007.

F. Saas, V. Talalaev, J. W. Tomm, G. Steinmeyer, U. Griebner, M. Zorn, and M. Weyers, „Optically pumped semiconductor disk laser with graded and step indices

for cw and ultrashort pulse generation“, CLEO EUROPE 2007, München, Deutschland, CB13-3-THU, 17.-23. Juni 2007.

G. Steinmeyer, U. Griebner, F. Saas, M. Moenster, and W. Richter, „Resonant Saturable Absorbers for Dispersion Compensation in Compact Femtosecond Lasers“, CLEO 2007, Baltimore, Maryland, USA, CTuC5, 6.-11. Mai 2007.

F. Saas, G. Steinmeyer, U. Griebner, M. Zorn, and M. Weyers, „Passively mode-locked semiconductor disk laser with graded and step indices“, DPG 2007, Düsseldorf, Deutschland, Q9.1, 19.-23. März 2007.

F. Saas, J. W. Tomm, G. Steinmeyer, V. Talalaev, T. Q. Tien, U. Griebner, M. Zorn, and M. Weyers, „Femtosecond optically-pumped semiconductor disk laser“, MBI, Bereichsseminar C, Februar 2007.

F. Saas und U. Griebner, „Femtosekunden-Halbleiterscheibenlaser“, Forscherverbund: Femtosekunden-Strahlquellen auf der Basis von Hochleistungshalbleiterlasern, FBH, Berlin, November 2006.

F. Saas, J. W. Tomm, G. Steinmeyer, V. Talalaev, T. Q. Tien, U. Griebner, M. Zorn, and M. Weyers, „Optically pumped surface-emitting semiconductor disk laser - continuous-wave and mode-locked operation“, FBH, Institutskolloquium, November 2006.

R. Aleksiejunas, A. Kadys, K. Jarasiunas, F. Saas, T. Q. Tran, U. Griebner, and J. W. Tomm, „Carrier transport and recombination in resonantly excited InGaAs/GaAs MQWs“, ICPS 2006, Vienna, Austria, Poster, 24.-28. Juli 2006.

F. Saas, R. Grunwald, U. Griebner, U. Zeimer, M. Zorn, W. Pittroff, and M. Weyers, „Optically pumped surface-emitting semiconductor disk lasers with high spatial and spectral homogeneity“, CLEO 2006, Long Beach, California, USA, CFO4, 21.-26. Mai 2006.

F. Saas, U. Zeimer, R. Grunwald, W. Pittroff, M. Zorn, M. Weyers und Uwe Griebner, „Räumlich aufgelöste Charakterisierung optisch gepumpter Halbleiterscheibenlaser“, DPG 2006, Frankfurt, Deutschland, Q6.4, 13.-17. März 2006.

F. Saas, U. Griebner, T. Q. Tien, J. Tomm, M. Zorn, and M. Weyers, „Mode-locked semiconductor disk laser“, Vilnius University, Institute of Materials Science and Applied Research, Oktober 2005.
and Vilnius University, Quantum Electronics Department & Laser Research Center,

Oktober 2005.

F. Saas, M. Mönster, J. Tomm, G. Steinmeyer, U. Griebner, M. Zorn, M. Weyers und G. Erbert, „Passiv modensynchronisierter, optisch gepumpter Halbleiterscheibenlaser“, DPG 2005, Berlin, Deutschland, Q72.3, 4.-9. März 2005.

M. Zorn, T.K. Tien, J.W. Tomm, H. Kissel, U. Zeimer, F. Saas, U. Griebner, and M. Weyers, „MOVPE growth of semiconductor disk laser (SCDL) structures“, Proc. 11th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy, Lausanne, Switzerland, F09, p. 309-311, Juni 2005.

Kapitel 2

Grundlagen optisch gepumpter Halbleiterscheibenlaser

Dieses Kapitel soll zunächst das Lasersystem vorstellen. Im Anschluss daran werden die wesentlichen in der Literatur mit einem modengekoppelten Halbleiterscheibenlaser erzielten Ergebnisse dargestellt, um den Stand der Wissenschaft zu erläutern. Es folgt eine genauere Beschreibung der verwendeten Halbleiterstrukturen. Nach diesem einführenden Teil des Kapitels wird die Modenkopplung von Lasern behandelt. Der letzte Teil des Kapitels widmet sich der Frage nach der Dauer des Lichtimpulses eines Lasers. Dabei werden die Dispersion, die Selbstphasenmodulation und ihr Zusammenspiel behandelt. In diesem Abschnitt wird auch auf die konkrete Berechnung der Dispersion in Halbleiterschichtsystemen eingegangen.

2.1 Lasersystem

2.1.1 Beschreibung des Lasersystems

In Abbildung 2.1 ist der Halbleiterscheibenlaser (SCDL: **S**emi**c**onductor **D**isk **L**aser) für den Kurzimpulsbetrieb dargestellt. Der Laserresonator besteht aus einem teildurchlässigen gekrümmten Auskoppelspiegel, der Halbleiterscheibenlaserstruktur und einem sättigbaren Absorberspiegel. Die Halbleiterscheibenlaserstruktur verfügt über einen Bragg-Spiegel zur Reflexion der Laserstrahlung und eine Verstärkungssektion. Die Verstärkungssektion ist ihrerseits im Wesentlichen aus Halbleiterschichten zur Pumplichtabsorption sowie aus Halbleiter-QWs (QW: **Q**uantum **W**ell) zur Realisierung der für den Laserbetrieb nötigen Inversion aufgebaut. Dabei gelangen die Ladungsträger hauptsächlich über Diffusion in die QWs. Gepumpt wird die Halbleiterscheibenlaserstruktur mit einem kontinuierlich emittierenden 200 μm Breitstreifendiodenlaser. Die Modenkopplung des Lasers wird mit Hilfe des sättigbaren

Absorberspiegels realisiert. Die Reflexion der Laserstrahlung wird beim sättigbaren Absorberspiegel ebenfalls durch einen Bragg-Spiegel erreicht. Zusätzlich besitzt der sättigbare Absorberspiegel einen QW, dessen Absorption durch die Laserstrahlung gesättigt werden kann. Durch geeignete Maßnahmen kann man für eine schnelle Relaxation des sättigbaren Absorberspiegels sorgen, siehe Kapitel 2.2.2.

Durch die geringe Sättigungsfluenz der Halbleiterscheibenlaserstruktur und die kurze Lebensdauer der angeregten Zustände des Halbleitermaterials besteht die Tendenz zur Ausbildung eines Multiimpulsbetriebs. Zur Kompensation dieser Tendenz wird ein kurzer hemisphärischer Resonator (Radius des Auskoppelspiegels $R =$ -50 mm) verwendet. Zusätzlich muss darauf geachtet werden, dass für die Ausbildung eines stabilen modengekoppelten Betriebs eine ausreichende Fluenz auf dem Absorber gegeben ist, siehe Kapitel 2.3. Prinzipiell möglich sind jedoch auch Resonatoren mit mehreren Spiegeln [27, 28].

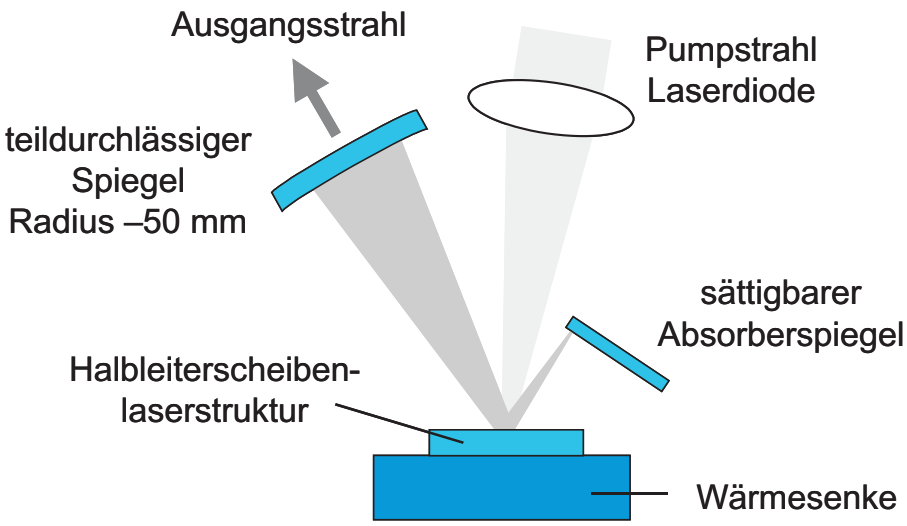


Abbildung 2.1: *Skizze des Lasersystems.*

2.1.2 Stand der Wissenschaft

Da Halbleiterscheibenlaser seit einigen Jahren Gegenstand aktiver Forschung sind, existieren bereits erste Übersichtsartikel [29–31] sowie einige Doktorarbeiten [32–35]. Es gibt eine Vielzahl von Untersuchungen über CW (**C**ontinuous **W**ave)-Halbleiterscheibenlaser, z.B. in verschiedenen Wellenlängenbereichen [36–49], über die Durchstimmbarkeit der Wellenlänge [23, 50], über die Erzeugung der zweiten Harmonischen [51, 52], über Halbleiterscheibenlaser mit schmaler Linienbreite [53–55], über das direkte Pumpen der QWs [56–58] und weitere Untersuchungen.

Das Konzept des modengekoppelten Halbleiterscheibenlasers mit einem sättigbaren Absorberspiegel wurde für Impulsdauern im ps-Bereich bei verschiedenen Wellenlängen demonstriert. So konnten beispielsweise modengekoppelte Halbleiterscheibenlaser bei Wellenlängen von 950 nm (3.2 ps) [28], 1030 nm (22 ps) [27], 1308 nm (18.7 ps) [59] und 1518 nm (6.5 ps) [60] realisiert werden. Eine Möglichkeit kurze Wellenlängen zu erreichen ist die Frequenzverdopplung. Dabei ist die Frequenzverdopplung innerhalb der Kavität besonders effizient. In [22] konnten mit diesem Konzept Lichtimpulse mit einer Impulsdauer von 3.9 ps bei einer Wellenlänge von 489 nm demonstriert werden.

Ein wesentlicher Vorteil des Scheibenlaserkonzepts ist die Skalierung der Ausgangsleistung durch eine Vergrößerung der Lasermode auf der Halbleiterscheibenlaserstruktur. Dazu muss gleichzeitig der gepumpte Bereich vergrößert und die Pumpleistung erhöht werden. Auch eine verbesserte Wärmeabfuhr der Halbleiterscheibenlaserstrukturen durch den sogenannten Bottum-up-Ansatz (siehe Kapitel 3.1) trägt zu einer Steigerung der Ausgangsleistung bei [61]. 2.1 W mittlere Ausgangsleistung konnten bei einer Repetitionsrate von 4 GHz, einer Wellenlänge von 957 nm und einer Impulsdauer von 4.7 ps erreicht werden [62].

Die geringe Sättigungsfluenz der Halbleiterscheibenlaserstrukturen erlaubt hohe Repetitionsraten ohne Güteschaltungsinstabilitäten. Eine zusätzliche Möglichkeit die Repetitionsrate zu erhöhen gelingt durch harmonisches Modenkoppeln, d.h. in der Kavität befinden sich gleichzeitig mehrere Lichtimpulse [63]. Durch die Verwendung von Quantenpunkten statt der QWs in den sättigbaren Absorbern lässt sich die Sättigungsfluenz F_{sat} verringern. Damit kann der Stabilitätsbereich des Resonators für den modengekoppelten Betrieb vergrößert werden. Eine geringe Sättigungsfluenz erlaubt modengekoppelte Halbleiterscheibenlaser mit einer Lasermode (in diesem Fall $R = 90\ \mu$m), die auf beiden Halbleiterbauelementen gleich groß ist [20]. Dadurch konnte eine hohe Repetitionsrate von 50 GHz erzielt werden [64]. Des Weiteren wird damit die Möglichkeit der Integration des sättigbaren Absorbers in die Halbleiterscheibenlaserstruktur eröffnet. Mit einer Halbleiterscheibenlaserstruktur,

die den sättigbaren Absorber enthält, konnten bis jetzt Lichtimpulse mit einer Impulsdauer von 35 ps bei einer Repetitionsrate von 2.8 GHz erreicht werden [65].

Auch elektrisch gepumpte Halbleiterscheibenlaser (VCSEL) wurden aktiv [66] und mit sättigbaren Absorberspiegeln passiv modengekoppelt [67, 68]. Unter Anwendung der passiver Modenkopplung wurden verschiedene Resonatorgeometrien getestet, z.B. eine lineare Kavität die das Laserlicht über den sättigbaren Absorberspiegel auskoppelt [69]. Die erzielten Impulsdauern mit elektrisch gepumpten Halbleiterscheibenlasern liegen jedoch immer nur im Pikosekundenbereich, z. B. 15 ps bei einer Repetitionsrate von 15 GHz, siehe [70].

Mit Hilfe gepulster optischer Anregung und externer Kompression konnten bereits sehr kurze Lichtimpulse im Sub-ps-Bereich mit einem Halbleiterscheibenlaser erzielt werden [71–74]. Unter Anregung mit einem modengekoppelten Ti:Sa Lasersystem konnten mit einem Halbleiterscheibenlaser Lichtimpulse mit einer Impulsdauer zwischen 150 und 190 fs auch ohne externe Kompression demonstriert werden [75]. Eine Analyse des Chirps der Lichtimpulse bei gepulster optischer Anregung des Halbleiterscheibenlasers findet sich in den Veröffentlichungen [76, 77].

Über den CW-gepumpten und mit einem sättigbaren Absorberspiegel modengekoppelten Halbleiterscheibenlaser im Sub-ps-Bereich wurden bis jetzt nur wenige Arbeiten veröffentlicht. Die erste Arbeit erschien 2002. Es wurde von Lichtimpulsen mit einer Dauer von 477 fs (1.85 · Fourier-Limit) bei einer Wellenlänge von 1040 nm berichtet. Die mittlere Ausgangsleistung betrug 100 mW. Die Repetitionsrate lag bei 1.21 GHz [24]. Im Jahr 2005 konnte mit einem Halbleiterscheibenlaser ein 10-GHz-Impulszug mit 486 fs Impulsdauer realisiert werden. Die Wellenlänge betrug 1034 nm und eine mittlere Ausgangsleistung von 30.3 mW wurde erreicht [25]. Die gleiche Gruppe konnte 2006 mit einem modengekoppelten Halbleiterscheibenlaser nochmals geringfügig kürzere Lichtimpulse von 450 fs bei einer mittleren Ausgangsleistung von 30 mW zeigen, wobei das Zeit-Bandbreite-Produkt nicht angegeben wurde [26]. Gepumpt wurden die Halbleiterscheibenlaser jeweils mit einem kommerziell erhältlichen fasergekoppelten Diodenlaser bei 830 nm. Als sättigbare Absorberspiegel kamen Halbleiterstrukturen zum Einsatz, bei denen der QW sehr nahe an der Oberfläche positioniert ist um die Relaxationszeiten zu verkürzen. Betrieben wurden die sättigbaren Absorber auf der niederenergetischen Seite der exzitonischen Resonanz. Als Beiträge zur Impulsformung werden die Relaxationszeit des Absorbers, der Einfluss des AC-Stark-Effekts und ein solitonenartiges Modenkoppeln [78] genannt.

2.2 Halbleiterstrukturen

In diesem Abschnitt werden die in Kapitel 2.1.1 angesprochenen Halbleiterstrukturen im Detail beschrieben. Die Halbleiterscheibenlaserstruktur stellt das Verstärkungselement des Lasers dar. Zunächst wird auf den Aufbau der Halbleiterscheibenlaserstruktur und im Anschluss daran auf die physikalischen Grundlagen eines QW-Lasers eingegangen. Danach wird der Halbleiterscheibenlaser im Dauerstrichbetrieb beschrieben. Die zweite für den Kurzimpulslaser verwendete Halbleiterstruktur ist der sättigbare Absorberspiegel. Neben dem allgemeinen Aufbau wird die Funktionsweise eines sättigbaren Absorberspiegels erläutert. Es werden verschiedene Konzepte vorgestellt, mit denen sich eine schnelle Relaxationszeit realisieren lässt. Zudem wird auf die für das Laserdesign wichtigen Parameter wie die Sättigungsfluenz F_{sat} und die Modulationstiefe ΔR eingegangen.

2.2.1 Oberflächenemittierende Halbleiterscheibenlaserstruktur

A. Struktureller Aufbau

Die oberflächenemittierende Halbleiterscheibenlaserstruktur besteht wie in Abbildung 2.2 dargestellt aus verschiedenen Sektionen. Der aus 25 Paaren GaAs/AlAs zusammengesetzte Bragg-Spiegel dient zur Reflektion der Laserstrahlung. Die Verstärkungssektion setzt sich aus den GaAs Barrieren zur Pumplichtabsorption, den QWs zum Aufbau der für den Laserbetrieb nötigen Inversion und weiteren Schichten

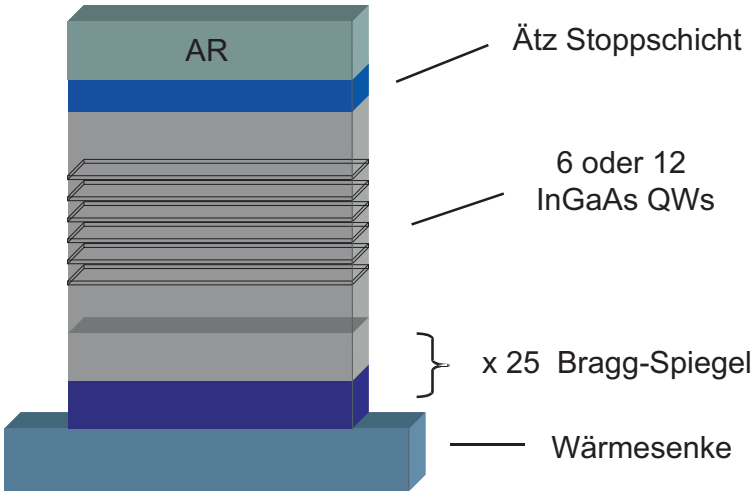


Abbildung 2.2: *Skizze der oberflächenemittierenden Halbleiterscheibenlaserstruktur.*

zur Spannungskompensation zusammen. Das Pumplicht wird bei den in dieser Arbeit verwendeten Halbleiterscheibenlaserstrukturen hauptsächlich in den Barrieren absorbiert. Von dort gelangen die freien Ladungsträger über Diffusion bzw. Drift in die QWs.

Da die Halbleiterscheibenlaserstrukturen zur Optimierung der Wärmeabfuhr im Bottom-up-Design hergestellt werden, folgt nach der Verstärkungssektion eine Ätz-Stoppschicht, siehe Kapitel 3.1. Zusätzlich besitzen einige Halbleiterscheibenlaserstrukturen eine Anti-Reflexionsschicht bei der Wellenlänge des Halbleiterscheibenlasers. Die AR-Schicht soll insbesondere Störungen des Kurzimpulsbetriebs verhindern. Durch die unterschiedliche Reflektivität der Frontschicht ergibt sich eine starke Änderung der Dispersion, siehe Kapitel 3.4.2.

B. Grundlagen des Halbleiter-QW-Lasers

B1. Doppel-Heterostruktur

Die hier vorgestellte Doppel-Heterostruktur besteht aus einer 8 nm dicken Halbleiterschicht aus $In_{0.2}Ga_{0.8}As$, die in GaAs eingebettet ist. Für $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ beträgt die Energie der Bandlücke $E_g = 1.15$ eV und für GaAs ist $E_g = 1.43$ eV ($T = 300$ K). Durch die Energiestufen in Leitungs- und Valenzband treten Quanteneffekte auf, da die Dicke des QWs im Bereich der Elektronenwellenlänge liegt. Die Quantisierung des Wellenvektors der Ladungsträger führt dazu, dass in Wachstumsrichtung (z-Richtung) der Heterostruktur nur diskrete Energieniveaus möglich sind, siehe Abbildung 2.3a. In der Ebene senkrecht zur Wachstumsrichtung ist die Bewegung der Ladungsträger nicht eingeschränkt. Zu jeder Quantisierungsenergie erhält man dadurch ein Subband, siehe Abbildung 2.3b. Die Berechnung eines Teils der Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern sowie der Quantisierungsenergien erfolgt über die folgende Schrödingergleichung (Enveloppe-Näherung) [79]:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z)\right]\psi_n(z) = \bar{E}_{en}\psi_n(z) \tag{2.1}$$

Dabei ist m_e die effektive Masse des Elektrons. $\bar{E}_{en}$ ist die Quantisierungsenergie des n-ten Subbandes des Elektrons im Leitungsband. $V(z)$ beschreibt den Potentialverlauf des Leitungsbandes der Heterostruktur in z-Richtung und ist durch

$$V(z) = \left\{ \begin{array}{ll} 0 & \text{falls } |z| < L_c/2 \\ V_c & \text{falls } |z| \geq L_c/2 \end{array} \right\} \tag{2.2}$$

gegeben. L_c ist die Dicke des Potentialtopfes. Da die Höhe des Potentialtopfes endlich ist, reichen die Wellenfunktionen auch in die Barrieren. Man betrachtet die Wellenfunktion im QW und in den umgebenden Barrieren separat. Im Bereich II des QWs setzt man folgende Lösung an:

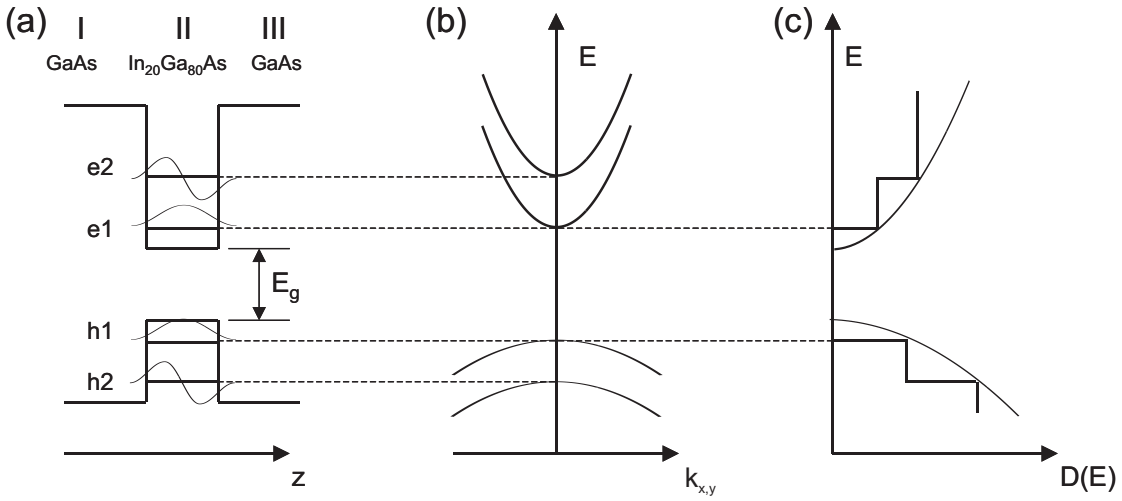


Abbildung 2.3: *(a) Ortsraumdarstellung der Halbleiter-Heterostruktur. Dargestellt sind die ersten beiden Quantisierungsenergien e1 und e2 für Elektronen und h1 und h2 für Löcher und die dazugehörigen Wellenfunktionen. (b) Darstellung der Subbänder im k-Raum. (c) Zustandsdichten für 3D-Volumenhalbleiter ($\propto \sqrt{E}$) und 2D-QW-Heterostruktur (stufenförmig).*

$$\psi_{\mathrm{II,n}}(z) = \left\{ \begin{array}{ll} B\cos k_{\mathrm{n}} z & \text{falls n gerade} \\ B\sin k_{\mathrm{n}} z & \text{falls n ungerade} \end{array} \right\} \tag{2.3}$$

Dabei ist $k_{\mathrm{n}}^2 = 2m_{\mathrm{e}}\bar{E}_{\mathrm{en}}/\hbar^2$. In den Bereichen I und III der Barrieren gilt:

$$\psi_{\mathrm{I,n}}(z) = Ce^{K_{\mathrm{n}}z} \tag{2.4}$$

$$\psi_{\mathrm{III,n}}(z) = Ce^{-K_{\mathrm{n}}z} \tag{2.5}$$

Die Definition von K_n ist: $K_{\mathrm{n}}^2 = 2m_{\mathrm{e}}(V_{\mathrm{c}} - \bar{E}_{\mathrm{en}})/\hbar^2$. Bei der effektiven Masse des Elektrons m_{e} ist zu beachten, dass sie je nach Bereich (Barriere oder QW) unterschiedlich ist. Aufgrund der Symmetrie der Wellenfunktion ist es ausreichend die Randbedingungen zwischen Bereich II und III zu betrachten. Bei $L_{\mathrm{c}}/2$ muss $\psi_{\mathrm{II,n}}(z) = \psi_{\mathrm{III,n}}(z)$ und $\psi'_{\mathrm{II,n}}(z) = \psi'_{\mathrm{III,n}}(z)$ gelten. Für die Lösungen zu geradem n erhält man damit:

$$B\cos\left(\frac{k_{\mathrm{n}}L_{\mathrm{c}}}{2}\right) = Ce^{-K_{\mathrm{n}}L_{\mathrm{c}}/2} \tag{2.6}$$

und

$$Bk_{\mathrm{n}}\sin\left(\frac{k_{\mathrm{n}}L_{\mathrm{c}}}{2}\right) = CK_{\mathrm{n}}e^{-K_{\mathrm{n}}L_{\mathrm{c}}/2} \tag{2.7}$$

Teilt man Gleichung 2.7 durch Gleichung 2.6, so erhält man die folgende charakteristische Gleichung:

$$k_\mathrm{n} \tan\left(\frac{k_\mathrm{n} L_\mathrm{c}}{2}\right) = K_\mathrm{n} \tag{2.8}$$

Analog muss für die Lösung zu ungeradem n die charakteristische Bedingung

$$k_\mathrm{n} \tan\left(\frac{k_\mathrm{n} L_\mathrm{c}}{2} - \frac{\pi}{2}\right) = K_\mathrm{n} \tag{2.9}$$

gelten. Die Energie der Elektronen $\bar{E}_\mathrm{en}$ steckt auf beiden Seiten der charakteristischen Gleichungen 2.8 und 2.9 in k_n und K_n. Dies impliziert, dass nur diskrete Werte von $\bar{E}_\mathrm{en}$ die Voraussetzung der stetigen Grenzbedingung für die Wellenfunktion und ihre Ableitung erfüllen. Konkrete Werte für $\bar{E}_\mathrm{en}$ können damit numerisch aus den Gleichungen 2.8 und 2.9 berechnet werden. Analog berechnet sich die Quantisierungsenergie $\bar{E}_\mathrm{hn}$ des Lochs im Valenzband. Die ersten beiden Quantisierungsenergien mit den dazugehörigen Wellenfunktionen sind in Abbildung 2.3a skizziert.

Die Energie eines Übergangs des ersten Subbandes in Valenz- und Leitungsband in einer Doppel-Heterostruktur lässt sich damit folgendermaßen berechnen:

$$E = E_\mathrm{g} + \bar{E}_\mathrm{e1} + \bar{E}_\mathrm{h1} + \frac{\hbar^2 k_\mathrm{e,x,y}^2}{2m_\mathrm{e}} + \frac{\hbar^2 k_\mathrm{h,x,y}^2}{2m_\mathrm{h}} \tag{2.10}$$

Die Gesamtenergie des Übergangs setzt sich aus der Energie der Bandlücke E_g, der Quantisierungsenergie von Elektron $\bar{E}_\mathrm{e1}$ und Loch $\bar{E}_\mathrm{h1}$ und der Bewegungsenergie der beteiligten Ladungsträger $\hbar^2 k_\mathrm{e,x,y}^2/2m_\mathrm{e}$ und $\hbar^2 k_\mathrm{h,x,y}^2/2m_\mathrm{h}$ zusammen. Dabei ist $k_\mathrm{x,y}^2 = k_\mathrm{x}^2 + k_\mathrm{y}^2$.

Ein Vorteil der Verwendung von Halbleiter-QW-Lasern gegenüber von Lasern aus Volumenhalbleitern liegt in der besseren Lokalisierung von Ladungsträgern in Doppel-Heterostrukturen und damit der Möglichkeit, die Verstärkung in einem kleinen Raumgebiet zu konzentrieren. Die Rekombinationswahrscheinlichkeit steigt dabei mit den Dichten der freien Ladungsträger. Der wesentliche Vorteil ergibt sich jedoch aus der unterschiedlichen Zustandsdichte, d.h. der unterschiedlichen Anzahl an möglichen Zuständen pro Volumen und Energie. Deswegen werden die beiden Zustandsdichten für den zwei- bzw. dreidimensionalen Fall miteinander verglichen. Für die dreidimensionale Zustandsdichte $D^{(3)}$ erhält man:

$$D^{(3)}(E) = \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3}\sqrt{E} \tag{2.11}$$

In dieser Gleichung ist m die effektive Masse der Elektronen im Leitungsband oder der Löcher im Valenzband und die Variable E ist die Energie. Der Verlauf der

Zustandsdichte $D^{(3)}(E)$ ist proportional zu $\sqrt{E}$, siehe Abbildung 2.3c. Dagegen ist der Verlauf der Zustandsdichte im zweidimensionalen Fall $D^{(2)}(E)$ stufenförmig [80]:

$$D^{(2)}(E) = \frac{m}{\pi\hbar^2 L_\mathrm{c}} \sum_\mathrm{n} \Theta(E - \bar{E}_\mathrm{n}) \tag{2.12}$$

Wobei $\bar{E}_\mathrm{n}$ die Energie der Quantisierung des Subbands n, L_c die Dicke des QWs und Θ die Stufenfunktion ist:

$$\Theta(x) = \left\{ \begin{array}{ll} 0 & \text{falls} \quad x < 0 \\ 1 & \text{falls} \quad x \geq 0 \end{array} \right\} \tag{2.13}$$

Die Reduktion der Dimensionalität bewirkt eine hohe Zustandsdichte an der Bandkante, siehe Abbildung 2.3c. Die differentielle Verstärkung an der Bandkante wird dadurch stark erhöht. Daher ist die Laserschwelle des QW-Lasers geringer. Ein zusätzlicher Vorteil des QW-Lasers besteht in der geringeren Temperaturempfindlichkeit, da die Zustandsdichte im zweidimensionalen Fall konstant ist und sich erst beim Erreichen des nächsten Subbandes ändert.

B2. Stimulierte Emission, Absorption und spontane Emission

Bei der Wechselwirkung von Licht mit Materie unterscheidet man nichtresonante und resonante Wechselwirkungen. Nichtresonante Wechselwirkungen sind z.B. die Dispersion oder die Streuung. Zu den resonanten Wechselwirkungen gehören die Absorption, die stimulierte Emission und die spontane Emission. Die spontane Emission ist ein strahlender Prozess, bei dem ein angeregtes Elektron mit einer bestimmten Lebensdauer relaxiert und dabei ein Photon emittiert. Dieser Prozess ist von eingestrahltem Licht unabhängig. Im Gegensatz dazu induziert bei der stimulierten Emission eingestrahltes Licht einen strahlenden Übergang eines angeregten Elektrons. Die durch die stimulierte Emission emittierte Strahlung besitzt die gleiche Richtung, Wellenlänge und Phase wie die einfallende Strahlung. Man erhält deshalb insgesamt eine monochromatische, kohärente und gerichtete Stahlung. Bei der stimulierten Emission wird das eingestrahlte Licht verstärkt, da man durch ein einfallendes Photon ein zweites Photon erzeugt. Bei der Absorption wird ein Elektron von einem Zustand niedriger Energie durch ein Photon in einen Zustand höherer Energie gebracht [81].

Im thermischen Gleichgewicht befinden sich im Halbleiter mehr Elektronen in den energetisch niedrigen Zuständen (Valenzband) als in den energetisch hohen Zuständen (Leitungsband). Deswegen wird das einfallende Licht hauptsächlich absorbiert. Um eine optische Verstärkung durch den Halbleiter zu erreichen, muss die Zahl der Elektronen in den angeregten Zuständen größer als die Zahl in den energetisch

niedrigen Zuständen sein. Man spricht dann von der Besetzungsinversion, die z.B. durch das optische Pumpen erreicht werden kann. In diesem Nichtgleichgewichtszustand kann die Verteilung der Elektronen und Löcher in Leitungs- und Valenzband nicht mehr durch ein Fermi-Niveau E_{F} beschrieben werden. Man führt zur Beschreibung dieses Falls Quasi-Fermi-Niveaus E_{Fc} für das Leitungsband und E_{Fv} für das Valenzband ein, die eine separate Beschreibung von Elektronen und Löchern mittels der Fermi-Dirac Verteilung erlauben. Die Verteilungsfunktion f_1 eines Elektrons im Valenzband mit der Energie E_1 und die Verteilungsfunktion f_2 eines Elektrons im Leitungsband mit der Energie E_2 lauten:

$$f_1(E_1) = \frac{1}{e^{(E_1 - E_{\mathrm{Fv}})/(k_{\mathrm{B}}T)} + 1} \tag{2.14}$$

$$f_2(E_2) = \frac{1}{e^{(E_2 - E_{\mathrm{Fc}})/(k_{\mathrm{B}}T)} + 1} \tag{2.15}$$

Dabei ist k_{B} die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur. Die Verteilungsfunktion des Lochs im Valenzband mit der Energie E_1 ist durch $(1 - f_1)$ gegeben.

Stimulierte Emission:
Die Rate der stimulierten Emission $r_{21}(\mathrm{stim})$ für eine Photonenenergie E_{21} ($E_{21} = E_2 - E_1$) berechnet sich aus dem Produkt von B_{21} (Übergangswahrscheinlichkeit von einem Zustand mit der Energie E_2 zu einem Zustand mit der Energie E_1), n_2 (Besetzung eines Zustands der Energie E_2 mit einem Elektron), p_1 (Besetzung eines Zustands der Energie E_1 mit einem Loch) und $n_{\mathrm{ph}}(E_{21})$ (Photonendichte bei der Energie E_{21}). Die Besetzung eines Zustands der Energie E_2 mit einem Elektron n_2 berechnet sich aus der Zustandsdichte der Elektronen im Leitungsband $D_{\mathrm{c}}(E_2 - E_{\mathrm{c}})$ und der Verteilungsfunktion f_2, d.h. der Wahrscheinlichkeit, dass ein Zustand bei einer bestimmten Energie und Temperatur mit einem Elektron besetzt ist:

$$n_2 = D_{\mathrm{c}}(E_2 - E_{\mathrm{c}}) f_2 \tag{2.16}$$

Dabei ist E_{c} die Energie an der Leitungsbandkante. Die Besetzung eines Zustands im Valenzband der Energie E_1 mit einem Loch p_1 lässt sich mit Hilfe der Zustandsdichte der Löcher $D_{\mathrm{v}}(E_{\mathrm{v}} - E_1)$ und der Verteilungsfunktion des Lochs $[1 - f_1]$ beschreiben:

$$p_1 = D_{\mathrm{v}}(E_{\mathrm{v}} - E_1)[1 - f_1] \tag{2.17}$$

E_{v} ist die Energie an der Valenzbandkante. Für die Rate der stimulierten Emission erhält man damit:

$$\begin{aligned} r_{21}(\text{stim}) &= B_{21} n_2 p_1 n_{\text{ph}}(E_{21}) \\ &= B_{21} n_{\text{ph}}(E_{21}) D_{\text{c}}(E_2 - E_{\text{c}}) D_{\text{v}}(E_{\text{v}} - E_1) f_2 [1 - f_1] \end{aligned} \tag{2.18}$$

Absorption:
Die Absorptionsrate ergibt sich aus dem Produkt von B_{12} (Übergangswahrscheinlichkeit von einem Zustand mit der Energie E_1 zu einem Zustand mit der Energie E_2), p_2 (Besetzung eines Zustands der Energie E_2 mit einem Loch), n_1 (Besetzung eines Zustands der Energie E_1 mit einem Elektron) und $n_{\text{ph}}(E_{21})$. Die Besetzung eines Zustands mit der Energie E_2 mit einem Loch lautet:

$$p_2 = D_{\text{c}}(E_2 - E_{\text{c}})[1 - f_2] \tag{2.19}$$

Für die Besetzung eines Zustands der Energie E_1 im Valenzband mit einem Elektron schreibt man:

$$n_1 = D_{\text{v}}(E_{\text{v}} - E_1) f_1 \tag{2.20}$$

Damit erhält man die folgende Absorptionsrate:

$$\begin{aligned} r_{12}(\text{abs}) &= B_{12} p_2 n_1 n_{\text{ph}}(E_{21}) \\ &= B_{12} n_{\text{ph}}(E_{21}) D_{\text{c}}(E_2 - E_{\text{c}}) D_{\text{v}}(E_{\text{v}} - E_1) f_1 [1 - f_2] \end{aligned} \tag{2.21}$$

Spontane Emission:
Die Rate der spontanen Emission $r_{21}(\text{spon})$ berechnet sich aus dem Produkt von A_{21} (von der Photonendichte unabhängige Übergangswahrscheinlichkeit von einem Zustand mit der Energie E_2 zu einem Zustand mit der Energie E_1), n_2 (Besetzung eines Zustands der Energie E_2 mit einem Elektron) und p_1 (Besetzung eines Zustands der Energie E_1 mit einem Loch):

$$\begin{aligned} r_{21}(\text{spon}) &= A_{21} n_2 p_1 \\ &= A_{21} D_{\text{c}}(E_2 - E_{\text{c}}) D_{\text{v}}(E_{\text{v}} - E_1) f_2 [1 - f_1] \end{aligned} \tag{2.22}$$

Thermisches Gleichgewicht:
Im thermischen Gleichgewicht wird die Verteilung der Ladungsträger mit einer Fermienergie beschrieben: $E_{\text{F}} = E_{\text{Fv}} = E_{\text{Fc}}$. Außerdem kann die Rate der stimulierten Emission plus die Rate der spontanen Emission mit der Rate der Absorption gleichgesetzt werden:

$$r_{21}(\text{stim}) + r_{21}(\text{spon}) = r_{12}(\text{abs}) \tag{2.23}$$

Durch Einfügen der Gleichungen 2.18, 2.21 und 2.22 in Gleichung 2.23 erhält man folgende Abhängigkeit für die Photonendichte $n_{\text{ph}}(E_{21})$:

$$n_{\text{ph}}(E_{21}) = \frac{A_{21}}{B_{12}e^{E_{21}/(k_{\text{B}}T)} - B_{21}} \tag{2.24}$$

Die Theorie der Schwarzkörperstrahlung liefert als Ergebnis für die Photonendichte:

$$n_{\text{ph}}(E_{21}) = \frac{8\pi n_{\text{r}}^3 E_{21}^2}{h^3c^3e^{E_{21}/(k_{\text{B}}T)} - h^3c^3} \tag{2.25}$$

Dabei ist n_{r} der effektive Brechungsindex des Materials, h die Planck-Konstante und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Ein Vergleich von Gleichung 2.24 und 2.25 resultiert in den Gleichungen:

$$\begin{aligned} A_{21} &= Z(E_{21})B \\ B_{21} &= B_{12} = B \\ Z(E_{21}) &= \frac{8\pi n_{\text{r}}^3 E_{21}^2}{h^3c^3} \end{aligned} \tag{2.26}$$

A wird als Einstein-Koeffizient der spontanen Emission und B als Einstein-Koeffizient der induzierten Emission bzw. der Absorption bezeichnet. Zu beachten ist, dass bei den bisherigen Überlegungen sowohl die Rate der stimulierten Emission $r_{21}(\text{stim})$ als auch die Rate der Absorption $r_{12}(\text{abs})$ proportional zur Photonendichte $n_{\text{ph}}(E_{21})$ sind. Bei einer Proportionalität von $r_{21}(\text{stim})$ und $r_{12}(\text{abs})$ zur Energiedichte der Photonen würden sich abweichende Gleichungen ergeben.

Nettorate der stimulierten Emission:
Betrachtet man die Situation mit vielen freien Ladungsträgern im Leitungsband, dann sind im Allgemeinen die Emissionsrate und die Absorptionsrate für eine gegebene Energie verschieden. In diesem Fall definiert man eine Nettorate der stimulierten Emission $r_{\text{net}}(\text{stim})$:

$$\begin{aligned} r_{\text{net}}(\text{stim}) &= r_{21}(\text{stim}) - r_{12}(\text{abs}) \\ &= Bn_{\text{ph}}(E_{21})D_{\text{c}}(E_2 - E_{\text{c}})D_{\text{v}}(E_{\text{v}} - E_1)[f_2 - f_1] \end{aligned} \tag{2.27}$$

Um eine positive Nettorate der stimulierten Emission ($r_{\text{net}}(\text{stim}) > 0$) zu erhalten, muss die Bedingung

$$f_2 > f_1 \tag{2.28}$$

erfüllt sein. Diese Bedingung kennzeichnet die Besetzungsinversion in Halbleitern. Mit Hilfe der Gleichungen 2.14, 2.15 und 2.28 erhält man die Bernard-Duraffourg-Beziehung:

$$E_{\mathrm{Fc}} - E_{\mathrm{Fv}} > E_2 - E_1 = E_{21} \tag{2.29}$$

Die typische Ladungsträgerkonzentration in Halbleiterlasern, um die Bedingung $r_{\mathrm{net}}(\mathrm{stim}) > 0$ zu erreichen, liegt bei ungefähr 10^{18} cm^{-3}.

Mit Hilfe der zeitabhängigen Störungstheorie erster Ordnung lässt sich die Übergangsrate zwischen den Zuständen eines Quantensystems bestimmen (Fermis Goldene Regel). Der Koeffizient der stimulierten Absorption B ist in dieser Arbeit in Bezug auf die Photonendichte (und nicht in Bezug auf die Energiedichte) definiert. In diesem Fall ist die Übergangsrate der stimulierten Emission gleich dem Koeffizienten B:

$$B = \frac{e^2 h}{2m^2 \epsilon_0 n_{\mathrm{r}}^2 E_{21}} M^2 \tag{2.30}$$

In dieser Gleichung ist e die Elementarladung, h die Planck Konstante, m die Masse des Elektrons, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante, n_{r} der Brechungsindex des Halbleiters, E_{21} die Photonenenergie und M das Übergangsmatrixelement. Das Übergangsmatrixelement ist dabei folgendermaßen definiert:

$$M^2 = \langle 1|p|2\rangle^2 \tag{2.31}$$

Hier ist p der Impulsoperator, $|1\rangle$ die Wellenfunktion des Zustands im Valenzband und $|2\rangle$ die Wellenfunktion des Zustands im Leitungsband.

Wegen der Impulserhaltung können nur Zustände in Leitungs- und Valenzband mit fast gleichem k-Vektor an einem direkten optischen Übergang beteiligt sein, d.h. im k-Raum sind praktisch nur senkrechte Übergänge möglich, da der Photonenimpuls sehr klein ist. Wegen dieser Einschränkung ist die Zahl der Übergangspaare (d.h. Elektron und Loch) innerhalb von dk gleich der Zahl der Zustände in Leitungs- und Valenzband und $D_{\mathrm{red}}\mathrm{d}E_{21} = D_{\mathrm{c}}\mathrm{d}E_2 = D_{\mathrm{v}}\mathrm{d}E_1$. Die Dichte der Übergangspaare wird als reduzierte Zustandsdichte D_{red} bezeichnet. Aus dieser Überlegung erhält man die beiden Gleichungen $\mathrm{d}E_2 = (D_{red}/D_{\mathrm{c}})\mathrm{d}E_{21}$ und $\mathrm{d}E_1 = (D_{red}/D_{\mathrm{v}})\mathrm{d}E_{21}$. Mit der Beziehung $\mathrm{d}E_{21} = \mathrm{d}E_2 + \mathrm{d}E_1$ berechnet man [79]:

$$\frac{1}{D_{\mathrm{red}}} = \frac{1}{D_{\mathrm{v}}} + \frac{1}{D_{\mathrm{c}}} \tag{2.32}$$

Die Anzahl der Zustandspaare optischer Übergänge im Energieintervall E_{21} bis $E_{21} + \mathrm{d}E_{21}$ lässt sich mit Hilfe der reduzierten Zustandsdichte D_{red} über

$$D_{\mathrm{red}}(E_{21})[f_2(E_{21}) - f_1(E_{21})]\mathrm{d}E_{21} \tag{2.33}$$

angeben. Durch die Integration über alle möglichen Übergangsenergien, Verwendung der reduzierten Zustandsdichte D_{red}, Berücksichtigung von B aus Gleichung 2.30 und setzten von $E_{21} = E$ berechnet man unter Verwendung von Gleichung 2.27 für die Nettorate der stimulierten Emission:

$$r_{\mathrm{net}}(\mathrm{stim}) = \frac{e^2 h\ n_{\mathrm{ph}}(E)}{2m^2\epsilon_0 n_{\mathrm{r}}^2 E}\int_0^\infty M^2 D_{\mathrm{red}}(E')[f_2(E') - f_1(E')]\mathrm{d}E' \tag{2.34}$$

B3. Optische Verstärkung

Im Folgenden soll der Zusammenhang zwischen der Nettorate der stimulierten Emission und der optischen Verstärkung hergestellt werden. Die Definition des optischen Verstärkungskoeffizienten g lautet:

$$\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}z} = gI \tag{2.35}$$

Hier ist I die Intensität des eingestrahlten Lichtstrahls und z die Koordinate in Ausbreitungsrichtung des Lichts. Zwischen der Nettorate der stimulierten Emission und dem Verstärkungskoeffizienten g ergibt sich nach [81] die Beziehung:

$$g = \frac{r_{\mathrm{net}}(\mathrm{stim})}{n_{\mathrm{ph}}}\frac{n_{\mathrm{r}}}{c} \tag{2.36}$$

Mit Hilfe der Gleichungen 2.34 und 2.36 berechnet man für den Verstärkungskoeffizienten:

$$g(E) = \frac{e^2 h}{2m^2\epsilon_0 n_{\mathrm{r}} c E}\int_0^\infty M^2 D_{\mathrm{red}}(E')[f_2(E') - f_1(E')]\mathrm{d}E' \tag{2.37}$$

Die maximale Verstärkung ist eine Eigenschaft des Materials, wobei in die Zustandsdichte die Dimension des Verstärkungsmaterials eingeht (3D-Volumenhalbleiter oder 2D-QW). Der Fermi-Faktor $[f_2 - f_1]$ ist dagegen abhängig von der Inversion. Vielteilcheneffekte werden hier vernachlässigt.

Bei schwacher Anregung eines Halbleiters wird hauptsächlich Absorption beobachtet. Dies führt zu einer Nettoabsorptionsrate $r_{\mathrm{net}}(\mathrm{abs})$:

$$r_{\mathrm{net}}(\mathrm{abs}) = r_{12}(\mathrm{abs}) - r_{21}(\mathrm{stim}) = -r_{\mathrm{net}}(\mathrm{stim}) \tag{2.38}$$

Deswegen sind der Absorptionskoeffizient $\alpha(E)$ und der Verstärkungskoeffizient $g(E)$ über die Beziehung

$$\alpha(E) = -g(E) \tag{2.39}$$

miteinander verknüpft.

C. Longitudinaler Überlappfaktor Γ

Im Laserbetrieb ergeben die einlaufende und die am Bragg-Spiegel reflektierte Welle, zusätzlich beeinflusst durch die Reflektivität der Frontschicht, die in Abbildung 2.4a skizzierte E-Feldverteilung $|\mathcal{E}(z)|^2$ in der Halbleiterscheibenlaserstruktur. Die Verstärkung hängt von der Position der QWs zu den Bäuchen des E-Feldes ab. Es ergibt sich ein longitudinaler Überlappfaktor Γ (longitudinal confinement factor) zur Multiplikation mit der Verstärkung g [82]:

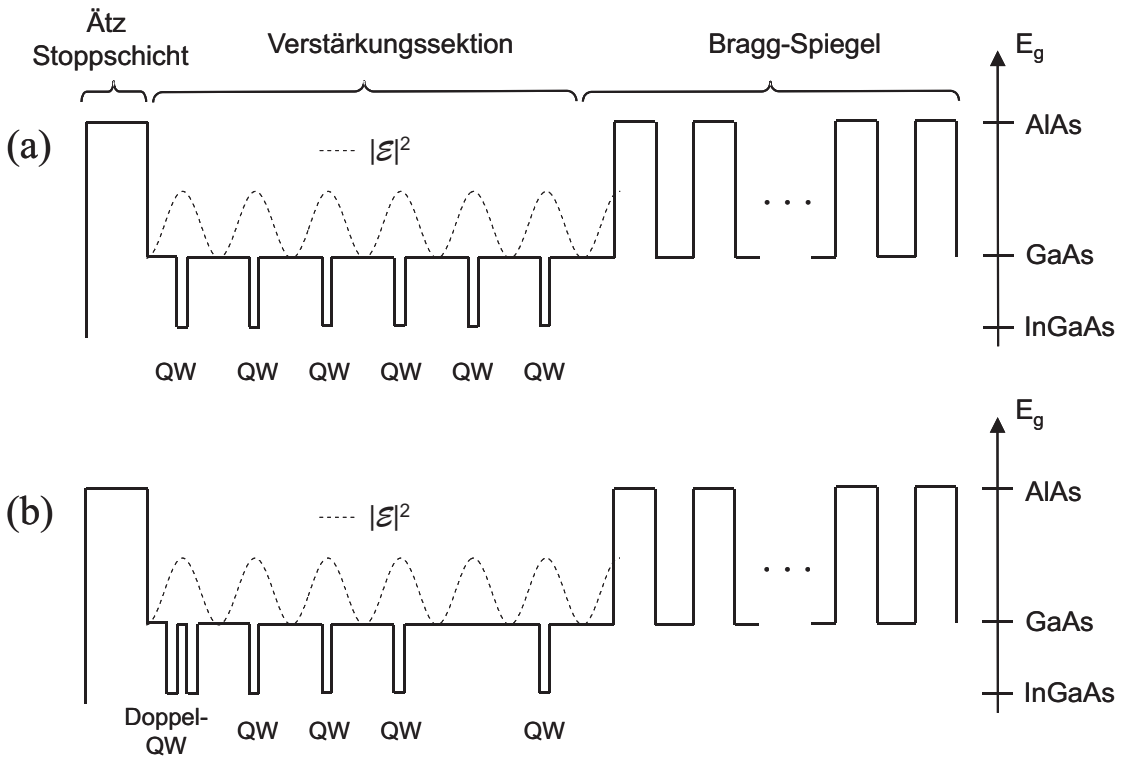


Abbildung 2.4: *Skizze der E-Feldverteilung in zwei verschiedenen Halbleiterscheibenlaserstrukturen. (a) In den Bäuchen der E-Feldverteilung befindet sich jeweils ein QW. (b) Im ersten Bauch der E-Feldverteilung besitzt diese SCDL-Struktur einen Doppel-QW. Am Ort des vorletzten Bauchs der E-Feldverteilung befindet sich kein QW.*

$$\Gamma = \frac{\int_{active} \mathcal{E}^2(z)\mathrm{d}z}{\int_L \mathcal{E}^2(z)\mathrm{d}z} \tag{2.40}$$

Dabei ist $\mathcal{E}(z)$ das elektrische Feld. Integriert wird über den Überlappbereich mit den QWs ($\int_{active}$) bzw. über die gesamte Länge der Halbleiterscheibenlaserstruktur ($\int_L$). Γ ist abhängig von der Wellenlänge und wirkt deshalb als spektraler Filter. Ein anderer Effekt, der die Verstärkungsbandbreite der Halbleiterscheibenlaserstruktur beeinflusst, liegt in der unterschiedlichen Verteilung der freien Ladungsträger in den QWs, hervorgerufen durch das optische Pumpen. Die Verteilung der Ladungsträger wird unter anderem durch den Abstand des QWs zur Oberfläche bestimmt. Durch den exponentiellen Rückgang der Absorption (Lambert-Beer-Gesetz) absorbiert der erste QW einschließlich der angrenzenden Barrieren mehr als nachfolgende QWs. Das Ergebnis ist eine inhomogene Ladungsträgerverteilung und als Konsequenz eine unterschiedliche spektrale Verstärkung der QWs. Des Weiteren kann die Ladungsträgerverteilung durch die Verwendung von Mehrfach-QWs beeinflusst werden. Bei Doppel-QWs befinden sich zwei QWs in einem Bauch der E-Feldverteilung in einem Abstand von wenigen nm, siehe Abbildung 2.4b. Die in den angrenzenden Barrieren des Doppel-QWs durch das optische Pumpen erzeugten freien Ladungsträger verteilen sich demnach auf zwei QWs.

D. Beschreibung des Halbleiterscheibenlasers im Dauerstrichbetrieb

Mit der Halbleiterscheibenlaserstruktur alleine kann noch kein Laser realisiert werden. Man benötigt zusätzlich einen externen Auskoppelspiegel. Der Laserprozess eines Halbleiterscheibenlasers bestehend aus Halbleiterscheibenlaserstruktur und externem Auskoppelspiegel kann mit dem Modell nach Kuznetsov et. al. [11] beschrieben werden. Das Modell erlaubt Vorhersagen über die Schwellleistung der Pumpstrahlung P_{thres} und die Ausgangsleistung P_{las}. Betrachtet wird eine Halbleiterscheibenlaserstruktur, bei der sich in jedem Bauch der stehenden Welle ein QW befindet. Thermische Prozesse in der Halbleiterscheibenlaserstruktur werden nicht berücksichtigt. Zudem wird eine homogene Verteilung der Ladungsträger angenommen, was eine starke Vereinfachung darstellt. Dies gilt sowohl in vertikaler Richtung, d.h. der Abstand des QWs von der Oberfläche der Halbleiterscheibenlaserstruktur bleibt unberücksichtigt, als auch in horizontaler Richtung. Es wird also eine räumlich homogene Pumpintensität vorausgesetzt. An der Laserschwelle muss folgende Bedingung erfüllt sein:

$$R_{\mathrm{bragg}} R_{\mathrm{ext}} T_{\mathrm{loss}} e^{2\Gamma g_{\mathrm{thres}} N_{\mathrm{w}} L_{\mathrm{w}}} = 1 \tag{2.41}$$

In dieser Gleichung ist R_{bragg} die Reflektivität des Bragg-Spiegels, R_{ext} die Reflektivität des externen Auskoppelspiegels und T_{loss} der Transmissionsfaktor pro Re-

sonatorumlauf. Der Faktor zwei im Exponenten ergibt sich durch das zweimalige Durchlaufen des Verstärkungsmediums pro Resonatorumlauf. Im Exponenten stehen außerdem der longitudinale Überlappfaktor Γ, die Verstärkung an der Schwelle g_{thres}, die Anzahl der QWs N_{w} und die Länge eines QWs L_{w}. Oft wird eine logarithmische Abhängigkeit der Verstärkung g von der Ladungsträgerdichte n zur Modellierung der Verstärkung verwendet. Die hauptsächliche quasi-logarithmische Abhängigkeit wird durch den Fermi-Faktor $(f_2 - f_1)$ verursacht [31]. Die rein empirisch gewonnene Beziehung lautet:

$$g(n) = g_0 \ln(n/n_0) \tag{2.42}$$

Wobei g_0 ein Parameter zur Beschreibung der Materialverstärkung und n_0 die Transparenzladungsträgerdichte ist. Die Ladungsträgerdichte n lässt sich über die Pumpleistung P_{p} berechnen:

$$n = \frac{\eta_{\text{abs}} P_{\text{p}}}{h\nu N_{\text{w}} L_{\text{w}} A_{\text{p}}} \tau(n) \tag{2.43}$$

Dabei ist η_{abs} die Effizienz mit der Pumpphotonen zu Ladungsträgern in den QWs führen. Diese Effizienz setzt sich aus der Pumpabsorptionseffizienz und der Einfangeffizienz der Ladungsträger in die QWs zusammen. Die Photonenenergie der Pumpstrahlung beträgt $h\nu$. A_p bezeichnet die angeregte Fläche auf der Halbleiterscheibenlaserstruktur und τ ist die Lebensdauer der Ladungsträger innerhalb eines QWs. Die Ladungsträgerlebensdauer sinkt mit steigender Ladungsträgerdichte. Berücksichtigt man nur die monomolekulare, bimolekulare und Auger-Rekombination so kann die Lebensdauer der Ladungsträger über die drei entsprechenden Rekombinationskoeffizienten A,B und C beschrieben werden:

$$\frac{1}{\tau(n)} = A + Bn + Cn^2 \tag{2.44}$$

Über die Gleichungen 2.41 und 2.42 lässt sich die Ladungsträgerdichte an der Laserschwelle n_{thres} berechnen. Aus Gleichung 2.43 erhält man die Pumpleistung an der Laserschwelle P_{thres}:

$$n_{\text{thres}} = n_0 \left(\frac{1}{R_{\text{bragg}} R_{\text{ext}} T_{\text{loss}}} \right)^{(2\Gamma g_0 N_{\text{w}} L_{\text{w}})^{-1}} \tag{2.45}$$

$$P_{\text{thres}} = n_{\text{thres}} \frac{h\nu N_{\text{w}} L_{\text{w}} A_{\text{p}}}{\eta_{\text{abs}} \tau(n_{\text{thres}})} \tag{2.46}$$

Die Ausgangsleistung des Halbleiterscheibenlasers P_{las} erhält man über den differentiellen Wirkungsgrad η_{slope} (slope efficiency):

$$P_{\mathrm{las}} = (P_{\mathrm{p}} - P_{\mathrm{thres}})\eta_{\mathrm{slope}} \tag{2.47}$$

Damit man den differentiellen Wirkungsgrad η_{slope} berechnen kann, benötigt man die Auskoppeleffizienz η_{out}, den Quantendefekt η_{quant} und die Effizienz η_{abs}, die den Anteil der Ladungsträger im QW zur Anzahl der Pumpphotonen wiedergibt. Es gilt:

$$\eta_{\mathrm{slope}} = \eta_{\mathrm{out}}\eta_{\mathrm{quant}}\eta_{\mathrm{abs}} \tag{2.48}$$

Die Auskoppeleffizienz η_{out} und der Quantendefekt η_{quant} sind dabei folgendermaßen definiert:

$$\eta_{\mathrm{out}} = \frac{\ln(R_{\mathrm{ext}})}{\ln(R_{\mathrm{bragg}}R_{\mathrm{ext}}T_{\mathrm{loss}})} \tag{2.49}$$

$$\eta_{\mathrm{quant}} = \lambda_{\mathrm{pump}}/\lambda_{\mathrm{laser}} \tag{2.50}$$

2.2.2 Sättigbarer Absorberspiegel

A. Struktureller Aufbau und Funktionsweise

Die sättigbaren Absorberspiegel (SAM: **S**aturable **A**bsorber **M**irror) dienen zur Initialisierung und Stabilisierung des modengekoppelten Betriebs des Halbleiterscheibenlasers, siehe Kapitel 2.3. Dafür muss der modengekoppelte Betrieb gegenüber dem Dauerstrichbetrieb bevorzugt werden [83–87]. Die in dieser Arbeit verwendeten sättigbaren Absorberspiegel bestehen aus einem GaAs/AlAs Bragg-Spiegel zur Reflektion des Laserlichtes und einem absorbierenden InGaAs-QW eingebettet in GaAs, siehe Abbildung 2.5. Die Position des QWs relativ zum Maximum des elektrischen Feldes innerhalb der Struktur beeinflusst maßgeblich die Absorption. Zur Wärmeabfuhr und Halterung wird die auf einem GaAs-Substrat gewachsene Struktur auf einer Wärmesenke aufgebracht.

Durch die Anregung mit Laserlicht gelangen Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband des absorbierenden QWs. Aufgrund des Pauli-Prinzips stehen diese besetzten Zustände für eine weitere Absorption nicht mehr zur Verfügung. Dadurch erhält man eine Sättigung der Absorption, d.h. die Absorptionskante verschiebt sich (Burstein-Moss-Shift). Erst wenn durch die Relaxation der Ladungsträger die Zustände wieder unbesetzt sind, ist eine erneute Absorption in die Zustände knapp oberhalb der Bandkante möglich. Der gepulste, modengekoppelte Betrieb des Lasers mit Lichtimpulsen hoher Spitzenleistung wird damit gegenüber dem Dauerstrichbetrieb des Lasers bevorzugt. Kapitel 3.3.2 befasst sich quantitativ mit der sättigbaren Absorption (bzw. Reflektion) des Absorperspiegels.

Der dargestellte sättigbare Absorberspiegel in Abbildung 2.5 besitzt eine Siliziumnitrid (SiN) AR-Schicht. Es handelt sich damit um einen nichtresonanten SAM, bei dem sich der QW im Bauch des E-Feldes aus ein- und auslaufender Welle befindet. Sättigbare Absorberspiegel mit und ohne AR-Schicht haben spezifische Vor- und

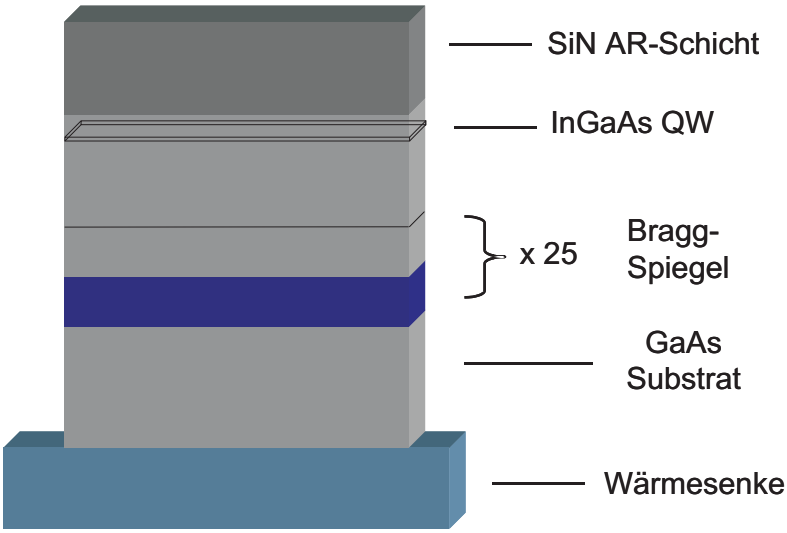


Abbildung 2.5: *Skizze eines sättigbaren Absorberspiegels (SAM).*

Nachteile [87]. Der sättigbare Absorberspiegel ist im Prinzip wie ein **G**ires-**T**ournois-**I**nterferometer (GTI) aufgebaut [88]. Ein GTI besteht aus einer teilreflektierenden Frontschicht und einem im Abstand d platzierten, idealerweise zu 100 % reflektierenden Spiegel. Trifft ein Lichtstrahl von der Seite der Frontschicht auf das Interferometer, so erhält man in Reflexion eine Überlagerung der Reflexion der Frontschicht mit der Reflexion des zu 100 % reflektierenden Spiegels. Enthält das GTI keine absorbierenden Elemente, dann ändert sich nur die Phase des reflektierten Lichts, während die Intensität des Lichts konstant bleibt. Der sättigbare Absorberspiegel, dessen GTI durch den Bragg-Spiegel und die Reflektivität der obersten Schicht gebildet wird, besitzt absorbierende Schichten zwischen den beiden Interferometerspiegeln. Hier gilt: Je größer die Reflektivität der Frontschicht ist, umso schärfer ist die Absorptionslinie des sättigbaren Absorberspiegels. Gleichzeitig steigt die für eine GTI-Struktur charakteristische Dispersion mit der Reflektivität der Frontschicht [89].

B. Relaxationsdauer

Eine wichtige Größe zur Beschreibung der sättigbaren Absorberspiegel ist die Relaxationsdauer. Da die Lichtimpulsdauer des Lasers im Kurzimpulsbetrieb durch die

Relaxationsdauer beeinflusst wird, ist eine möglichst schnelle Relaxation der Ladungsträger vorteilhaft. Kurze Relaxationszeiten erreicht man durch das Einbringen von Defekten in die Halbleiterstruktur. Es gibt dabei verschiedene Möglichkeiten diese Störstellen zu realisieren. Mit der Wahl einer niedrigen Wachstumstemperatur können Defekte in III-V Halbleitern bereits während des Kristallwachstums erzeugt werden. Diese Punktdefekte werden als überschüssige Atome der Gruppe V während des Wachstums eingebaut [90–92]. In dieser Arbeit werden jedoch ausschließlich die beiden folgenden Methoden verwendet. Dies ist erstens die Implantation mit As-Ionen. Die anschließende Temperung der Struktur sorgt für eine weitere Ausbildung der Störstellen. Die so präparierten sättigbaren Absorber werden im Folgenden als I-SAMs bezeichnet. Die zweite verwendete Methode die Relaxationszeit zu verkürzen, ist den absorbierenden QW sehr nahe an der Oberfläche (bzw. einer Zwischenfläche) zu platzieren. Auf diese Weise hergestellte sättigbare Absorberspiegel werden in dieser Arbeit als O-SAMs bezeichnet. Das vermutete Prinzip der beschleunigten Interbandrekombination kann anhand der in Abbildung 2.6 skizzierten Bandstruktur des O-SAMs erläutert werden [93]. Aufgrund des nicht perfekten Kristallwachstums bzw. der nicht abgeschlossenen Verbindungen (dangling bonds) an der Oberfläche

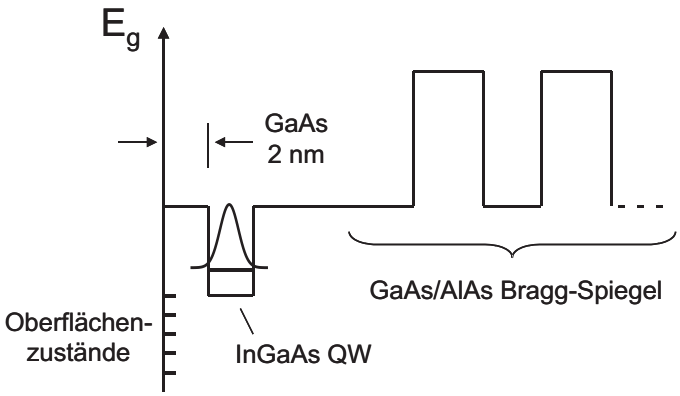


Abbildung 2.6: *Skizze zur Veranschaulichung der beschleunigten Interbandrekombination des sättigbaren Absorberspiegels über Oberflächenzustände.*

erhält man Defektzustände (trap states), die energetisch zwischen Valenz- und Leitungsband liegen können. Liegt der QW sehr nahe an der Oberfläche, z.B. nur 2 nm entfernt, dann ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron in einen dieser Defektzustände tunnelt, sehr hoch. Deswegen ist auch die Zeit eines solchen Übergangs sehr viel kürzer als die übliche Interbandrekombinationsdauer in III-V Halbleitern von ca. einer Nanosekunde. Ein möglicher Ansatz die Rekombinationsrate zwischen Leitungs- und Valenzband über Defektzustände quantitativ zu beschreiben ist die Shockley-Read-Hall (SRH) Rekombination [94,95]. Bei dieser Theorie berechnet man alle vier möglichen Übergangsraten mit Beteiligung eines Defektzustands. Dies sind

erstens die Übergangsrate eines Elektrons vom Leitungsband in den Defektzustand, zweitens die Übergangsrate eines Elektrons vom Defektzustand ins Leitungsband, drittens die Übergangsrate eines Lochs vom Valenzband in den Defektzustand und viertens die Übergangsrate eines Lochs vom Defektzustand ins Valenzband. Mit diesen Übergangsraten kann die SRH-Rekombinationsrate berechnet werden [79]:

$$R_{\mathrm{SRH}} = \frac{np - n_{\mathrm{i}}^2}{(n^* + n)\tau_{\mathrm{h}} + (p^* + p)\tau_{\mathrm{e}}} \tag{2.51}$$

Dabei ist n die Elektronendichte, p die Löcherdichte, n_{i} die intrinsische Ladungsträgerkonzentration, n^* bzw. p^* sind die Elektronen- bzw. Löcherdichte falls sich die Fermienergie bei der Energie des Defektzustands befindet, τ_{e} ist die Zeit die für den Einfang eines Elektrons aus dem Leitungsband in den Defektzustand benötigt wird wobei alle Defektzustände unbesetzt sind und τ_{h} ist die Zeit die für den Einfang eines Lochs aus dem Valenzband in den Defektzustand benötigt wird wobei alle Defektzustände besetzt sind. Die Einfangrate ist proportional zur Dichte der Defektzustände: $1/\tau_{\mathrm{e,h}} \propto n_{\mathrm{t}}$. Damit ist die SRH-Rekombinationsrate R_{SRH} ebenfalls proportional zur Dichte der Defektzustände n_{t}. Falls der Defektzustand einer Bandkante sehr nahe kommt, wird entweder n^* oder p^* sehr groß, was die Rekombinationsrate wesentlich verringert. Aus diesem Grund sind die tiefen Störstellen (deep level traps) die effektivsten Rekombinationszentren. Messungen zur Relaxationsdauer der sättigbaren Absorberspiegel werden in Kapitel 3.3.1 vorgestellt.

C. Sättigungsfluenz und Modulationstiefe

Damit der sättigbare Absorberspiegel kurze energiereiche Lichtimpulse gegenüber dem Dauerstrichbetrieb begünstigt, muss er eine nichtlineare Reflektivität aufweisen. Den Reflektivitätsunterschied des sättigbaren Absorberspiegels von der linearen Reflektivität R_{lin} zur maximal möglichen Reflektivität bei hohen Fluenzen bezeichnet man als Modulationstiefe ΔR. Dabei hängt die Modulationstiefe über die Beziehung

$$\Delta R = 1 - e^{-\alpha_0 l} \tag{2.52}$$

mit der Absorption im ungesättigten Fall α_0 und der Länge l des absorbierenden Mediums zusammen. Die Sättigungsfluenz ist die Fluenz, bei der $1/e$ der Modulationstiefe erreicht werden. Die nicht sättigbaren Verluste ΔR_{ns} geben die Differenz zwischen der maximal erreichten und der theoretisch maximal möglichen Reflektivität 1 an. Als physikalische Ursachen der nichtsättigbaren Verluste sind die nicht perfekte Reflexion des Bragg-Spiegels, die nichtsättigbare Absorption und Streuung an Defekten, die Absorption an freien Ladungsträgern, die Augerrekombination usw. zu nennen.

Die Sättigungsfluenz F_{sat} und die Modulationstiefe ΔR sind wichtige Parameter, auf die bei der Wahl des SAMs für einen bestimmten Laser geachtet werden muss. Theoretische Überlegungen zeigen, dass folgende Gleichung erfüllt werden muss um einen stabilen modengekoppelten Betrieb ohne Güteschaltungsinstabilitäten zu erreichen [18]:

$$F_{\mathrm{P,A}}^2 > F_{\mathrm{sat,L}} F_{\mathrm{sat,A}} \Delta R \frac{A_{\mathrm{eff,L}}}{A_{\mathrm{eff,A}}} \tag{2.53}$$

Dabei ist $F_{\mathrm{P,A}}$ die Impulsfluenz auf dem Absorber, $F_{\mathrm{sat,L}}$ ist die Sättigungsfluenz des Lasermediums und $F_{\mathrm{sat,A}}$ die Sättigungsfluenz des Absorbers. Die effektive Fläche der Lasermode wird mit $A_{\mathrm{eff}} = \pi\omega^2$ definiert. Der Radius ω liegt beim $1/e^2$-Wert des Maximums der Intensität des Gaußstrahls. Wegen $F_{\mathrm{sat}} = E_{\mathrm{sat}}/A_{\mathrm{eff}}$ kann man Gleichung 2.53 umschreiben:

$$E_{\mathrm{P}}^2 > E_{\mathrm{sat,L}} E_{\mathrm{sat,A}} \Delta R \tag{2.54}$$

Gleichung 2.54 enthält nur noch die Impulsenergie E_{P}, die Sättigungsenergie des Lasermediums und des Absorbers und die Modulationstiefe ΔR. Kleine Modulationstiefen von unter einem Prozent reichen völlig zur Modenkopplung des Halbleiterscheibenlasers aus. Eine zu große Modulationstiefe ΔR kann nach den Gleichungen 2.53 bzw. 2.54 zu Güteschaltungsinstabilitäten führen. Allerdings erhält man für größere Modulationstiefen die kürzeren Impulsdauern.

Zusammenfassend kann man für das Design eines sättigbaren Absorberspiegels festhalten: Durch eine hohe Störtstellendichte lassen sich schnelle sättigbare Absorberspiegel realisieren. Eine hohe Störstellendichte bewirkt aber ebenfalls hohe nichtsättigbare Verluste. Die Kunst besteht beim Design der sättigbaren Absorberspiegel darin, schnelle Absorber herzustellen mit hoher Modulationstiefe, aber ohne zu hohe nichtsättigbare Verluste. Zusätzlich muss bei großen Modulationstiefen im gesamten Laserdesign darauf geachtet werden, dass Güteschaltungsinstabilitäten vermieden werden können.

2.3 Erzeugung kurzer Lichtimpulse mittels Modenkopplung

In einem modengekoppelten Laser werden die longitudinalen Moden des Lasers gezwungen mit einer präzisen Phasenbeziehung zu oszillieren. Diese Kopplung der einzelnen longitudinalen Moden miteinander ergibt idealerweise einen kurzen Lichtimpuls im Resonator. Ein Modulator innerhalb des Resonators ist für die Synchronisation der longitudinalen Moden verantwortlich. Generell unterscheidet man zwei Arten von modengekoppelten Lasern. Bei der aktiven Modenkopplung wird der Modulator von einer externen Quelle gesteuert. Typischerweise wird dabei der Verlust innerhalb des Resonators periodisch mit der Repetitionsrate des Lasers variiert. Bei der passiven Modenkopplung wird der Modulator nicht extern gesteuert, sondern nützt einen nichtlinearen optischen Effekt aus, wie z.B. die Sättigung eines Absorbers oder die nichtlineare Veränderung des Brechungsindex in einem Kerrmedium. Der energetische Abstand der einzelnen longitudinalen Resonatormoden $\Delta\nu_\mathrm{R}$ ist über die Länge L des Resonators bestimmt. Im Falle eines linearen Resonators mit ebenen Spiegeln gilt $\Delta\nu_\mathrm{R} = c/2L$. Die Frequenz der l-ten Mode beträgt $\nu_\mathrm{l} = \nu_0 + \mathrm{l}\Delta\nu_\mathrm{R}$ und die komplexe Amplitude dieser Mode ist $\mathcal{E}_\mathrm{l} = A_\mathrm{l} e^{i\varphi_\mathrm{l}}$. Dabei ist l eine ganze Zahl und $\mathrm{l} = 0$ bezeichnet die Mode, die dem Maximum der Verstärkung am nächsten ist. Das elektrische Feld $\mathcal{E}(z,t)$ innerhalb eines Laserresonators setzt sich aus der Superposition der einzelnen im Resonator oszillierenden longitudinalen Moden zusammen [96]:

$$\mathcal{E}(z,t) = A(t - z/c) e^{i2\pi\nu_0(t-z/c)} \tag{2.55}$$

Dabei ist ν_0 die zentrale Frequenz innerhalb des Resonators. $A(t - z/c)$ beschreibt die Einhüllende des elektrischen Feldes:

$$A(T) = \sum_\mathrm{l} A_\mathrm{l} e^{i2\pi\mathrm{l}\Delta\nu_\mathrm{R}T + i\varphi_\mathrm{l}} \tag{2.56}$$

Wobei für die sogenannte retardierte Zeit $T = t - z/c$ gilt. Im Falle der linearen Phasenkopplung gilt die Bedingung $\varphi_\mathrm{l} = \mathrm{l}\varphi$, wobei φ eine Konstante ist. Die Umlaufzeit τ_R der Lichtimpulse beträgt $\tau_\mathrm{R} = 1/\Delta\nu_\mathrm{R}$. Die Impulsdauer τ ist unter anderem durch die Verstärkungsbandbreite $\Delta\nu$ des Halbleiterscheibenlasers limitiert. Die Bedingung $\tau \cdot \Delta\nu \geq K$ muss erfüllt sein, wobei K je nach Impulsform variiert (sech^2-förmiger Lichtimpuls: $K \approx 0.315$; gaußförmiger Lichtimpuls: $K \approx 0.441$).

Beim Zustandekommen des passiven Modenkoppelns unterscheidet man drei prinzipiell verschiedene Fälle. Beim Modenkoppeln mit einem schnellen sättigbaren Absorber (fast saturable absorber modelocking [97, 98]) sorgt die schnelle Relaxationszeit des Absorbers für ein zeitlich kurzes Nettoverstärkungsfenster des Lasers, das den Lichtimpuls formt und stabilisiert. Die Verstärkung des Lasermediums bleibt

konstant. Bei der Modenkopplung mit einem langsamen sättigbaren Absorber mit dynamischer Verstärkungssättigung (slow saturable absorber modelocking with dynamic gain saturation [99, 100]) wird das kurze Nettoverstärkungsfenster für den Lichtimpuls durch den Rückgang der Absorption des sättigbaren Absorbers und durch den Rückgang der Verstärkung des Lasermediums begrenzt. Im Falle eines langsamen sättigbaren Absorbers mit konstanter Verstärkung des Lasermediums (slow saturable absorber modelocking without dynamic gain saturation [101]) ergibt sich ein langes Nettoverstärkungsfenster. Daher erhält man prinzipiell längere Lichtimpulse. Über das solitonenartige Modenkoppeln (soliton modelocking [102–105]) sind aber auch in diesem Fall ultrakurze Lichtimpulse realisierbar.

Durch das Güteschalten des Lasers kann man ebenfalls einen gepulsten Betrieb erreichen. Bei der Güteschaltung wird zuerst die maximale Besetzungsinversion aufgebaut, bevor der Laser durch eine Erhöhung des Q-Faktors anschwingt. Dabei beschreibt der Q-Faktor die Güte des Resonators, d.h. bei großen Verlusten im Resonator erhält man einen geringen Q-Faktor. Man unterscheidet vier Betriebsarten eines Lasers, nämlich den Dauerstrichbetrieb, den gütegeschalteten Betrieb, den gütegeschalteten und zugleich modengekoppelten Betrieb und den reinen modengekoppelten Betrieb [106]. Der gütegeschaltete und zugleich modengekoppelte Betrieb eines Lasers ist meistens unerwünscht. Um einen reinen modengekoppelten Betrieb des SCDLs zu erreichen, müssen die entsprechenden Parameter wie die Sättigungsfluenzen der Halbleiterbauelemente und die Modulationstiefe des sättigbaren Absorberspiegels aufeinander abgestimmt werden, siehe Kapitel 2.2.2, Gleichungen 2.53 und 2.54. Zudem muss der sättigbare Absorber hinreichend gesättigt werden. Deshalb muss die Größe der Mode auf den Halbleiterelementen genau bekannt sein um die Fluenz angepasst wählen zu können.

Berechnung der Größe der Lasermode auf der SCDL-Struktur und dem sättigbaren Absorberspiegel

In dieser Arbeit kommt der in Abb. 2.1 gezeigte Resonator für den modengekoppelten Betrieb zum Einsatz. Über die gemessene Repetitionsrate ist es möglich die Länge des Resonators sehr genau zu bestimmen. Der Resonator kann als hemisphärischer Resonator mit der Halbleiterscheibenlasersstruktur als Faltungselement betrachtet werden. Die Endspiegel des hemisphärischen Resonators sind der gekrümmte Auskoppelspiegel und der sättigbare Absorberspiegel. Zur Bestimmung der Größe der Lasermode auf dem SAM berechnet man zuerst die g-Parameter des Resonators g_1 und g_2 über die Länge des Resonators L und die Krümmungsradien r_1 und r_2 [107]:

$$g_1 = 1 - \frac{L}{r_1} \tag{2.57}$$

Ein planer sättigbarer Absorberspiegel, d.h. $r_1 = \infty$, ergibt $g_1 = 1$. Für g_2 erhält

man aufgrund des endlichen Krümmungsradius des Auskoppelspiegels r_2 einen Wert kleiner eins:

$$g_2 = 1 - \frac{L}{r_2} < 1 \tag{2.58}$$

Die transversale Ausdehnung der Lasermode auf dem durch den Index i gekennzeichneten Resonatorspiegel lässt sich über den Radius w_i berechnen:

$$w_\mathrm{i}^2 = \frac{\lambda L}{\pi}\sqrt{\frac{g_\mathrm{j}}{g_\mathrm{i}(1-g_1 g_2)}} \tag{2.59}$$

Es gilt $\mathrm{i}, \mathrm{j} = 1, 2$ und $\mathrm{i} \neq \mathrm{j}$. Zur Berechnung der Fleckgröße auf dem SAM ist $\mathrm{i} = 1$.

Für die Berechnung der Fleckgröße auf dem SCDL betrachtet man die Propagation eines Gaußstrahls [108]. Somit ist die Strahlbreite, bei der die Intensität auf $1/e^2$ ihres Maximalwertes gefallen ist, durch folgende Gleichung gegeben:

$$w(z) = w_0\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_\mathrm{r}}\right)^2} \tag{2.60}$$

Dabei ist w_0 der Radius an der Strahltaille. Durch Einsetzen der Rayleighlänge

$$z_\mathrm{r} = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \tag{2.61}$$

erhält man:

$$w(z) = \sqrt{w_0^2 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0}\right)^2} \tag{2.62}$$

Gleichung 2.59 und damit die gesamten Berechnungen der Größe der Lasermode auf den Resonatorelementen gelten allerdings streng genommen nur, falls der SCDL keine Krümmung aufweist und keine dynamische Linse bei den Halbleiterelementen berücksichtigt werden muss. Untersuchungen zur Krümmung der SCDL-Strukturen werden in Kapitel 3.2.4 vorgestellt.

2.4 Dauer der Lichtimpulse

Es gibt viele verschiedene Einflüsse auf die Lichtimpulsdauer wie z.B. die Dispersion, die Selbstphasenmodulation (SPM) und die spektrale Filterung. Zunächst wird auf die Dispersion genauer eingegangen. Dabei wird auch die Berechnung der Dispersion in Halbleiterschichtstrukturen vorgestellt. Im Anschluss wird die Propagation von Solitonen in homogenen Medien behandelt. Für Festkörperlaser ist dieses Modell jedoch nicht ausreichend. Deswegen folgt die Angabe der Hausschen Mastergleichung zur Beschreibung der Laserdynamik in einem Festkörperlaser.

2.4.1 Impulsausbreitung in dispersiven Medien

A. Mathematische Beschreibung eines Lichtimpulses

Das elektrische Feldes $\mathcal{E}(t)$ eines Lichtimpulses kann durch die Überlagerung von ebenen Wellen unterschiedlicher Frequenz beschrieben werden. Zwischen den beteiligten Frequenzen besteht eine feste Phasenbeziehung. Für die Betrachtung an einem bestimmten Ort erhält man [109]:

$$\mathcal{E}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \tag{2.63}$$

Dabei ist $\mathcal{E}(\omega) = |\mathcal{E}(\omega)| e^{i\phi(\omega)}$ die komplexe Amplitude der ebenen Welle mit der Frequenz ω. Betrachtet man die zeitliche Entwicklung der Impulsform, so ist eine Beschreibung des Lichtimpulses durch seine Einhüllende und durch seine Phase von Vorteil. Die Separation der Einhüllenden $A(z,t)$ von der Trägerwelle mit der Kreisfrequenz ω_0 ist zulässig, solange die Impulsdauer sehr viel länger als die Periode der Trägerwelle ist. Für das elektrische Feld $\mathcal{E}(z,t)$ kann man demnach schreiben:

$$\mathcal{E}(z,t) = A(z,t) e^{i(\omega_0 t - kz)} \tag{2.64}$$

Hierbei ist k die Wellenzahl. Das Betragsquadrat der Impulseinhüllenden $|A(z,t)|^2$ wird so normiert, dass es der optischen Momentanleistung des Lichtimpulses $P(z,t)$ entspricht.

B. Einfluss der Dispersion

Die spektrale Phase $\phi(\omega)$ eines Lichtimpulses ändert sich während der Propagation durch ein Medium mit dem Brechungsindex $n_\mathrm{r}(\omega)$ [110]:

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} n_\mathrm{r}(\omega) L = k(\omega) L \tag{2.65}$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit, L die Länge der Propagation im Medium und ω die Frequenz des Lichtimpulses. Um den Einfluss der Dispersion auf den Lichtimpuls

zu studieren, betrachtet man die Entwicklung von $\phi(\omega)$ um die Kreisfrequenz ω_0 in einer Taylorreihe. Da L unabhängig von der Frequenz ist, kann man sich bei der Entwicklung auf die Ausbreitungskonstante $k(\omega)$ konzentrieren:

$$k(\omega) = k_0 + k_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}k_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}k_3(\omega - \omega_0)^3 + ... \tag{2.66}$$

Die Koeffizienten k_n sind folgendermaßen definiert:

$$k_\mathrm{n} = \frac{\mathrm{d}^\mathrm{n}}{\mathrm{d}\omega^\mathrm{n}} k(\omega)\Big|_{\omega=\omega_0} \tag{2.67}$$

Höhere Terme als k_2 werden in dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Der Koeffizient k_1 gibt den Kehrwert der Gruppengeschwindigkeit an, d.h. $k_1 = 1/v_\mathrm{g}$. Die Einhüllende des Lichtimpulses breitet sich mit der Gruppengeschwindigkeit v_g aus. Der GVD-Parameter k_2 (GVD: **G**roup **V**elocity **D**ispersion) beschreibt die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit:

$$\mathrm{GVD}(\omega) = \frac{\mathrm{d}^2 k(\omega)}{\mathrm{d}\omega^2} \tag{2.68}$$

$k_2 \neq 0$ führt zu einer Änderung der Impulsform und Impulsdauer, da sich die einzelnen Frequenzkomponenten des Lichtimpulses mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ausbreiten. Man spricht von einem Chirp des Lichtimpulses, wenn sich die zentrale Frequenz ω_0 während des zeitlichen Verlaufs des Lichtimpulses ändert. Die Definition der GVD ist unabhängig von der Länge L des Durchgangs des Lichtimpulses durch das Medium. Über die zweifache Ableitung der Phase $\phi(\omega)$ nach ω ergibt sich die **G**roup **D**elay **D**ispersion (GDD):

$$\mathrm{GDD}(\omega) = \frac{\mathrm{d}^2\phi(\omega)}{\mathrm{d}\omega^2} = L\frac{\mathrm{d}^2 k(\omega)}{\mathrm{d}\omega^2} = L \cdot \mathrm{GVD}(\omega) \tag{2.69}$$

Nach Referenz [111] ist der Einfluss der GVD auf die zeitliche Einhüllende $A(z,T)$ über folgende Differentialgleichung gegeben:

$$\frac{\partial A(z,T)}{\partial z} = -i\frac{k_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial T^2}A(z,T) \tag{2.70}$$

Dabei ist $T = t - k_1 z$ die retardierte Zeit des sich mit der Gruppengeschwindigkeit v_g fortbewegenden Bezugssystems des Lichtimpulses.

2.4.2 Berechnung der Dispersion in Halbleiterschichtstrukturen

Dieser Abschnitt des Kapitels beschreibt die Berechnung der Dispersion (GDD) in Halbleiterschichtstrukturen. Die Herleitung der Gleichungen ist stark an Referenz [112] angelehnt und basiert auf der Theorie der elektromagnetischen Wellen (Maxwell-Gleichungen). Zusätzlich werden am Übergang zwischen zwei Schichten stetige Grenzbedingungen gefordert. Im Folgenden wird von einem senkrechten Lichteinfall (d.h. hier entlang der z-Achse) ausgegangen. Betrachtet wird zunächst eine elektromagnetische Welle, die am Ort z_1 auf eine Schicht trifft und dort teilweise reflektiert wird. Der transmittierte Anteil der elektromagnetischen Welle läuft durch die Schicht und wird am Ende der Schicht am Ort z_2 ein zweites Mal teilweise reflektiert. Dabei repräsentiert $\mathcal{E}^+$ alle in Richtung des Lichteinfalls laufenden Wellen und $\mathcal{E}^-$ die Summe aller in entgegengesetzter Richtung laufenden Wellen. Das gesamte resultierende elektrische Feld aus der Überlagerung von allen Wellen am Ort z wird mit $\mathcal{E}(z)$ bezeichnet. Analog ist $H(z)$ das resultierende magnetische Feld. Für eine einzelne Schicht kann man den Zusammenhang zwischen den Feldern $\mathcal{E}$ und H am Ort z_1 mit denen am Ort z_2 über folgende beiden Gleichungen miteinander verknüpfen [112]:

$$\mathcal{E}(z_1) = \mathcal{E}(z_2)\cos\Phi + \frac{Z_0 H(z_2)(i\sin\Phi)}{n_\mathrm{r}} \tag{2.71}$$

$$Z_0 H(z_1) = \mathcal{E}(z_2) i n_\mathrm{r}\sin\Phi + Z_0 H(z_2)\cos\Phi \tag{2.72}$$

Dabei ist $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$. In diese Gleichung gehen die magnetische Feldkonstante μ_0 und die elektrische Feldkonstante ε_0 ein. Für die Phasenänderung Φ der elektromagnetischen Welle beim einmaligen Durchlaufen der Schicht mit der Dicke $d = z_2 - z_1$ bei senkrechtem Lichteinfall erhält man folgenden Zusammenhang:

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_\mathrm{r} d \tag{2.73}$$

Hier ist λ die Vakuumwellenlänge der eingestrahlten elektromagnetischen Welle und n_r der Brechungsindex der Schicht. Die Gleichungen 2.71 und 2.72 können in kompakter Form in der Matrix-Schreibweise angegeben werden:

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}(z_1) \\ Z_0 H(z_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\Phi & (i\sin\Phi)/n_\mathrm{r} \\ i n_\mathrm{r}\sin\Phi & \cos\Phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{E}(z_2) \\ Z_0 H(z_2) \end{pmatrix} \tag{2.74}$$

Die Matrix

$$M = \begin{pmatrix} \cos\Phi & (i\sin\Phi)/n_\mathrm{r} \\ i n_\mathrm{r}\sin\Phi & \cos\Phi \end{pmatrix} \tag{2.75}$$

wird als charakteristische Matrix einer Schicht bezeichnet. Sie enthält nur die Parameter dieser Schicht. Die charakteristische Matrix setzt die Felder an der Grenze z_1 mit denen an der Grenze z_2 in Verbindung. Für m Schichten kann man schreiben:

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}(z_1) \\ Z_0 H(z_1) \end{pmatrix} = M_1 M_2 \cdots M_m \begin{pmatrix} \mathcal{E}(z_{\mathrm{m+1}}) \\ Z_0 H(z_{\mathrm{m+1}}) \end{pmatrix} \tag{2.76}$$

Wobei sich die charakteristische Matrix einer Abfolge von Schichten aus der Multiplikation der individuellen charakteristischen Matrizen der beteiligten Schichten ergibt:

$$M = M_1 M_2 \cdots M_m \tag{2.77}$$

Betrachtet man die Transmission durch eine Abfolge von Schichten, die sich in einer Umgebung mit den Brechungsindizes n_0 und n_s befindet, so kann man zeigen [112]:

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}^+(z_1-\delta) \\ \mathcal{E}^-(z_1-\delta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_0 & -n_0 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} M_{11} & iM_{12} \\ iM_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_s & -n_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{E}^+(z_{\mathrm{m+1}}+\delta) \\ \mathcal{E}^-(z_{\mathrm{m+1}}+\delta) \end{pmatrix} \tag{2.78}$$

Der Ort kurz vor der ersten Schicht wird mit $z_1 - \delta$ beschrieben und $z_{\mathrm{m+1}} + \delta$ bezeichnet den Ort kurz hinter der letzten Schicht. Gleichung 2.78 kann man zusammenfassen zu:

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}^+(z_1-\delta) \\ \mathcal{E}^-(z_1-\delta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} \\ Q_{21} & Q_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{E}^+(z_{\mathrm{m+1}}+\delta) \\ \mathcal{E}^-(z_{\mathrm{m+1}}+\delta) \end{pmatrix} \tag{2.79}$$

Dabei ist:

$$Q_{11} = \frac{M_{11} + iM_{21}/n_0 + in_s M_{12} + n_s M_{22}/n_0}{2} \tag{2.80}$$

$$Q_{12} = \frac{M_{11} + iM_{21}/n_0 - in_s M_{12} - n_s M_{22}/n_0}{2} \tag{2.81}$$

$$Q_{21} = \frac{M_{11} - iM_{21}/n_0 + in_s M_{12} - n_s M_{22}/n_0}{2} \tag{2.82}$$

$$Q_{22} = \frac{M_{11} - iM_{21}/n_0 - in_s M_{12} + n_s M_{22}/n_0}{2} \tag{2.83}$$

Nach der letzten Schicht existiert keine rücklaufende Welle, damit ist $\mathcal{E}^-(z_{\mathrm{m+1}} + \delta) = 0$. Gleichung 2.79 vereinfacht sich dadurch zu:

$$\mathcal{E}^+(z_1-\delta) = Q_{11}\mathcal{E}^+(z_{\mathrm{m+1}}+\delta) \tag{2.84}$$

$$\mathcal{E}^-(z_1-\delta) = Q_{21}\mathcal{E}^+(z_{\mathrm{m+1}}+\delta) \tag{2.85}$$

Die Amplitudenreflektivität R einer Multischichtstruktur berechnet sich aus der Überlagerung der rücklaufenden elektromagnetischen Wellen, geteilt durch die eingestrahlte elektromagnetische Welle. Über die Gleichungen 2.84 und 2.85 erhält man:

$$R = \frac{\mathcal{E}^-(z_1 - \delta)}{\mathcal{E}^+(z_1 - \delta)} = \frac{Q_{21}}{Q_{11}} \tag{2.86}$$

Nach den Gleichungen 2.80 und 2.82 kann man die Amplitudenreflektivität folgendermaßen angeben:

$$R = \frac{n_0 M_{11} + i n_0 n_s M_{12} - i M_{21} - n_s M_{22}}{n_0 M_{11} + i n_0 n_s M_{12} + i M_{21} + n_s M_{22}} \tag{2.87}$$

Zur Berechnung der Dispersion (GDD) benötigt man die Phase der Amplitudenreflektivität:

$$\phi = \arg(R) \tag{2.88}$$

Mit Hilfe der Beziehung $\lambda = 2\pi c/\omega$ lässt sich die Abhängigkeit der Phase von der Vakuumwellenlänge λ in eine Abhängigkeit von der Frequenz ω umwandeln. Über Gleichung 2.69 lässt sich aus der spektralen Phase $\phi(\omega)$ die Dispersion (GDD) berechnen.

2.4.3 Theorie der impulsformenden Effekte

A. Nichtlineare Schrödingergleichung und Solitonen

Die Ausbreitung eines Lichtimpulses in einem homogenen Medium mit moderater GVD und Selbstphasenmodulation (SPM) kann unter der Annahme einer sich nur langsam verändernden Impulseinhüllenden durch eine nichtlineare Schrödingergleichung (NLSE) beschrieben werden [113, 114]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + i\frac{k_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial T^2} - i\gamma|A(z,T)|^2\right)A(z,T) = 0 \tag{2.89}$$

Der Term $-i\frac{k_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial T^2}$ beschreibt den Einfluss der Dispersion, vgl. Gleichung 2.70. Über den Term $i\gamma|A(z,T)|^2$ mit dem SPM-Parameter γ erhält man den Einfluss der Kerr-SPM. Die Bewegung der Einhüllenden des Lichtimpulses erfolgt mit der Gruppengeschwindigkeit v_g. Die Beschreibung findet daher in einem mit dem Lichtimpuls mitbewegten Bezugssystem statt, d.h. $T = t - z/v_g$.

Bei der Ausbreitung des Lichtimpulses im Medium sind verschiedene Lösungen der NLSE möglich. Die Lösungen sind von der Intensität, der Form und vom Chirp des anfänglichen Lichtimpulses abhängig, sowie vom Vorzeichen und Betrag der GVD und der Stärke der SPM. Im Bereich normaler Dispersion (positiver GVD-Parameter k_2) wird sich die Impulsdauer verlängern, da sowohl GVD als auch SPM einen up-Chirp ($\partial\omega/\partial T > 0$) verursachen. Im Falle eines anfänglichen down-Chirps ($\partial\omega/\partial T < 0$) kann sich die Impulsdauer zunächst verringern. Im Bereich anormaler Dispersion (negativer GVD-Parameter k_2) wird sich die Impulsdauer bei kleinen Intensitäten verlängern. Für Lichtimpulse mit ausreichender Intensität kann sich der Effekt der GVD (down-Chirp) und der Effekt der SPM (up-Chirp) ausgleichen. Im Falle der Kompensation der beiden Effekte ändern sich die Eigenschaften des Lichtimpulses während des Durchgangs durch das Medium, abgesehen von einer Phasenänderung, nicht. Diese Lösungen der NLSE bezeichnet man als Solitonen [113]:

$$A(z,T) = A_0 \mathrm{sech}\left(\frac{T}{\tau_0}\right)e^{i\psi(z)} \tag{2.90}$$

A_0 ist der Spitzenwert der Impulseinhüllenden und τ_0 ist der Impulsdauerparameter. Der Impulsdauerparameter ist mit dem Spitzenwert der Impulseinhüllenden über folgende Gleichung verknüpft:

$$A_0\tau_0 = \sqrt{\frac{|k_2|}{\gamma}} \tag{2.91}$$

Die Impulsenergie $\int |A|^2 \mathrm{d}t$ ist direkt proportional zu A_0 und deswegen nach Gleichung 2.91 umgekehrt proportional zu τ_0. Bei Solitonen führt eine Erhöhung der

Impulsenergie deswegen zu kürzeren Lichtimpulsen. Die Halbwertsbreite (FWHM) des Lichtimpulses τ berechnet man aus dem Impulsdauerparameter τ_0 über die Beziehung:

$$\tau = 2\ln(1+\sqrt{2})\tau_0 \simeq 1.763\tau_0 \tag{2.92}$$

B. Haus-Mastergleichung

Das im vorigen Abschnitt vorgestellte Modell der Ausbreitung eines Lichtimpulses in einem homogenen Medium ist zur Beschreibung der Laserdynamik in einem Festkörperlaser nicht ausreichend. Bei Festkörperlasern muss man neben GVD und SPM zusätzliche impulsformende Effekte berücksichtigen. Die einzelnen Effekte führen jeweils zu einer Änderung der Impulseinhüllenden $\Delta A_{\mathrm{j}}(T)$. Für die gesamte Änderung der Impulseinhüllenden nach einem Umlauf des Lichtimpulses im Resonator muss die Bedingung

$$\sum_{\mathrm{j}} \Delta A_{\mathrm{j}}(T) = 0 \tag{2.93}$$

erfüllt sein. Im Folgenden werden die Einflüsse auf die Impulsdauer zuerst einzeln beschrieben, bevor die Mastergleichung angegeben wird [115].

Ein kleiner linearer Verlust (Verlustkoeffizient l) und eine Phasenverschiebung pro Durchgang durch ein Element (Phase x) im Resonator verursachen eine Änderung der Impulseinhüllenden $\Delta A(T)$, die durch eine Multiplikation der Impulseinhüllenden $A(T)$ mit einer komplexen Zahl beschrieben werden kann:

$$\Delta A(T) = e^{-l-ix}A(T) - A(T) \simeq -(l+ix)A(T) \tag{2.94}$$

Für ein Medium mit kleiner Verstärkung kann die Änderung der Impulseinhüllenden über folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$\Delta A(T) = g\left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}T^2}\right)A(T) \tag{2.95}$$

Wobei g die gesättigte Verstärkung für einen Umlauf im Resonator und Ω_g die halbe Halbwertsbreite (HWHM: half width half maximum) ist. Der Koeffizient g/Ω_g^2 wird als Verstärkungsdispersion (gain dispersion) $\tilde{D}_g$ bezeichnet. Die Materialdispersion GVD verursacht ebenfalls eine Änderung der Impulseinhüllenden:

$$\Delta A(T) = i\tilde{D}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}T^2}A(T) \tag{2.96}$$

Die Definition des Dispersionsparameters $\tilde{D}$ für eine dispersive Strecke der Länge d ist: $\tilde{D} = \frac{1}{2}k_2 d$. D.h. der Wert des Dispersionsparameters ist gleich der halben GDD, siehe Gleichungen 2.65 und 2.69. Für die Kerr-SPM erhält man eine Phasenverschiebung die proportional zu $|A(T)|^2$ ist:

$$\Delta A(T) = -i\gamma |A(T)|^2 A(T) \tag{2.97}$$

Der SPM-Parameter γ ist proportional zur Änderung des Brechungsindex Δn_r. In einem Kerr-Medium gilt für den Brechungsindex:

$$n_\mathrm{r} = n_0 + \Delta n_\mathrm{r} = n_0 + \tilde{n}_2 I \tag{2.98}$$

Wobei $\tilde{n}_2$ der nichtlineare Brechungsindex und I die Intensität des Lasers ist. In den verwendeten Halbleiterbauelementen resultiert die Änderung der Brechzahl Δn_r vor allem aus der Änderung der Anzahl der freien Ladungsträger sowie dem Burstein-Moss-Shift. Der Einfluss auf die Einhüllende kann dann nicht mit Gleichung 2.97 beschrieben werden. Der Einfluss eines schnellen sättigbaren Absorbers ist bei schwacher Sättigung durch

$$\Delta A(T) = \delta |A(T)|^2 A(T) \tag{2.99}$$

gegeben. Der Parameter δ ist umgekehrt proportional zur Sättigungsintensität. Für den Parameter δ muss die Bedingung $\delta > 0$ gelten, damit der Gesamtverlust mit steigender Intensität verringert wird.

Im Gleichgewichtsfall müssen sich nach Gleichung 2.93 alle Einflüsse auf die Impulseinhüllende zu Null addieren. Man erhält die folgende Mastergleichung:

$$\left[-(l+ix) + g\left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}T^2}\right) + i\tilde{D}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}T^2} + (\delta - i\gamma)|A(T)|^2\right] A(T) = 0 \tag{2.100}$$

Es wird hier ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die Reihenfolge der einzelnen Effekte nicht beliebig ist. Die einzelnen Effekte dürfen nur schwach sein, damit sie wie in Gleichung 2.100 addiert werden können. Eine Lösung von Gleichung 2.100 ist mit folgendem Ansatz möglich:

$$A(T) = A_0 \mathrm{sech}\left(\frac{T}{\tau_0}\right)^{(1+i\beta)} \tag{2.101}$$

Der Lichtimpuls wird durch drei Parameter beschrieben deren Werte von den einzelnen oben beschriebenen Effekten abhängt. Diese Parameter sind der Chirp-Parameter β, der Impulsdauerparameter τ_0 und der Spitzenwert der Impulseinhüllenden A_0. Im Allgemeinen lassen Abweichungen vom Fall der NLSE keine „echten“ Solitonen-Lösungen im mathematischen Sinn zu. Falls die GVD und die SPM die dominanten

Impulsformungsmechanismen sind und sich über einen Resonatorumlauf gegenseitig kompensieren und somit für den Chirp-Parameter $\beta \approx 0$ gilt, dann spricht man von solitonenartigen Lichtimpulsen oder vom solitonenartig modengekoppelten Betrieb.

Kapitel 3

Charakterisierung der Halbleiterstrukturen

Kapitel drei beschreibt die Charakterisierung der Halbleiterstrukturen. Zunächst wird auf das Wachstum und die Prozessierung der Halbleiterstrukturen eingegangen. Danach werden die Charakterisierungsmethoden für die Halbleiterscheibenlaserstrukturen detailliert dargestellt. Dies sind insbesondere Photolumineszenz (PL) und zeitaufgelöste PL zur spektralen und zeitlichen Untersuchung der Emission der SCDLs. Mit der Messung des Photostroms (PC) können zusätzliche spektrale Eigenschaften der Absorption der Halbleiterstrukturen gewonnen werden. Aufgrund des komplizierten Herstellungsverfahrens der Halbleiterscheibenlaserstruktur ist eine Charakterisierung der Homogenität der SCDLs sinnvoll. Solche Untersuchungen werden mittels Interferometrie-, Kathodolumineszenz- oder Röntgenbeugungsexperimenten durchgeführt.

Bei der Charakterisierung des sättigbaren Absorberspiegels sind vor allem zwei Methoden hervorzuheben. Mit Pump-Probe-Experimenten kann man für den modengekoppelten Betrieb des Lasersystems wichtige Erkenntnisse über die Relaxationsprozesse des SAMs gewinnen. Ebenfalls von großem Interesse ist die Modulationstiefe der sättigbaren Absorber. Über die Messung der nichtlinearen Reflektivität lässt sich die Modulationstiefe bestimmen.

Dispersionsuntersuchungen der Halbleiterstrukturen schließen die Charakterisierung ab. Die Dispersion wird mit einem Weißlichtinterferometer experimentell bestimmt und auch berechnet. Es werden alle für den Kurzimpulsbetrieb relevanten Halbleiterstrukturen, d.h. sowohl Halbleiterscheibenlaserstrukturen als auch sättigbare Halbleiterabsorber untersucht.

3.1 Wachstum, Prozessierung und Beschreibung der Halbleiterstrukturen

Für das Wachstum der Halbleiterstrukturen wird die metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE: **M**etal **O**rganic **V**apor **P**hase **E**pitaxy) verwendet. Konkret kommt ein Aixtron 200/4 Reaktor in einer 3*2“ Konfiguration (d.h. im Reaktor befinden sich gleichzeitig 3 Wafer zu je 2 Zoll) zum Einsatz. Die Halbleiterscheibenlaserstrukturen bestehen aus verschiedenen III-V-Halbleiterverbindungen. Im einzelnen sind das GaAs, InGaAs, GaAsP, InGaP und AlAs bzw. GaAs, InGaAs, AlGaAsP, InGaP, AlGaAs und AlAs (GRIN-Struktur siehe unten), die auf einem GaAs-Substrat aufgewachsen werden. Dafür werden als Quellen Trimethylgallium (TMGa), Trimethylaluminium (TMAl), Trimethylindium (TMIn), Arsin (AsH_3) und Phosphin (PH_3) verwendet. Das MOVPE-System ist mit einem Reflexions-Anisotropie-Sensor (LayTec EpiRAS) für den Wellenlängenbereich von 248 nm (5 eV) bis 826 nm (1.5 eV) und einem Reflexions-Sensor (fasergekoppelt, LayTec EpiR-MF) für den Bereich von 400 nm (3.1 eV) bis 1650 (0.75 eV) ausgestattet [116].

Prozessierung der SCDL-Strukturen

Die Wärmeabfuhr aus der aktiven Zone der Halbleiterscheibenlaserstruktur ist entscheidend für die Ausgangsleistung des Lasers. Durch optisches Pumpen werden die SCDL-Strukturen aufgeheizt. Dabei spielt der Quantendefekt zwischen Pump- und Laserwellenlänge eine Rolle. Ebenso wird ein Teil des Pumplichts im Bragg-Spiegel oder in dahinter liegenden Schichten absorbiert. Ein weiterer Prozess, der zur Erwärmung der Struktur beiträgt, ist die nicht strahlende Rekombination von angeregten Ladungsträgern. Wichtiges Ziel ist daher die Wärmeabfuhr der Halbleiterscheibenlaserstruktur zu optimieren. Im „Top-Emitter“-Design werden die Halbleiterschichten in der normalen Reihenfolge, d.h. zuerst der Bragg-Spiegel und dann die Verstärkungsregion, auf das GaAs-Substrat gewachsen. Bei den einzelnen Halbleiterscheibenlaserstrukturen befindet sich somit das 350 μm dicke GaAs-Substrat zwischen der zu kühlenden Laserstruktur und der Wärmesenke. Dies bedeutet eine schlechte Wärmeabfuhr aus der aktiven Zone, denn die Wärmeleitfähigkeit von GaAs ist sehr viel geringer als die Wärmeleitfähigkeit von Metallen.

Eine Fertigungsmethode um dieses Problem zu umgehen ist die sogenannte „Bottom-up“-Technik, die im Folgenden im Detail beschrieben wird. Bei dieser Methode wird die Wärmeabfuhr durch das dicke GaAs-Substrat vermieden. Dazu wird die Laserstruktur zunächst in umgekehrter Reihenfolge gewachsen. Zuerst kommt eine InGaP-Ätz-Stop-Schicht auf das GaAs-Substrat. Danach folgt die aktive Region mit den InGaAs-QWs, den GaAsP-Schichten zur Spannungskompensation und den GaAs-Barrieren zur Pumplichtabsorption. Die GaAs-Barrieren dienen ebenfalls zur richtigen Platzierung der QWs in Bezug auf das elektrische Feld innerhalb der Halb-

leiterscheibenlaserstruktur. Im Anschluss daran wird der Bragg-Spiegel gewachsen. Das ist ein Nachteil, da der Bragg-Spiegel normalerweise wegen des hohen Aluminiumgehalts bei hohen Temperaturen gewachsen wird. Für die aktive Region sollte die Temperatur wegen des relativ hohen Indium-Gehalts in den QWs niedriger liegen. Das Wachstum des Bragg-Spiegels bei 770 °C dauert ungefähr zwei Stunden. Die Erwärmung der aktiven Region während dieser Zeit resultiert in einer Indium-Diffusion aus den QWs. Die Emissionswellenlänge der Halbleiterstruktur verschiebt sich damit ins Blaue. Aus diesem Grund muss zu Beginn des Wachstums ein höherer Indium-Gehalt in den QWs eingestellt werden als in dem fertigen Bauelement gewünscht ist [117].

Hinter dem Bragg-Spiegel folgt noch eine $\lambda/2$-Schicht GaAs. Nach der Metallisierung dieser letzten Schicht werden 2 mm · 2 mm große Stücke des Wafers auf eine Cu/W-Wärmesenke aufgelötet. Erst danach wird das Substrat bei den einzelnen Halbleiterproben abgeätzt, da die Handhabung der nur einige μm dicken Halbleiterstruktur unmöglich ist. Die Qualität der Schritte der Probenherstellung bestimmt maßgeblich die Leistung des fertigen Halbleiterscheibenlasers.

Die Metallisierung besteht aus einer 190 nm dicken Schicht TiPtAu und einer 3000 nm dicken Goldschicht. Das Gold verbindet sich mit dem AuSn-Lot um so für eine gute Wärmeleitung zu sorgen. Die Pt-Barriere verhindert ein Eindringen des Lots in die Halbleiterschichten. Der Lötprozess findet im offenen Gasstrom (N_2, 5 % H_2) statt, um eine Oxidation des Lots zu reduzieren [118]. Aufgebracht wird die Halbleiterstruktur auf eine Cu/W-Wärmesenke. Bei einem Anteil von 10 % Kupfer hat die Cu/W-Wärmesenke den gleichen Ausdehnungskoeffizienten wie GaAs. Verspannungen der Halbleiterstruktur sollen damit beim Abkühlen nach dem Lötprozess vermieden werden. Die dünne Halbleiterstruktur (< 10 μm) stellt hohe Anforderungen an die Oberflächenrauigkeit der Cu/W-Wärmesenke. Die Oberflächenrauigkeit sollte sehr viel kleiner als 0.5 μm sein. Die SCDL-Struktur mit Wärmesenke wird schließlich zur weiteren Wärmeabfuhr mit PbSn auf einen Kupferkühler gelötet.

Der Vorteil dieser Methode ist die sehr viel bessere Wärmeableitung aus der aktiven Zone des Lasers. Der Nachteil, der sich mit der Bottom-up-Methode ergibt, ist die Notwendigkeit zusätzlicher Prozessierungsschritte. Das betrifft z.B. den Ätzprozess oder das Aufbringen der SCDL-Struktur auf die Wärmesenke. Aus diesem Grund ist die Untersuchung der Homogenität der SCDLs von Interesse. Zwei verschiedene Methoden der Aufbringung der Laserstruktur auf die Wärmesenke werden in dieser Arbeit untersucht. Zum einen werden die SCDLs beim hier verwendeten Standardprozess mit einem „Die Collet“ (einer Art Spannzange) auf die Träger aufgebracht. Dies wird in dieser Arbeit im Folgenden als konventionelle oder auch manuelle Methode bezeichnet. Bei einem ebenfalls getesteten Verfahren benutzt man einen „Flip-Chip-Bonder“. Bei dieser Technik werden die Halbleiterstrukturen mit einer ebenen Auflagefläche (über die ganze SCDL-Struktur) definiert auf die Wärmesenke aufgebracht.

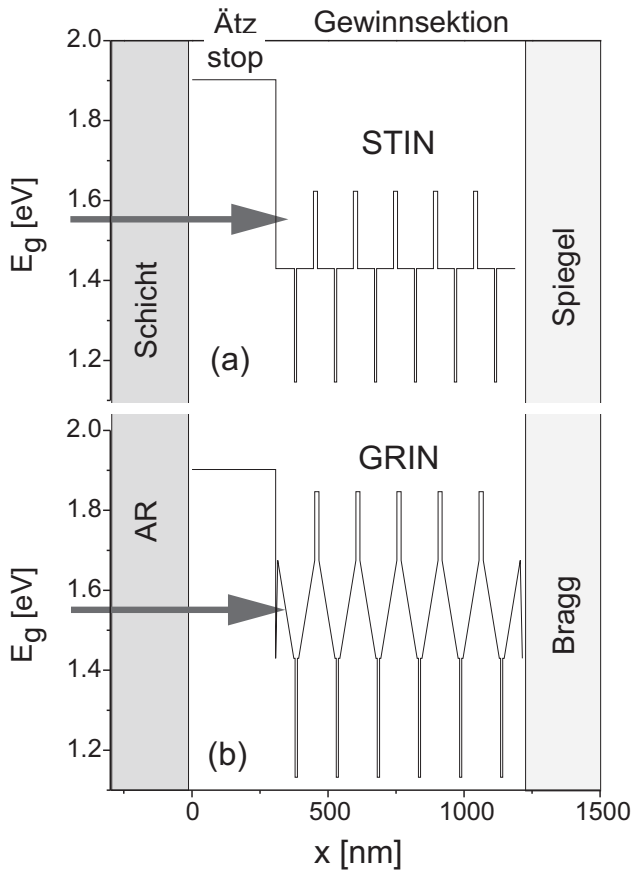


Abbildung 3.1: *Beschreibung des Bandkantenprofils der Step Index (STIN)-Laser-Struktur (a) und der Graded Index (GRIN)-Laser-Struktur (b).*

Aufbau verschiedener SCDL-Strukturen

Es wurden neben der verschiedenen Anzahl an QWs (4, 6 und 12) zwei prinzipiell unterschiedliche Strukturen gefertigt: STIN (**St**ep **In**dex) und GRIN (**Gr**aded **In**dex) Halbleiterscheibenlaserstrukturen. Die Bandkantenprofile der zwei verschiedenen Strukturen mit sechs QWs sind in Abbildung 3.1 zu sehen. Die STIN-Laserstruktur (siehe Abbildung 3.1a) besitzt ein stufenförmiges Bandkantenprofil. Die 8 nm dicken InGaAs-QWs sind von 62 nm dicken GaAs-Schichten umgeben. Eine 15 nm dicke GaAsP-Schicht dient zur Spannungskompensation. Das Pumplicht einer 808 nm Laserdiode, skizziert durch den Pfeil in Abbildung 3.1a, kann in den GaAs-Schichten und in den InGaAs-QWs absorbiert werden. Die Schichten für die Spannungskompensation sowie die InGaP-Ätz-Stopp-Schicht von ca. 300 nm Dicke sind für die Pumpwellenlänge transparent. Aufgrund der sehr viel größeren Schichtdicke von GaAs gegenüber InGaAs wird fast die gesamte Pumpstrahlung in den

GaAs-Schichten absorbiert. Über Diffusion gelangen die Ladungsträger in den QW, in dem die Besetzungsinversion für den Laser aufgebaut wird.

Eine Laserstruktur mit einem effektiveren Mechanismus zum Einfang der Ladungsträger in die QWs wird in Abbildung 3.1b vorgestellt. Bei dieser sogenannten GRIN[1]-Laserstruktur ist der 8 nm dicke InGaAs-QW in nur 5 nm dicke GaAs-Schichten eingebettet. Im Anschluss daran befinden sich zu beiden Seiten eine $Al_xGa_{1-x}As$-Schicht, in der der Anteil x des Aluminiums auf einer Strecke von 59 nm kontinuierlich von 0 auf 0.2 erhöht wird. Es ergibt sich ein schräger Verlauf der Bandkante. Dieser in die Laserstruktur eingebaute Gradient bewirkt eine Drift der Ladungsträger in den QW, siehe Kapitel 3.2.2. Zwischen den AlGaAs-Schichten befinden sich 15 nm dicke Schichten aus AlGaAsP zur Spannungskompensation. Den Abschluss bildet auch hier eine ca. 300 nm dicke InGaP-Ätz-Stop-Schicht. Der Bragg-Spiegel besteht in beiden Laserstrukturen aus 25 alternierenden $\lambda/4$-Schichten aus GaAs (74 nm) und AlAs (88 nm).

Schließlich wurden einige SCDLs noch mit einer Anti-Reflektionsschicht (AR-Schicht) abgestimmt auf die Laserwellenlänge des Halbleiterscheibenlasers beschichtet, um störende Einflüsse für den modengekoppelten Betrieb auszuschließen. Die Dispersion der Halbleiterstruktur ändert sich mit AR-Schicht durch den Wegfall der Resonanz signifikant, siehe Kapitel 3.4.2. Realisiert wird die AR-Schicht aus wechselnden Schichten von Ta_2O_5 und SiO_2.

Wachstum der SAM-Strukturen

Der Herstellungsprozess ist bei den sättigbaren Absorbern wesentlich einfacher, da das „Top-Emitter“-Design verwendet wird. Der SAM wird nicht optisch gepumpt und die nichtsättigbaren Verluste bei der Wellenlänge des modengekoppelten Lasersystems sind idealerweise sehr gering. Daher ist die Wärmeabfuhr nicht kritisch. Man kann den sättigbaren Absorber daher in der normalen Reihenfolge, d.h. zuerst den Bragg-Spiegel und dann die Region mit dem InGaAs-QW auf das Substrat wachsen. Das Substrat bleibt zwischen SAM und Wärmesenke.

[1]Der Name GRIN wurde bei den Kantenemittern eingeführt. Bei Kantenemittern besteht der Wunsch die Eigenschaften der Struktur für das optische Feld von denen für die Elektronen zu trennen [119]. Dies kann mit einer Struktur realisiert werden, bei welcher der Wellenleiter für die Laserstrahlung aus einer GRIN-Struktur besteht [120]. Bei Scheibenlasern könnte die Bezeichnung GRIN und STIN für die Laserstrukturen falsch verstanden werden, weil das Brechungsindexprofil nicht entscheidend ist. Interessant ist bei Scheibenlasern das Profil der Bandkante. Trotzdem wird diese Bezeichnung verwendet, da die Terminologie bei Kantenemittern für derartige Strukturen schon etabliert ist.

Aufbau verschiedener sättigbarer Absorberspiegel

Es wurden verschiedene sättigbare Absorberspiegel untersucht: Implantierte SAMs (I-SAM) und Oberflächen SAMs (O-SAM). Beim I-SAM ist der absorbierende $In_{20}Ga_{80}As$-QW in GaAs eingebettet. Die Dicke der GaAs-Schicht bis zum Bragg-Spiegel beträgt 74 nm. Dies entspricht bei der angestrebten Laserwellenlänge genau einer $\lambda/4$-Schicht. Die GaAs-Schicht an der Oberfläche ist 63 nm dick. Zusammen mit dem 10 nm breiten InGaAs-QW ergibt sich ebenfalls eine $\lambda/4$-Schicht. Damit liegt der QW ungefähr im Maximum der sich ausbildenden stehenden Welle, d.h. relativ mittig in dem durch den Bragg-Spiegel und die nicht entspiegelte Oberfläche gebildeten Resonator. Bei den I-SAMs handelt es sich um As ionenimplantierte SAMs. Die dadurch erzeugten Störstellen zwischen Valenz- und Leitungsband erhöhen die Rekombinationsgeschwindigkeit. Die As Dosis zur Implantierung beträgt $2.5 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} bei einer Energie von 150 keV. Die anschließende 20-minütige Temperung wird bei 600 °C durchgeführt um die volle Wirkung der As-Implantation zu entfalten.

Mit dem O-SAM wurde ein alternativer Ansatz getestet. Der InGaAs-QW ist ebenfalls in GaAs eingebettet, allerdings beträgt die GaAs-Schicht an der Oberfläche lediglich 2-5 nm. Die GaAs-Schicht zum Bragg-Spiegel hat eine Dicke von 74 nm, also wieder eine $\lambda/4$-Schicht für 1030 nm. Auf einige dieser Strukturen wird noch eine 108 nm dicke SiN-Schicht aufgebracht, die zusammen mit dem 10 nm dicken InGaAs-QW und der 2-5 nm dicken GaAs-Schicht wiederum eine $\lambda/4$-Schicht ergibt. Bei anderen O-SAMs ist die SiN-Schicht 236 nm dick. Dementsprechend liegt der QW bei diesen O-SAMs nicht im Bauch des elektrischen Feldes. Kurze Relaxationszeiten ergeben sich bei diesem Ansatz aus der Nähe des absorbierenden QWs zu den Streuzentren an der Oberfläche. Der Brechungsindex von SiN mit ca 1.95 entspricht ungefähr der Wurzel des Brechungsindexes n=3.5 von GaAs. Die Schichtdicke von 108 nm SiN entspricht fast einer $\lambda/4$-Schicht. Daher wirkt die 108 nm dicke SiN-Schicht zusätzlich als AR-Schicht.

Um die O-SAMs spektral zu verschieben wurde der In-Gehalt des InGaAs-QWs variiert. Die Dicke des QWs wurde möglichst konstant gehalten. Mittels Röntgenbeugungsexperimenten wurde folgende(r) In-Gehalt/Schichtdicke gemessen: 18.0 % / 9.0 nm (SAM1), 18.8 % / 9.0 nm (SAM2) und 22.5 % / 9.5 nm (SAM3). Für die Anwendung dieser SAM Versuchsreihe im modengekoppelten Laser, siehe Kapitel 5.3.

3.2 Charakterisierung der Halbleiterscheibenlaserstrukturen

Der folgende Abschnitt widmet sich der Untersuchung der Laserstrukturen. Zur ersten Charakterisierung der Halbleiterproben werden Photolumineszenzmessungen eingesetzt. Für den Vergleich der STIN- und der GRIN-Struktur sind zeitaufgelöste Photolumineszenzexperimente interessant um die unterschiedlichen Eigenschaften herauszuarbeiten. Neben Photolumineszenzexperimenten werden Photostrommessungen durchgeführt um die SCDLs spektral zu charakterisieren. Photostrommessungen an SCDLs haben den Vorteil zu einem frühen Zeitpunkt im Produktionsprozess bereits verlässliche Ergebnisse zu liefern. Der technologisch umständliche und schwierige Prozess, die SCDL-Struktur auf die Wärmesenke aufzulöten, macht eine Charakterisierung der Homogenität dieser Strukturen notwendig. Mit optischer Interferometrie lässt sich die Krümmung der Oberfläche sehr gut vermessen. Die spektrale Homogenität wird mittels Kathodolumineszenzmessungen überprüft. Experimente mit Röntgenstrahlen erlauben einen Blick nicht nur auf die Oberfläche, sondern auch in die Struktur hinein.

3.2.1 Photolumineszenz

Photolumineszenz (PL)-Experimente können bei den nach der Bottom-up-Methode hergestellten SCDLs erst nach dem Abätzen des Substrats erfolgen. Vorher sind PL-Messungen aufgrund der Lage der QWs zwischen Substrat und Bragg-Spiegel nicht realisierbar. Die PL-Messungen erfolgen somit erst an der fertigen Laserstruktur. Interessant sind PL-Messungen deshalb weil sie eine Aussage über die spektrale Verstärkung der Laserstruktur treffen. Man kann die spektrale Position abschätzen, an welcher Lasertätigkeit erwartet wird. Für die Anregung von Nichtgleichgewichtsträgern bei den PL-Messungen wird ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser bei 532 nm eingesetzt. Die Halbleiterstruktur wird somit weit oberhalb der Bandlücke angeregt. In Abbildung 3.2 ist die PL Messung einer 12-QW-SCDL-Struktur mit und ohne AR-Schicht gezeigt. Der Wegfall der GTI-Struktur führt im Falle der AR-Beschichtung zu einer deutlich breiteren Photolumineszenzkurve (FWHM = 29.2 nm) verglichen mit dem Fall ohne AR-Beschichtung (FWHM = 10.4 nm). Die Energie oder Wellenlänge der Photolumineszenz wird durch die Bandstruktur des QWs bestimmt und kann nach Gleichung 2.10 berechnet werden, da die PL typischerweise nahe des energetisch niedrigsten optischen Übergangs auftritt. Für die in Abb. 3.2 gezeigte Struktur liegt die PL bei ca. 1028 nm (SCDL mit AR) bzw. 1029 nm (SCDL ohne AR).

Das Maximum der Emission und das Maximum der Absorption muss nicht bei der gleichen Wellenlänge liegen. Das Auffüllen der Bänder mit Nichtgleichgewichts-

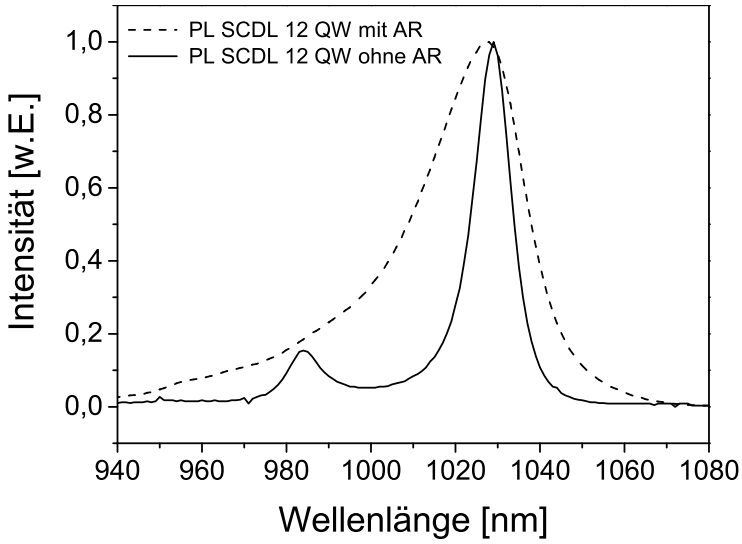


Abbildung 3.2: *Photolumineszenzmessung einer 12-QW-SCDL-Struktur mit und ohne AR-Schicht bei einer Anregungswellenlänge von 532 nm.*

ladungsträgern und die Änderung der Ladungsträgerverteilung durch Erhöhen der Temperatur führt zur Blauverschiebung der Emission. Die Emission liegt damit energetisch höher als die Absorptionskante des nicht angeregten Materials. Im Gegensatz dazu führen Vielteilcheneffekte (z.B. Exzitonen, Bandlückenrenormierung) und Ladungsträgerlokalisierung zur Rotverschiebung der Emission. Für einen systematischen Vergleich von Emission und Absorption der SCDL-Strukturen siehe Kapitel 3.2.3.

3.2.2 Zeitaufgelöste Photolumineszenz

Ein besseres Verständnis für die Unterschiede der STIN- und GRIN-SCDL-Strukturen liefern vor allem die zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen. Dabei erfolgt die Anregung der SCDL-Strukturen mit kurzen Lichtimpulsen. Anschließend wird der Anstieg des Photolumineszenzsignals gemessen. Die spektrale Filterung des PL-Signals sorgt dafür, dass nur der PL-Beitrag des QWs gemessen wird. Als Anregungsquelle wird ein Ti:Saphir Lasersystem bei einer Zentralwellenlänge von 800 nm, einer Lichtimpulsdauer von ca. 80 fs und einer Repetitionsrate von 81 MHz verwendet. Die Fluenz auf der Probe beträgt ca. 25 nJ/cm^2. Mit Hilfe der Absorptionseffizienz $\eta = 66.6$ % der 6-QW-STIN-Struktur (zweifacher Durchgang; 30 % Reflexion am Bragg-Spiegel) und der Dicke der aktiven Region von $L = 879$ nm berechnet man eine mittlere Anregungsdichte von $n_{\mathrm{ex}} = 7.6 \cdot 10^{14}/\mathrm{cm}^3$. Für die

6-QW-GRIN-Struktur ergibt sich mit der kleineren Absorptionseffizienz $\eta = 40.2$ % bei geringer Anregeintensität und einer Dicke der aktiven Region von $L = 906$ nm eine mittlere Anregungsdichte von $n_{\mathrm{ex}} = 4.5 \cdot 10^{14}/\mathrm{cm}^3$. Detektiert wird die Photoluminszenz mit einer Streak- Kamera. Die zeitliche Auflösung der Streak-Kamera, also die Halbwertsbreite des detektierten Anregeimpulses, beträgt ca. 8 ps. Der zeitliche Nullpunkt wird auf das Maximum des Anregeimpulses gesetzt.

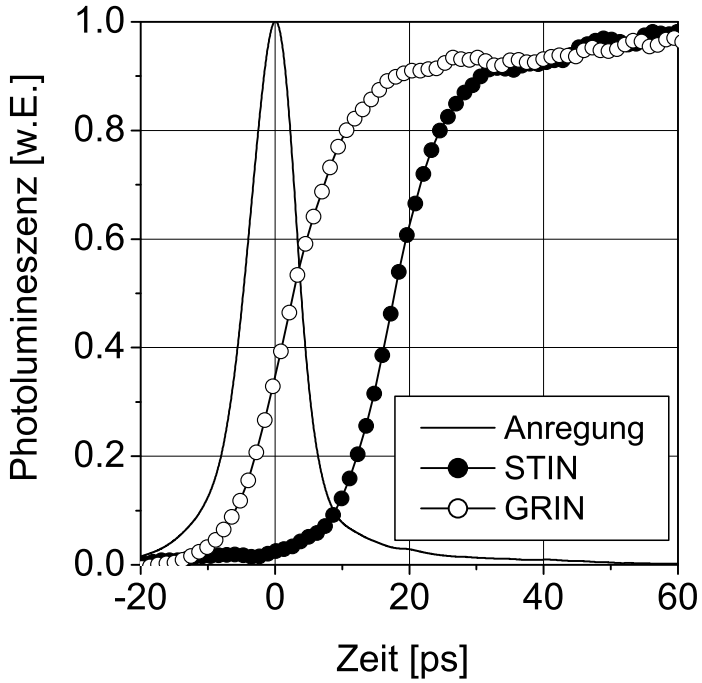


Abbildung 3.3: *Zeitaufgelöste Photolumineszenzmessungen mit einer GRIN- und einer STIN-Struktur.*

Abbildung 3.3 zeigt den Vergleich der zeitlich aufgelösten normierten Photolumineszenz nach dem Anregeimpuls für die STIN- und die GRIN-Laserstruktur. Während die GRIN-SCDL-Struktur nur 3 ps benötigt um 50 % der maximalen Photolumineszenz zu erreichen beträgt die Zeit für die STIN-SCDL-Struktur 18 ps. Die Zeit um 50 % der maximalen PL Intensität zu erreichen liegt für die GRIN-Halbleiterscheibenlaserstruktur damit innerhalb der Auflösungsgrenze des Aufbaus, die durch die zeitliche Auflösung der Streak-Kamera gegeben ist. Eine Abschätzung der Relaxation der Nichtgleichgewichtsladungsträger durch den Photolumineszenzzerfall liefert für beide Strukturen Relaxationszeiten von 2.0 - 2.5 ns.

Folgende Interpretation des Versuchsergebnisses liegt bei Kenntnis der strukturellen Unterschiede beider Halbleiterscheibenlaserstrukturen nahe. Die Anregung erfolgt hauptsächlich in den GaAs-Barrieren. Bei der STIN-Laserstruktur gelangen die Ladungsträger durch Drift und Diffusion in die QWs, von wo aus die PL erfolgt. Dieser Prozess erklärt die Dauer von 18 ps, bevor 50 % der maximalen PL erreicht werden. Auch bei der GRIN-SCDL-Struktur erfolgt die Anregung hauptsächlich in den Barrieren. Der Gradient der Bandkante sorgt bei der GRIN-Struktur für eine schnellere Drift der Ladungsträger in die QWs. Dies erklärt die um fast eine Größenordnung kürzere Zeit innerhalb der 50 % der maximalen PL erreicht werden.

Ein Teil der Pumpstrahlung wird direkt in den QWs absorbiert, ein anderer von den Barrieren. Daher folgt eine quantitative Berechnung der Absorption der Pumpstrahlung von 808 nm (1.535 eV) beim einmaligen Durchgang durch die Halbleiterscheibenlaserstruktur. Der Absorptionskoeffizient der InGaAs-QW wird über den Absorptionskoeffizienten $\alpha = 18000$ cm^{-1} des Volumenhalbleiters nach oben abgeschätzt [121]. Die STIN-SCDL-Struktur besitzt 6 QWs mit einer Dicke von jeweils 8 nm. Über folgende Gleichung lässt sich die Absorption A abschätzen:

$$A = 1 - T = 1 - \frac{I}{I_0} = 1 - e^{-\alpha l} \tag{3.1}$$

Dabei ist T die Transmission, I die Intensität und I_0 die Anfangsintensität der Pumpstrahlung. In den InGaAs-QWs werden demnach 8.3 % der Pumpstrahlung absorbiert. Berechnet man die Absorption der GaAs-Schichten mit einer gesamten Länge $l = 756$ nm und einem Absorptionskoeffizienten von $\alpha = 10783$ cm^{-1} [122], so ergibt sich ein Wert von $A = 55.7$ %. Das Verhältnis von Absorption der GaAs-Barrieren zur Absorption der InGaAs-QWs beträgt ca. 7:1. Damit erwartet man für die STIN-SCDL-Struktur zum Zeitpunkt der maximalen Anregeintensität ca. 12.5 % der maximalen Intensität. Zu beobachten sind aber lediglich 3 % . Eine Erklärung für diese Abweichung könnte der verwendete InGaAs-Absorptionskoeffizient sein. Die Zustandsdichte für den QW ist geringer als im 3D Fall. Daher ist der korrekte Absorptionskoeffizient für den QW notwendigerweise geringer. Des Weiteren ist die Relaxation der mit 808 nm weit oben ins Leitungsband angeregten Ladungsträger nicht instantan.

Der Anteil der Absorption der Pumpstrahlung in den 6 InGaAs-QWs der GRIN-SCDL-Struktur kann ebenfalls mit 8.3 % abgeschätzt werden. In den Barrieren mit dem variierenden Al-Gehalt wird jedoch nur ein Anteil der Pumpstrahlung von 27.5 % absorbiert. Damit ist auch das Verhältnis von der Absorption in den Barrieren zu der Absorption in den QWs mit ca. 3:1 geringer als bei der STIN-SCDL-Struktur. Allerdings wird auch bei der GRIN-Halbleiterscheibenlaserstruktur der größere Anteil in den Barrieren absorbiert.

3.2.3 Photostrom

Für die nach der Bottom-up-Methode hergestellten SCDLs ist eine direkte Charakterisierung der aktiven Region unmittelbar nach dem Wachstum schwierig, da sich die QWs zwischen Bragg-Spiegel und Substrat befinden. Normale PL-Messungen sind deswegen unmöglich. Andere Versuche wie beispielsweise PL-Messungen von der Seite, also horizontal zu den QWs, sind ebenfalls ungeeignet, da die Reflexion der Kanten wie ein Resonator wirkt. Die PL wird somit maßgeblich durch die Resonanz des Resonators beeinflusst.

Um dieses Problem zu umgehen kommen Photostrom-Messungen (PC: **P**hoto **C**urrent) zum Einsatz. Hier können die Halbleiterstrukturen noch vor dem Aufbringen auf die Wärmesenke vermessen werden. PC-Messungen stellen eine Form der Absorptionsspektroskopie dar. Die Halbleiterproben werden von der Seite, d.h. parallel zu den QWs angeregt. Durch Absorption bilden sich Nichtgleichgewichtsladungsträger. Dadurch kann ein Photostrom senkrecht zu den QWs gemessen werden. Diese Technik zur Charakterisierung der Absorption von optoelektronischen Bauelementen wird seit langem eingesetzt [123, 124] und ist bestens für Solarzellen [125, 126], Diodenlaser [127, 128] oder auch SCDL- und SAM-Strukturen geeignet. Den prinzipiellen Versuchsaufbau, d.h das PC Fourier-Transform-Spektrometer, zeigt Abbildung 3.4. Im Wesentlichen besteht der Aufbau aus einem BRUKER-IFS66v-FT-Spektrometer. Das breitbandige Licht einer Halogenlampe (150 W) durchläuft ein

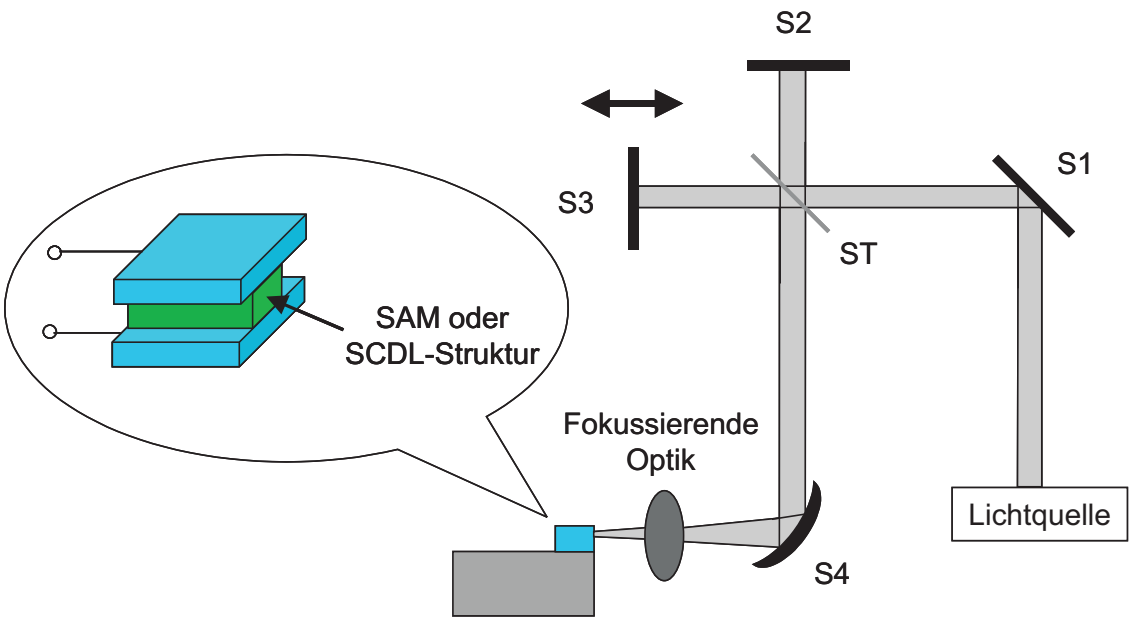


Abbildung 3.4: *Prinzip der Photostrommessung.*

Michelson-Interferometer. Das Michelson-Interferometer besteht wie in Abbildung 3.4 gezeigt aus einem festen Spiegel (S2), einem beweglichen Spiegel (S3) und dem Strahlteiler (ST). Nach dem Durchgang durch das Interferometer wird das Licht über einen gekrümmten Spiegel (S4) und weitere optische Elemente parallel der QWs auf das zu untersuchende Laserbauelement fokussiert. Thermische Schwankungen werden mit einer Peltier gekühlten Halterung der Halbleiterbauelemente vermieden. Das auf die Probenoberfläche eingestrahlte Licht induziert ein photoelektrisches Signal. Dieser Strom wird über geeignete Elektroden, die mechanisch an Ober- und Unterseite des SCDL bzw. SAM befestigt sind, gemessen. Zuerst wird der Strom mit einem Vorverstärker (Stanford Research SR 570) verstärkt. Unter Kenntnis der

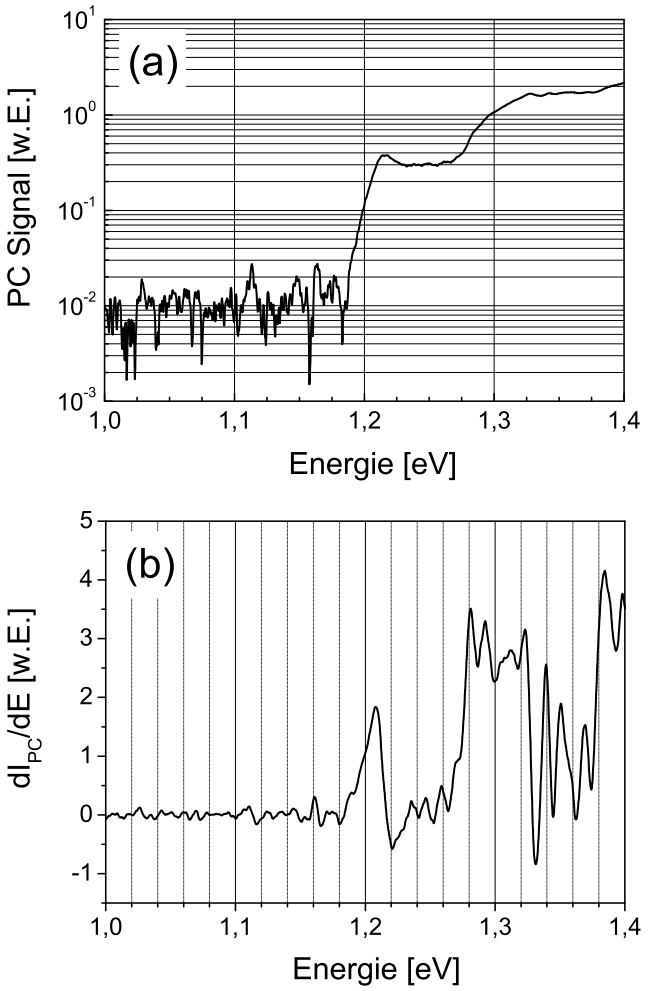


Abbildung 3.5: *(a) Photostrommessung mit einer 6-QW-STIN-SCDL-Struktur, (b) erste Ableitung der Photostrommessung nach der Energie.*

Bewegung des Spiegels S3 führt die Elektronik bzw. die Software des Spektrometers die Fouriertransformation durch um das PC-Spektrum zu ermitteln. Die spektrale Auflösung des Spektrometers im interessanten Bereich um 1030 nm ist besser als 0.06 meV.

Abbildung 3.5a zeigt eine PC-Messung einer 6-QW-SCDL-Struktur. Die niederenergetischste Resonanz findet man über die erste Ableitung des PC-Spektrums nach der Energie, siehe Abbildung 3.5b. Die erste exzitonische Resonanz befindet sich demnach bei dieser 6-QW-SCDL-Struktur bei 1.208 eV (1026 nm).

Interessant ist der Vergleich der spektralen Position des Maximums der Photolumineszenz zur spektralen Position des niederenergetischsten Übergangs, bestimmt durch Photostrommessungen. Für verschiedene 6- und 12-QW-SCDL-Strukturen ist dieser Vergleich in Abbildung 3.6 dargestellt (runde Punkte). Im Falle gleicher spektraler Position von PL-Maximum und PC-Maximum müssten die Messpunkte entlang der Diagonalen (gestrichelte Linie) angeordnet sein. Wie man anhand des Fits durch die Messpunkte (durchgezogene Linie) erkennen kann, ist die Photolumineszenz um ca. 10 meV gegenüber der PC-Messung ins Blaue verschoben. Der Unterschied der PL- und PC-Maxima kann durch die thermische Verteilung der Elektronen im Leitungsband erklärt werden. Die mittlere Verschiebung des Maximums der Photolumineszenz ist hier etwas kleiner als die Verschiebung im 3D Fall um $1/2\ k_B T = 12.6$ meV.

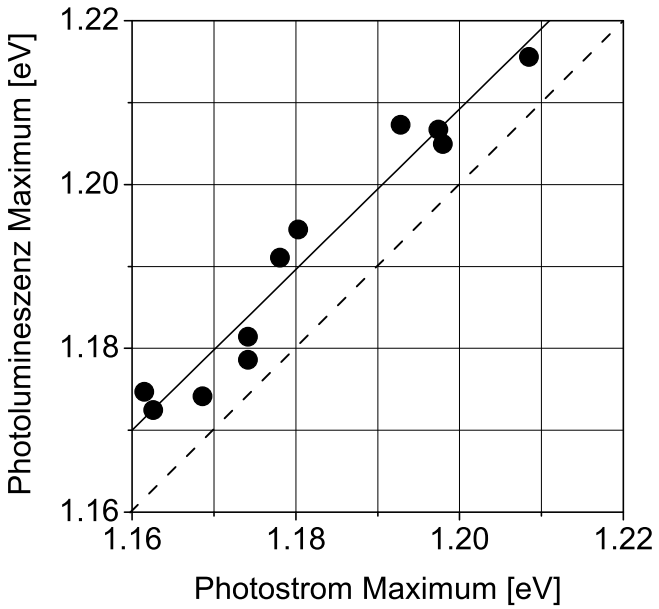


Abbildung 3.6: *Vergleich von Photolumineszenz- und Photostrommessungen an Halbleiterscheibenlaserstrukturen.*

3.2.4 Oberflächencharakterisierung mittels Interferometrie

In Kapitel 3.1 wurde erläutert, wie die SCDL-Laserstrukturen auf die Wärmesenke aufgelötet werden. Dieses Vorgehen ist notwendig, da sich dadurch eine SCDL-Struktur realisieren lässt, bei der die Wärmeabfuhr durch das fehlende Substrat erheblich verbessert ist. Interessant ist es zu untersuchen, ob eine ausreichende Homogenität der Halbleiterscheibenlaserstruktur erhalten bleibt. Dieser Frage widmen sich die nächsten drei Kapitel. Zuerst werden Messungen zur Krümmung und zur Rauheit der SCDL-Oberfläche vorgestellt. Zum Einsatz kam ein auf dem Phase-Shift-Prinzip basierendes ZYGO^{TM}-Interferometer. Die verwendete Lichtquelle besitzt eine relativ geringe Kohärenzzeit (Weißlichtquelle mit Spektralfilter, Bandbreite einige nm, Zentralwellenlänge 616 nm bzw. 645 nm). Der interne Aufbau entspricht einem Michelson-Interferometer mit Mikroskopobjektiv, d.h. der von der Probenoberfläche reflektierte Strahl wird auf eine CCD-Kamera abgebildet, wo er mit einem Referenzstrahl interferiert. Die max. Messfläche entspricht in etwa der Größe der SCDL-Struktur von $2 \cdot 2$ mm^2. Das Objektiv wird mit einem Piezotranslator gesteuert. Die entstehenden Interferenzringe (Korrelogramme über die Kohärenzlänge des Lichts von wenigen Mikrometern) werden mit einer Ringanalyse Software ausgewertet und liefern das Höhenprofil der Struktur sowie weitere relevante Daten wie beispielsweise die rms-Rauheit.

Die in Kapitel 3.1 beschriebenen Methoden des Aufbringens der SCDL-Struktur auf die Wärmesenke werden nun miteinander verglichen. Zunächst werden SCDL-Strukturen untersucht, die mittels der konventionellen Prozessierungstechnik hergestellt werden. Ein typisches Beispiel zeigt Abbildung 3.7a. Im oberen Teil der Abbildung ist die Interferometriemessung zu sehen. Die sattelförmige Oberfläche kann durch den inhomogenen Anpressdruck an nur zwei Seiten erklärt werden. Im unteren Teil der Abbildung sind Schnitte durch diese Oberfläche gezeigt. Anhand dieser Schnitte berechnet man einen Krümmungsradius von $R_x = -1.1$ m für den x-Schnitt und für den y-Schnitt erhält man einen Wert von $R_y = 0.7$ m. Die Rauheit, also der rms-Wert (rms: **r**oot **m**ean **s**quare) der Oberflächenunebenheiten ist < 3 nm. Dabei ist der rms-Wert folgendermaßen definiert:

$$x_{\mathrm{rms}} := \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \Delta x_i^2} \tag{3.2}$$

In Abbildung 3.7b ist die Interferometriemessung einer Halbleiterscheibenlaserstruktur zu sehen, die mit Hilfe eines Flip-Chip-Bonders auf die Wärmesenke aufgelötet wurde. Mit dieser Methode erhält man typischerweise eine muldenförmige Oberfläche. Die rms-Rauheit beträgt hier ebenfalls < 3 nm. Die aus dem x- und y-Schnitt berechneten Krümmungsradien sind $R_x = 3.6$ m und $R_y = 2.8$ m.

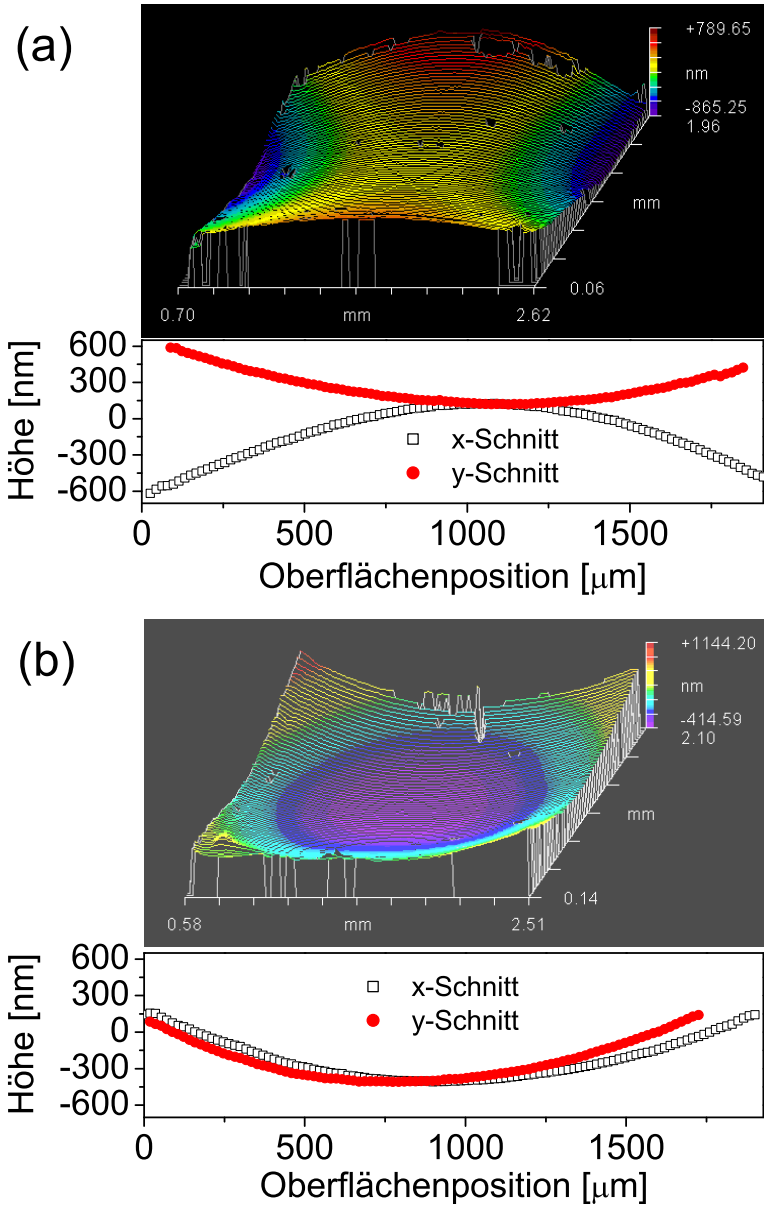


Abbildung 3.7: *Oberflächenuntersuchung der unterschiedlich aufgelöteten Halbleiterscheibenlaserstrukturen mittels Interferometrie. (a) zeigt eine nach der konventionellen und (b) eine nach der Flip-Chip-Methode aufgelötete Halbleiterscheibenlaserstruktur. Unten in Graphik (a) und (b) ist jeweils der x- und y-Schnitt zu sehen.*

Der Vergleich von mehreren SCDL-Strukturen beider Herstellungsarten bestätigt die immer sattelförmige Oberfläche für die konventionelle Methode und die muldenförmige Oberfläche mit etwas größeren Krümmungsradien für die Aufbringungstechnik mit dem Flip-Chip-Bonder. Als Fazit lässt sich ziehen, dass ein möglichst homogener Anpressdruck beim Auflöten der Halbleiterstruktur auf die Wärmesenke vorteilhaft für eine möglichst homogene ebene Oberfläche ist. Die Flip-Chip-Methode ist zu bevorzugen, da der Krümmungsradius bei dieser Technik größer ist und außerdem immer das gleiche Vorzeichen besitzt.

3.2.5 Kathodolumineszenz

Eine weitere Möglichkeit die Homogenität der Halbleiterscheibenlaserstrukturen zu charakterisieren bildet die spektral- und ortsaufgelöste Messung der Kathodolumineszenz. Bei dieser Messung werden Elektronen auf 20 keV beschleunigt und auf die SCDL-Struktur fokussiert. Anschließend wird die Lumineszenz detektiert. Je größer die Energie der Elektronen, desto besser ist die Auflösung. Allerdings hängt die Auflösung ebenfalls von der Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger ab. Bei diesen Messungen wurde eine Auflösung von $1 \cdot 1$ μm^2 erreicht. Die spektrale Auflösung des Monochromators beträgt 0.5 nm. Für die laterale Verteilung der Messpunkte wurde eine Schrittweite von 400 μm gewählt. Die gesamte Anzahl der vermessenen Punkte lag damit bei 5 mal 5 für die $2 \cdot 2$ mm^2 große Halbleiterscheibenlaserstruktur. Um die Lichtausbeute zu erhöhen wurde eine Temperatur von 80 K eingestellt. Die detektierte Kathodolumineszenzstrahlung ist damit gegenüber den normalen PL-Messungen bei Raumtemperatur stark ins Blaue verschoben.

Untersucht werden dieselben Strukturen wie bei den Interferometriemessungen im Kapitel zuvor. In Abbildung 3.8 ist die Kathodolumineszenzwellenlänge gegen den Ort aufgetragen. Für beide Halbleiterscheibenlaserstrukturen beträgt der dargestellte Wellenlängenbereich der Kathodolumineszenzstrahlung 5 nm. Abbildung 3.8a zeigt die Messung für die SCDL-Struktur, die nach der konventionellen Methode aufgelötet wurde. Zu sehen ist eine inhomogene Verteilung der Kathodolumineszenzwellenlänge über den Ort. Die mittlere Wellenlängenabweichung beträgt 1.23 nm.

In Abbildung 3.8b ist die Kathodolumineszenzmessung der Halbleiterscheibenlaserstruktur dargestellt, die mit Hilfe des Flip-Chip Bonders auf die Wärmesenke aufgelötet wurde und die bereits in Kapitel 3.2.4 untersucht wurde, siehe Abbildung 3.7b. Die mittlere Abweichung der Kathodolumineszenzwellenlänge beträgt 0.87 nm, also etwas geringer als für die konventionelle Technik. Der Vergleich einiger SCDL-Strukturen zeigt für die mit dem Flip-Chip Bonder aufgelöteten Strukturen die geringeren Wellenlängenschwankungen.

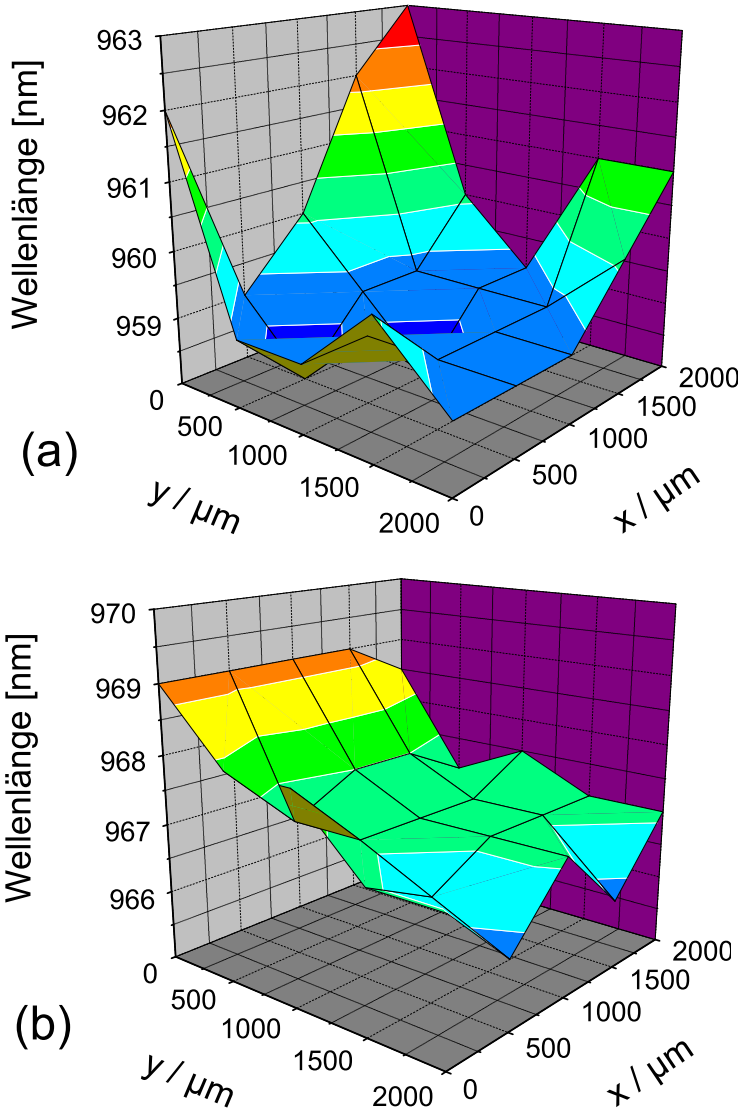


Abbildung 3.8: *Kathodolumineszenzmessung mit (a) konventionell aufgelöteter und (b) mit Hilfe eines Flip-Chip Bonders aufgelöteter SCDL-Struktur.*

3.2.6 Röntgenbeugung

Die Röntgenbeugungsexperimente stehen ebenfalls im Zusammenhang mit der in Kapitel 3.1 beschriebenen Prozessierungstechnik der SCDLs und der in den letzten beiden Kapiteln diskutierten Homogenität der SCDL-Strukturen. Interessant ist die Möglichkeit mit den Röntgenstrahlen tief (d.h. einige μm) in die Struktur einzudringen. Es lassen sich damit Informationen über Deformationen, Verspannungen und Defekte der Halbleiterkristalle über die gesamte Dicke der Struktur gewinnen. Insbesondere interessant ist der Vergleich mit den Interferometriemessungen, bei denen die Erkenntnisse über die Form lediglich von der Oberfläche der Halbleiterscheibenlaserstrukturen erzielt werden.

Durchgeführt wurden die Röntgenbeugungsexperimente mit der EDR-Strahllinie am Bessy Synchrotron. Die Weißlicht-Synchrotronstrahlung hat ihr Maximum bei ca. 8 keV. Der Einfallswinkel auf die Halbleiterscheibenlaserstruktur beträgt ca. 33°. Die Spotgröße des einfallenden Strahls kann mit ca. $100 \cdot 100$ μm^2 angegeben werden. Detektiert wird der gebeugte Röntgenstrahl mit einer CCD-Kamera. Die SCDL-Struktur wirkt dabei wie ein Monochromator und selektiert die Wellenlänge die das Bragg-Gesetz erfüllt. Es werden einzelne Punkte auf der Oberfläche in typischerweise 200 μm Schritten vermessen. Die Oberfläche wird so in x- und y-Richtung abgetastet. Bei einer ideal ebenen Probe wird sich der Beugungswinkel durch Verschieben der Probe nicht verändern. Ist die Probe jedoch gekrümmt oder gibt es sonstige Abweichungen des Kristallgitters mit dem Ort, etwa durch Verspannungen, so wird sich der Beugungswinkel verändern. Aus diesen Änderungen lassen sich Rückschlüsse auf die Struktur ziehen.

Ein Vergleich der beiden unterschiedlichen Techniken die SCDL-Struktur auf die Wärmesenke zu löten ergibt folgendes Ergebnis: Man erhält jeweils die gleiche charakteristische Form wie schon bei den Interferometriemessungen, d.h. sattelförmig bei der konventionellen Methode und muldenförmig bei Verwendung des Flip-Chip Bonders. Bei der Röntgenbeugung wird die Information von der gesamten Dicke der Struktur gewonnen. Im Gegensatz dazu enthalten die Interferometriemessungen nur Informationen von der Oberfläche. Daraus lässt sich schließen, dass die SCDL-Struktur in sich nicht verändert wird, d.h. keine signifikanten Defekte oder Verspannungen innerhalb der Halbleiterstrukturen ausbildet. Die SCDL-Struktur liegt als dünner Film mit der jeweils charakteristischen Form auf dem Lot das zum Aufbringen auf die Wärmesenke nötig ist.

3.3 Charakterisierung des sättigbaren Absorberspiegels

Sättigbare Absorber werden für die Initialisierung und die Stabilisierung (gegenüber dem cw-Durchbruch) des modengekoppelten Betriebs des Lasers benötigt [83, 87]. Für diese Aufgaben muss der sättigbare Absorber durch hohe Fluenzen gesättigt werden, damit der Betrieb mit kurzen energiereichen Lichtimpulsen, wie sie im modengekoppelten Fall auftreten, gegenüber dem Dauerstrichbetrieb des Lasers bevorzugt wird. Zudem sind die SAMs oft auch maßgeblich an der Impulsformung beteiligt, wenn der Impulsformungsprozess nicht durch die Bildung von Solitonen oder durch andere Prozesse dominiert wird.

Die spektrale Charakterisierung erfolgt für diese Halbleiterelemente zunächst ebenfalls mittels PC und PL. Auf die spektrale Charakterisierung wird aber an dieser Stelle nicht mehr eingegangen, da sie im Kapitel über die Halbleiterscheibenlaserstrukturen bereits ausreichend vorgestellt wurde. Die Untersuchung der Relaxationszeiten der sättigbaren Absorber wird mit Pump-Probe-Experimenten durchgeführt. Im Anschluss daran wird die Messung der nichtlinearen Reflektivität vorgestellt, mit der sich die wichtigen Parameter wie die Sättigungsfluenz F_{sat} oder die Modulationstiefe ΔR gewinnen lassen.

3.3.1 Pump-Probe-Experimente

Zur Bestimmung der Relaxationszeiten kommt die Pump-Probe-Technik zum Einsatz. Dabei wird der QW des sättigbaren Absorbers mit einem Lichtimpuls angeregt (Pump-Impuls). Danach werden die hervorgerufenen Absorptionsänderungen mit einem zweiten zeitlich verzögerten Lichtimpuls (Probe-Impuls) abgefragt. Verwendet wird ein nicht-kollinearer Versuchsaufbau mit gekreuzter Polarisation von Pump- und Probestrahl. Mit diesem Aufbau können Interferenz-Effekte vermieden werden. Als Lichtimpulsquelle dient ein Nd:Glas Laser (High-Q, Modell IC-127) mit einer Repetitionsrate von 75 MHz, einer Zentralwellenlänge von ca. 1060 nm und einer Impulsdauer von < 200 fs. Mit Hilfe eines Strahlteilers werden die Lichtimpulse der Pumpquelle in Pump-Impulse und Probe-Impulse energetisch im Verhältnis 10:1 aufgespalten. Auf dem sättigbaren Absorberspiegel werden die beiden Lichtimpulse wieder überlagert. Die Fluenz des Pump-Impulses auf dem sättigbaren Absorber beträgt 4 μJ/cm^2. Mit dem Absorptionskoeffizienten des InGaAs-Volumenhalbleiters $\alpha = 7000$ cm^{-1} kann man die Anregungsdichte n_{ex} im QW mit $3 \cdot 10^{17}$ cm^{-3} nach oben abschätzen. Der zweimalige Durchgang durch die Probe wurde berücksichtigt, wobei eine 100 % Reflexion des Bragg-Spiegels vorausgesetzt wurde. Die zeitliche Verzögerung $\Delta\tau$ zwischen Pump- und Probe-Impuls wird über einen Retro-Reflektor

im Pumpstrahlengang realisiert. Das Signal des Probe-Impulses wird nach der Reflexion am sättigbaren Absorberspiegel mit einem Photodetektor (New Focus, Nirvana) gemessen. Ein Lock-In-Verstärker-System mit Chopper im Pumpstrahlengang sorgt für die ausreichende Sensitivität des Aufbaus.

Nach der Anregung eines Halbleiters mit einem ultrakurzen Lichtimpuls gibt es verschiedene Stufen der Relaxation bevor sich der Halbleiter wieder im thermischen Gleichgewicht befindet. Nach [129] existieren vier verschiedene zeitlich überlappende Regime. Dabei hängen die Relaxationszeiten in den unterschiedlichen Regimen von Parametern wie der Bandstruktur, der Überschussenergie der Photonen, der Art der Anregung (freien Ladungsträgern oder Exzitonen), der Anregungsdichte oder der Kristallgittertemperatur ab. Die schnell ablaufenden unterschiedlichen Prozesse bei der Thermalisierung und Intrabandrelaxation können mit den durchgeführten Pump-Probe-Messungen nicht aufgelöst werden.

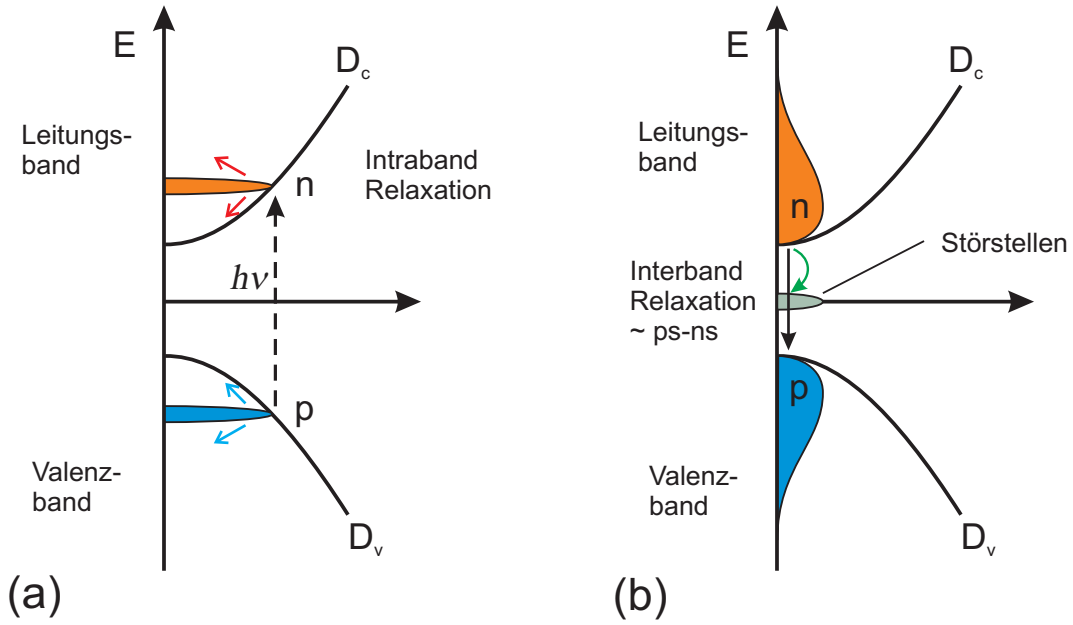


Abbildung 3.9: *Skizze zur Interpretation der Relaxationszeiten der sättigbaren Absorber nach [17,130]. (a) Ladungsträgerdichten nach der optischen Anregung. (b) Ladungsträgerdichten nach der Thermalisierung. Die Dauer der Interbandrelaxation wird durch die Störstellen verkürzt.*

Folgendes vereinfachtes Modell ist für einen Volumenhalbleiter (eigentlich müsste ein QW betrachtet werden) schematisch in Abbildung 3.9 dargestellt. Abbildung 3.9a beschreibt die Ladungsträgerdichten nach der optischen Anregung. Dabei ist

die spektrale Form der Elektronendichte n und der Löcherdichte p durch die optische Anregung gegeben. D_c ist die Zustandsdichte der Elektronen im Leitungsband und D_v ist die Zustandsdichte der Löcher im Valenzband. Die Thermalisierung und Intrabandrelaxation der Ladungsträger dauert nur einige hundert Femtosekunden. Nach der Thermalisierung und Intrabandrelaxation erwartet man eine spektrale Ladungsträgerverteilung wie sie in Abbildung 3.9b zu sehen ist. Die Elektronendichte $n(E,T)$ kann jetzt durch eine Temperatur T mit folgender Formel beschrieben werden:

$$n(E,T) = \int_{E_c}^{E} D_c(E') f_2(E',T) dE' \tag{3.3}$$

Dabei wird vom Beginn des Leitungsbandes E_c bis zur Energie E integriert. Ganz analog lässt sich die Löcherdichte im Valenzband beschreiben:

$$p(E,T) = \int_{E}^{E_v} D_v(E')(1 - f_1(E',T)) dE' \tag{3.4}$$

Zur Berechnung der Besetzung des Valenzbandes mit Löchern wird von der Energie E bis zum Ende des Valenzbandes E_v integriert. Die Fermifunktionen sind in den Gleichungen 2.14 und 2.15 definiert. Über die Gleichung

$$E_{Fc} = E_c + k_B T \ln\left(e^{\frac{n_{ex}\pi\hbar^2 L_{qw}}{m k_B T}} - 1\right) \tag{3.5}$$

kann die Lage des Ferminiveaus im Leitungsband abgeschätzt werden [131]. Mit einer effektiven Masse $m = 0.059 \cdot m_e$ (m_e: freie Elektronenmasse), einer Temperatur $T = 300$ K und einer QW mit der Dicke $L_{qw} = 10$ nm befindet sich das Ferminiveau unterhalb der Bandkante, d.h. $E_{Fc} - E_c = -13$ meV.

Die Interbandrelaxation im Halbleiter dauert normalerweise ca. eine Nanosekunde. Durch geeignete Störstellen, die energetisch zwischen Valenz- und Leitungsband liegen, hervorgerufen durch As-Implantation oder einen oberflächennahen QW, kann diese Zeitdauer jedoch erheblich verkürzt werden, siehe Kapitel 2.2.2. Das einfache in Abb. 3.9 skizzierte Modell kann mit zwei Relaxationszeiten beschrieben werden. Eine Relaxationszeit t_1 für die Thermalisierung und eine Relaxationszeit t_2 für die Interbandrelaxation. Deshalb bietet sich folgender Fit für die Versuchsdaten an:

$$y = A_1 e^{-x/t_1} + A_2 e^{-x/t_2} + A_3 e^{-x/t_3} \tag{3.6}$$

Manche SAMs zeigen eine sehr langsame Relaxation. Dies wird durch die zusätzliche Komponente $A_3 e^{-x/t_3}$ in der Fit-Formel berücksichtigt. Diese zusätzliche Komponente kann durch Anteile „defektfreier“ Bereiche erklärt werden, falls der SAM keine homogene Verteilung der Störstellen aufweist. In den Messungen kann diese

langsame Komponente in guter Näherung durch eine Konstante beschrieben werden.

Die Strukturdaten und Ergebnisse der untersuchten SAMs mit den Bezeichnungen A,B,C,D,E und F sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die Pump-Probe-Messungen der untersuchten sättigbaren Absorber sind in Abbildung 3.10 dargestellt. Alle vermessenen SAMs besitzen einen 10 nm dicken InGaAs-QW. Bei SAM F befindet man sich mit der Anregung knapp über der Bandkante und Abbildung 3.9a ist daher zutreffend. Bei allen anderen SAMs liegt man mit der Anregung unterhalb der Bandkante. Die schnelle Relaxationszeitdauer t_1 wird in diesem Fall durch die Ionisationsdauer der Exzitonen und die Thermalisierung (Aufheizen einer kalten Elektronenverteilung) bestimmt. Die langsamere Komponente t_2 ist durch die Interbandrelaxation gegeben. Alle vermessenen SAMs besitzen eine ca. 300 fs lange Relaxationszeitdauer t_1, welche im Bereich der Zeitauflösung des Versuchsaufbaus liegt. In Abbildung 3.10a ist ein implantierter I-SAM mit einer 63 nm dicken GaAs-Deckschicht zu sehen. Die Relaxationszeitdauer t_2 beträgt 3.4 ps. Zusätzlich liefert die Fit-Formel 3.6 eine Komponente A_3e^{-x/t_3} von ca. 0.2. Die Abbildungen 3.10b, c, d und e zeigen Pump-Probe Messungen mit O-SAMs. SAM B besitzt eine 2 nm dicke Deckschicht aus GaAs und zusätzlich eine 108 nm dicke SiN-Beschichtung. Mit dieser SAM Bauart konnte die schnellste Relaxationszeit $t_2 = 1$ ps gemessen werden. Bei SAM C, D und E beträgt die Deckschicht aus GaAs jeweils 5 nm. Die anderen Parameter variieren. SAM C besitzt eine 236 nm SiN-Beschichtung und ist mit As implantiert inklusive anschließender Temperung. Bei SAM D beträgt die Dicke der SiN-Beschichtung ebenfalls 236 nm. Dieser sättigbare Absorber ist jedoch nicht mit As implantiert. SAM E ist nicht implantiert und besitzt auch keine SiN-Beschichtung. Die Relaxationszeiten t_2 für SAM C,D und E betragen 2.3, 5.4 und 2.7 ps. In Abbildung 3.10f wurde SAM F vermessen, der für die Laserwellenlänge von 1064 nm vorgesehen ist. Die SiN-Beschichtung dieses mit As implantierten SAMs hat eine Dicke von 136 nm. Die GaAs-Deckschicht ist 65 nm dick. Die gemessene Relaxationszeit t_2 beträgt 6.2 ps. In Tabelle 3.1 sind alle Ergebnisse der Pump-Probe-Messungen zusammengefasst.

Auffällig ist die durch A_3e^{-x/t_3} ausgedrückte langsame Relaxationskomponente, die beide reinen I-SAMs (SAM A und SAM F) zeigen. Bei der Beschreibung aller O-SAMs (SAM B, SAM C, SAM D und SAM E) kommt man dagegen mit einem einfachen biexponentiellen Zerfall, d.h. $A_3e^{-x/t_3} = 0.0$, aus. Erklären kann man dieses Verhalten durch die unterschiedlichen Ansätze die benötigten Störstellen zu generieren. Mit den O-SAMs gelingt dies offensichtlich sehr homogen. Bei den I-SAMs wird dagegen eine inhomogene Verteilung der Störstellen vermutet. Dadurch existieren angeregte Bereiche, die nur eine geringe Konzentration an Störstellen aufweisen. Dies äußert sich dann in der gemessenen langen Relaxationskomponente.

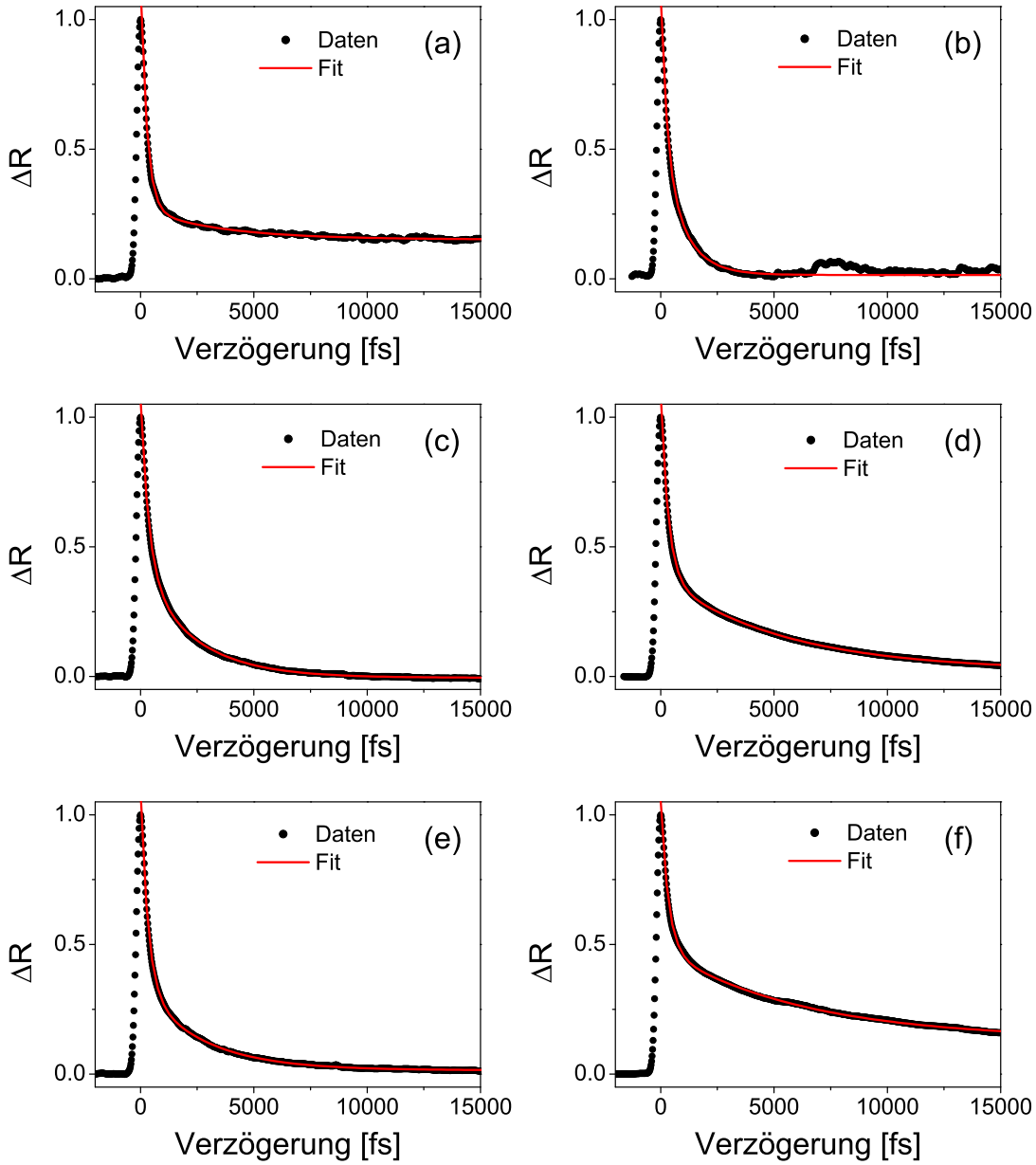


Abbildung 3.10: *Pump-Probe-Messungen mit den SAMs aus Tabelle 3.1: (a) SAM A: Implantierter SAM, (b) SAM B: Oberflächen SAM, (c) SAM C: Oberflächen und implantierter SAM, (d) SAM D: Oberflächen SAM, (e) SAM E: Oberflächen SAM, (f) SAM F: Implantierter SAM.*

SAM	Deckschicht	SiN-Beschichtung	implantiert und getempert	t_1 [ps]	t_2 [ps]	$A_3 e^{-x/t_3}$
A	63 nm GaAs	Nein	Ja	0.3	3.4	0.2
B	2 nm GaAs	108 nm	Nein	0.3	1.0	0.0
C	5 nm GaAs	236 nm	Ja	0.4	2.3	0.0
D	5 nm GaAs	236 nm	Nein	0.3	5.4	0.0
E	5 nm GaAs	Nein	Nein	0.3	2.7	0.0
F	65 nm GaAs	136 nm	Ja	0.3	6.2	0.1

Tabelle 3.1: *Ergebnisse der Pump-Probe-Messungen.*

Die insgesamt kürzeste Relaxationszeit t_2 konnte für den O-SAM mit der 2 nm GaAs-Deckschicht (SAM B) gemessen werden. Die Erklärung dafür könnte die geringere Distanz zwischen QW und Oberfläche verglichen mit den anderen O-SAMs (SAM C, SAM D und SAM E) sein.

Bei den hier vermessenen Proben mit SiN-Beschichtung scheint die Relaxationszeit t_2 langsamer zu sein. Dies sieht man bei einem Vergleich von SAM A mit SAM F und SAM E mit SAM D. Möglicherweise hat eine zusätzliche SiN-Beschichtung einen Einfluss auf die Anzahl der Oberflächendefekte.

Verbindet man das Konzept des O-SAMs mit dem des I-SAMs (SAM C), so erhält man die erwartete schnellere Relaxationszeit t_2 verglichen mit den reinen O-SAMs (SAM D und SAM E). Der Unterschied zu SAM E ist allerdings sehr gering. Möglicherweise ist es wieder der Einfluss der zusätzlichen SiN-Beschichtung, der den Unterschied so gering ausfallen lässt.

Mit sättigbaren Absorbern ganz ohne Deckschicht waren keine verwertbaren Ergebnisse bei den Pump-Probe-Messungen zu erzielen. Auch im Laser konnte mit diesen SAMs kein modengekoppelter Betrieb realisiert werden.

Als Fazit lässt sich ziehen, dass die SAMs mit der oberflächennahen QW einen

sehr guten Ansatz für sättigbare Absorberspiegel darstellen. Mit einem O-SAM (SAM B) konnte die kürzeste Relaxationszeit t_2 gemessen werden. Zudem zeigen die O-SAMs im Vergleich zu den I-SAMs nicht die mit $A_3 e^{-x/t_3}$ beschreibbare langsame Relaxationskomponente.

In dieser Arbeit wurde hauptsächlich mit SAM A und SAM B experimentiert. Aus diesem Grund beziehen sich alle im Folgenden mit I-SAM bezeichneten SAMs auf die Struktur A und alle im Folgenden mit O-SAM bezeichneten sättigbaren Absorber auf die Struktur B.

3.3.2 Bestimmung der nichtlinearen Reflektivität

Kapitel 3.3.2 beschäftigt sich mit der nichtlinearen Reflektivität der sättigbaren Absorberspiegel. Bei kleinen Fluenzen besitzt der sättigbare QW eine lineare Transmission und der sättigbare Absorberspiegel deshalb eine lineare Reflektivität R_{lin}. Bei höheren Fluenzen, d.h. bei den in dieser Arbeit verwendeten Absorberspiegeln im Bereich von ca. 1 bis 100 μJ/cm^2, steigt die Reflektivität. Die Zustände im Leitungsband des InGaAs-QWs werden zunehmend gesättigt. Aufgrund des Prinzips von Pauli ist in diese Zustände hinein keine Absorption mehr möglich. Daher nimmt die Absorption des QWs ab und die Reflektivität des sättigbaren Absorberspiegels steigt. Ohne die Zwei-Photonen-Absorption, die hauptsächlich in den GaAs-Barrieren stattfindet, würde die Reflektivität schließlich in Sättigung gehen. Es bleiben die mit ΔR_{ns} bezeichneten nichtsättigbaren Verluste der Reflexion. Ab ca. 100 μJ/cm^2 setzt die Zwei-Photonen-Absorption ein. Die Folge ist ein deutlicher Rückgang der Reflektivität mit steigender Fluenz. Ein wichtiger Parameter um die sättigbaren Absorberspiegel zu charakterisieren ist die Reflektivitätsmodulation ΔR, d.h. der Reflektionsunterschied zwischen der linearen Reflektivität und der maximalen Reflektivität. Ebenfalls von großer Bedeutung beim Design des modengekoppelten Lasers ist die Sättigungsfluenz F_{sat}, definiert als die Fluenz beim 1/e-Wert der Reflektivitätsmodulation, siehe Kapitel 2.2.2. Diese Parameter müssen kontrolliert werden können um einen stabilen modengekoppelten Laser zu ermöglichen.

Ein Modell um die nichtlineare Reflektivität für sättigbare Absorber zu beschreiben wird in [132] angegeben. Die Beschreibung ist dem Modell des Impulsdurchgangs in einem Laserverstärker sehr ähnlich [133, 134]. Bei diesen Modellen werden einige Näherungen durchgeführt. Die Bandstruktur wird durch ein Zwei-Niveau-System abgeschätzt. Weiter werden die Intrabandrelaxation, die Rekombination, die Ladungsträgerdiffusion und Temperatureffekte nicht berücksichtigt. Das Modell beschreibt nur einen einfachen Vor- und Rücklauf des Lichtimpulses in der Struktur, d.h. Resonanz- oder Interferenzeffekte werden nicht behandelt. Trotzdem ergibt sich eine brauchbare Abschätzung der Reflektivität als Funktion der einfallenden Impulsfluenz. Die experimentellen Daten können mit folgender Formel angepasst werden, um die interessanten Parameter wie z.B. die Sättigungsfluenz zu erhalten:

$$R(F_{\mathrm{p}}) = R_{\mathrm{ns}} \, \frac{\ln(1 + (R_{\mathrm{lin}}/R_{\mathrm{ns}})(e^{F_{\mathrm{p}}/F_{\mathrm{sat}}} - 1))}{F_{\mathrm{p}}/F_{\mathrm{sat}}} \, e^{-F_{\mathrm{p}}/F_2} \tag{3.7}$$

Dabei ist F_{p} die eingestrahlte Fluenz der Lichtimpulse und R_{ns} steht für die maximale Reflektivität. Der Faktor e^{-F_{p}/F_2} beschreibt die Zwei-Photonen-Absorption. Der heuristische Parameter F_2 wird über folgende Beziehung abgeschätzt:

$$F_2 \approx \frac{\tau_{\mathrm{p}}}{\beta_{\mathrm{TPA}} \; z_{\mathrm{eff}}} \tag{3.8}$$

In dieser Gleichung ist τ_{p} die Impulsdauer, β_{TPA} der Zwei-Photonen-Absorptionskoeffizient und z_{eff} ist die effektive Länge in der Zwei-Photonen-Absorption stattfindet.

Im Folgenden wird die Messung der nichtlinearen Reflektivität beschrieben. Zum Einsatz kommt ein Laser mit Impulsdauer < 200 fs, einer Repetitionsrate von 75 MHz und einer Zentralwellenlänge von ca. 1060 nm (High-Q, Modell IC-127). Über einen Strahlteiler werden die Lichtimpulse des Lasers auf den zu untersuchenden sättigbaren Absorber und einen Referenzspiegel gelenkt. Gemessen wird ein Referenzsignal P_{REF} und ein Signal vom SAM P_{SAM}. Damit lässt sich die Reflektivität $R = \xi P_{\mathrm{SAM}}/P_{\mathrm{REF}}$ bis auf einen theoretisch konstanten Faktor ξ, der die Reflektivitäten innerhalb des Versuchsaufbaus beschreibt, berechnen. Durch Ersetzen des SAMs durch einen Spiegel mit nahezu 100 % Reflexion kann der Faktor ξ kalibriert werden. In der Praxis sollte ξ zur Kontrolle des Aufbaus nach jeder Messung erneut überprüft werden. Eine Linse mit einer Brennweite $f = 20$ mm sorgt für eine kleine Spotgröße von $A_{SAM} = 20\ \mu\mathrm{m}^2$ auf dem SAM. Über einen akusto-optischen Modulator (AOM) ist es möglich die einfallende Fluenz über drei Größenordnungen ohne räumliche Verfälschung des Laserstrahls zu variieren [132].

In Abbildung 3.11 sind zwei Messungen der nichtlinearen Reflektivität mit sättigbaren Absorberspiegeln dargestellt. Die durchgezogene Linie stellt den Fit der Versuchsdaten nach Gleichung 3.7 dar. Abbildung 3.11a zeigt die nichtlineare Reflektivität für den implantierten SAM (I-SAM). Die lineare Reflektivität liegt bei ca. 99.55 % . Dieser sättigbare Absorber zeigt nur sehr geringe nichtsättigbare Verluste. Die Modulationstiefe beträgt ca. 0.5 % und die Sättigungsfluenz liegt bei ca. 20 μJ/cm^2. Ab einer eingestrahlten Impulsfluenz von 110 μJ/cm^2 erkennt man deutlich den Einfluss der Zwei-Photonen-Absorption. In Abbildung 3.11b ist die Messung der nichtlinearen Reflektivität für den O-SAM zu sehen. Bei diesem sättigbaren Absorber liegt die lineare Reflektivität bei ca. 97.5 % . Die Modulationstiefe beträgt ebenfalls ca. 0.5 %. Deutlich größer sind die nichtsättigbaren Verluste von ca. 2 % verglichen mit dem I-SAM. Die Sättigungsfluenz des O-SAMs liegt bei ca. 10 μJ/cm^2. Der Einfluss der Zwei-Photonen-Absorption ist ab etwa 100 μJ/cm^2 erkennbar. In beiden Messungen können die Reflektivitätswerte bei sehr kleinen Impulsfluenzen nicht mehr ausreichend genau gemessen werden und sind daher zu vernachlässigen.

Trotz des einfachen Prinzips ist die Messung der nichtlinearen Reflektivität eine unerwartet schwierige Messung, da die Fluenz über drei Größenordnungen verändert werden muss bei unveränderter Spotgröße. Bei der geringen Modulationstiefe von 0.5 % der sättigbaren Absorber liegt man an der Grenze der Auflösung des Versuchsaufbaus. Interessant ist die im Vergleich zur Modulationstiefe relativ große

Differenz der nichtsättigbaren Verluste zwischen I-SAM und O-SAM. Der durch Arsen implantierte sättigbare Absorber zeigt offensichtlich sehr viel geringere Verluste durch seine eingebrachten Störstellen als der Absorber mit der oberflächennahen QW.

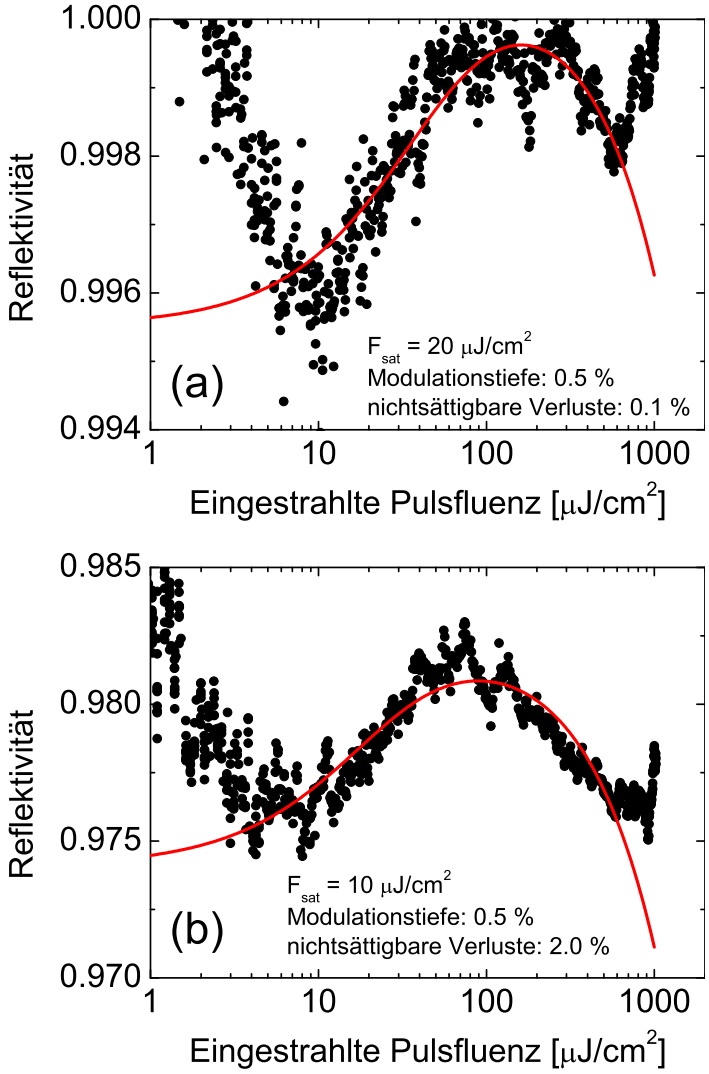


Abbildung 3.11: *Messung der nichtlinearen Reflektivität mit (a) implantiertem SAM und (b) Oberflächen SAM.*

3.4 Dispersionsuntersuchungen

Neben der Relaxationszeit des sättigbaren Absorbers spielt die Dispersion eine zentrale Rolle für die Impulsdauer des Halbleiterscheibenlasers. Die Kenntnis der Dispersion der verwendeten Halbleiterbauelemente ist daher entscheidend. Zunächst wird das Weißlichtinterferometer zur Messung der Dispersion beschrieben. Im Anschluss daran werden verschiedene Halbleiterscheibenlaser vermessen und mit der theoretischen Berechnung der Dispersion für Halbleiterschichtsysteme verglichen.

3.4.1 Weißlichtinterferometer zur Bestimmung der Dispersion

Mit interferometrischen Methoden lässt sich die Dispersion, genauer die GDD (GDD: **G**roup **D**elay **D**ispersion), mit hoher Genauigkeit ermitteln [135–138]. Deswegen wird die Dispersion in dieser Arbeit mit einem Weißlichtinterferometer bestimmt. Dazu benötigt man eine breitbandige Lichtquelle, die im gesamten zu untersuchenden Wellenlängenbereich eine möglichst konstante hohe Lichtleistung zur Verfügung stellt. In diesem Versuchsaufbau kam eine ASE (**A**mplified **S**pontaneous **E**mission)-Quelle der Firma NP Photonics mit einer 3 dB Bandbreite von > 30 nm und einer Zentralwellenlänge bei 1025 nm zum Einsatz. Das Licht dieser Weißlichtquelle wird in ein Michelson-Interferometer eingestrahlt. Einer der Endspiegel des Interferometers bewegt sich sinusförmig mit einer Frequenz von 1 Hz. Das entstehende Interferogramm wird mit einer Si-Avalanche-Photodiode (D=0.8 mm , 400-1150 nm) und einem rauscharmen Stromverstärker (DLPCA-200, FEMTO Messtechnik GmbH) detektiert, siehe Abbildung 3.12. Um den maximalen Interferenzkontrast zu erreichen sollte die Intensität des Weißlichts aus beiden Interferometerarmen gleich stark sein. Für schwach absorbierende Proben empfiehlt sich daher ein 50/50-Strahlteiler.

Man misst eine Leistung $P(x)$, wobei x die Position bezeichnet, an dem sich der mit Hilfe eines Piezos sinusförmig bewegte Spiegel befindet. Um die Position x genau zu bestimmen benötigt man zur Kalibration ein weiteres Michelson-Interferometer. Über einen doppelseitigen Spiegel auf dem Piezo ist es mit dem Weißlichtinterferometer verbunden. Die Datenakquisition erfolgt für beide Interferogramme zeitgleich mit einer Rate von 20 kHz, d.h. ein Datenpaar wird alle 50 μs aufgenommen. Für das zweite Interferometer wird als Lichtquelle ein HeNe-Laser gewählt, dessen Wellenlänge unter den Laborbedingungen mit 632,815 nm sehr genau bekannt ist [139]. Über die allgemeine Beziehung

$$t = \frac{x}{c} \tag{3.9}$$

kann man jeder Position x mit Hilfe der Lichtgeschwindigkeit c eine Zeit t zuordnen. Somit lässt sich das Interferogramm abhängig vom Ort $P(x)$ in ein Interferogramm

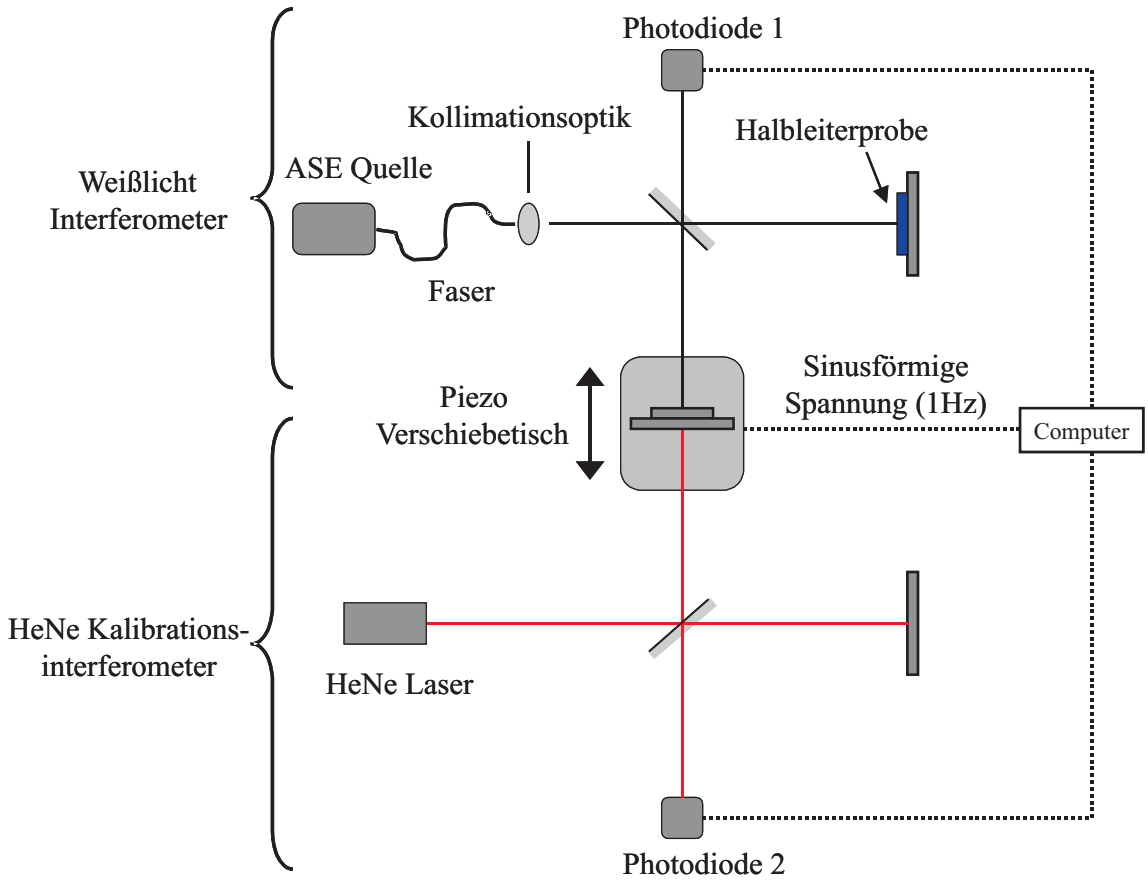


Abbildung 3.12: *Aufbau des Weißlichtinterferometers zur Dispersionsmessung.*

abhängig von der Zeit $P(t)$ umwandeln. Die Berechnung des Ortes $x(T)$ der Spiegelposition, abhängig von der Systemzeit T [2], wird über die Gleichung

$$x(T) = -\frac{\varphi(T)}{2\pi}\ 632.815\ \text{nm} \tag{3.10}$$

aus der Phase $\varphi(T)$ berechnet. Diese Phase erhält man wiederum über die nach Takeda beschriebene Methode [140] aus dem HeNe-Interferogramm die im Folgenden beschrieben wird.

Mit der Fouriertransformation wird das HeNe-Interferogramm $P_{\text{HeNe}}(T)$, in Abhängigkeit der Systemzeit T, in den Frequenzbereich transformiert, also $F(P_{\text{HeNe}}(T))$. Durch Isolation des Seitenbandes $F(P_{\text{HeNe}}(T))'$ kann man Rauschanteile im HeNe-Signal herausfiltern. Schließlich erfolgt die Rücktransformation in den Zeitbereich,

[2] Die Systemzeit T ist die reale Zeit, mit der die Datenaufnahme erfolgt. Alle 50 μs wird ein Datenpaar aufgenommen.

also $F^{-1}(F(P_{\mathrm{HeNe}}(T))')$. Im nächsten Schritt extrahiert man die Phase:

$$\varphi(T) = \arg\{F^{-1}(F(P_{\mathrm{HeNe}}(T))')\} \tag{3.11}$$

Die Phase $\varphi(T)$ wird im Bereich von $-\pi$ bis π angegeben. Damit muss $\varphi(T)$ an den Sprungstellen aneinandergefügt werden, um einen stetigen Phasenverlauf zu erzielen. Nach dieser Phasenrekonstruktion lässt sich dann nach Gleichung 3.10 der Ort $x(T)$ des Spiegels in Abhängigkeit der Systemzeit T berechnen. Über Gleichung 3.9 erhält man schließlich die gewünschte Zeit t. Mit Hilfe des HeNe-Interferometers kann man das Interferogramm des Weißlichtinterferometers somit als $P(t)$ angeben. Das Interferogramm des reinen Versuchsaufbaus ist in Abbildung 3.13a dargestellt. Im Folgenden soll nun beschrieben werden, wie man daraus zuerst die spektrale Phase $\phi(\omega)$ und schließlich die Dispersion ermittelt.

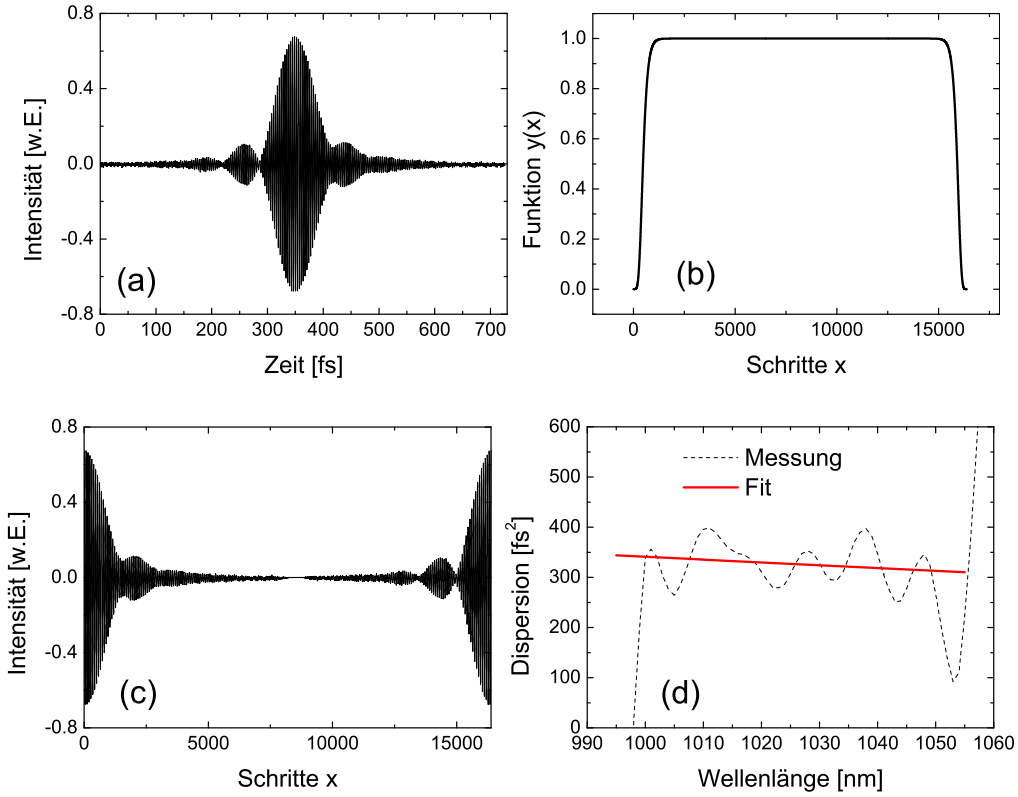


Abbildung 3.13: *(a) Interferogramm des Versuchsaufbaus (b) Funktion für die Apodisation (c) Verschiebung des Interferogramms (d) Dispersion des Aufbaus.*

Für zwei exakt gleich aufgebaute Interferometerarme erhält man für die Fouriertransformierte des Weißlichtinterferogramms $P(t)$ die spektrale Verteilung der Lichtquelle. Wobei in diese spektrale Verteilung noch die spektrale Empfindlichkeit

des Detektors sowie der Transmissionskoeffizient des Aufbaus eingehen. Nach der Fouriertransformation eines symmetrischen Interferogramms ist die spektrale Phase für alle Frequenzen gleich 0. Man erhält also keine Phaseninformation über den Aufbau. Interessant ist aber die relative spektrale Phasenänderung nach Einfügen eines dispersiven Elements in einen der Interferometerarme, wie in Abbildung 3.12 dargestellt. Zunächst wird gezeigt, wie man von der gemessenen Leistung $P(t)$ auf die spektrale Phasenänderung schließen kann [141]:

$$\begin{aligned}
& P(t) \propto \int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_\mathrm{p}(t') + \mathcal{E}_\mathrm{r}(t'-t)|^2 \, \mathrm{d}t' \\
= & \int_{-\infty}^{\infty} [\mathcal{E}_\mathrm{p}(t')\mathcal{E}_\mathrm{p}^*(t') + \mathcal{E}_\mathrm{r}^*(t'-t)\mathcal{E}_\mathrm{r}(t'-t) + \mathcal{E}_\mathrm{p}(t')\mathcal{E}_\mathrm{r}^*(t'-t) + \mathcal{E}_\mathrm{p}^*(t')\mathcal{E}_\mathrm{r}(t'-t)]\mathrm{d}t' \\
= & P_\mathrm{p} + P_\mathrm{r} + \int_{-\infty}^{\infty} [\mathcal{E}_\mathrm{p}(t')\mathcal{E}_\mathrm{r}^*(t'-t) + \mathcal{E}_\mathrm{p}^*(t')\mathcal{E}_\mathrm{r}(t'-t)]\mathrm{d}t'
\end{aligned}$$

Dabei steht $\mathcal{E}_\mathrm{p}$ für das elektrische Feld vom Interferometerarm mit der Probe und $\mathcal{E}_\mathrm{r}$ entsprechend für das elektrische Feld vom Referenzarm. Die Zeit t ist die über das HeNe-Interferometer geeichte Laufzeitdifferenz zwischen den beiden Interferometerarmen. $P_\mathrm{p} + P_\mathrm{r}$ beschreibt den „Gleichanteil“. Der von t abhängige „Wechselanteil“ P_AC ergibt sich zu:

$$P_\mathrm{AC}(t) \propto \left| \int_{-\infty}^{\infty} [\mathcal{E}_\mathrm{p}(t')\mathcal{E}_\mathrm{r}^*(t'-t) + \mathcal{E}_\mathrm{p}^*(t')\mathcal{E}_\mathrm{r}(t'-t)]\mathrm{d}t' \right| \tag{3.12}$$

Weiter gilt:

$$\begin{aligned}
& \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_\mathrm{p}(t')\mathcal{E}_\mathrm{r}^*(t'-t)\mathrm{d}t' \\
= & \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{p}(\omega) e^{i\omega t'} \mathrm{d}\omega \right) \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{r}^*(\omega') e^{-i\omega'(t'-t)} \mathrm{d}\omega' \right) \mathrm{d}t' \\
= & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{p}(\omega)\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{r}^*(\omega') e^{i(\omega-\omega')t'} e^{i\omega' t} \, \mathrm{d}\omega \mathrm{d}\omega' \mathrm{d}t' \\
= & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{p}(\omega)\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{r}^*(\omega') \delta(\omega-\omega') e^{i\omega' t} \mathrm{d}\omega \mathrm{d}\omega' \\
= & \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{p}(\omega)\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{r}^*(\omega) e^{i\omega t} \mathrm{d}\omega \\
= & F_{\omega t}^{-1}\{\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{p}(\omega)\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{r}^*(\omega)\}
\end{aligned}$$

Und ebenso ist:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_\mathrm{p}^*(t')\mathcal{E}_\mathrm{r}(t'-t)\mathrm{d}t' = \left(\int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_\mathrm{p}(t')\mathcal{E}_\mathrm{r}^*(t'-t)\mathrm{d}t' \right)^* = \left(F_{\omega t}^{-1}\{\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{p}(\omega)\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{r}^*(\omega)\} \right)^*$$

Damit ist P_AC proportional zu:

$$P_\mathrm{AC}(t) \propto F_{\omega t}^{-1}\{\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{p}(\omega)\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{r}^*(\omega)\} + \left(F_{\omega t}^{-1}\{\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{p}(\omega)\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{r}^*(\omega)\} \right)^* = 2 \, \mathrm{Re}\{F_{\omega t}^{-1}\{\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{p}(\omega)\tilde{\mathcal{E}}_\mathrm{r}^*(\omega)\}\}$$

Da ein Interferogramm immer reell ist kann man schreiben:

$$\tilde{P}_{\mathrm{AC}}(\omega) = F_{t\omega}\{P_{\mathrm{AC}}(t)\} \propto \tilde{\mathcal{E}}_{\mathrm{p}}(\omega)\tilde{\mathcal{E}}_{\mathrm{r}}^{*}(\omega) = |\tilde{\mathcal{E}}_{\mathrm{p}}(\omega)||\tilde{\mathcal{E}}_{\mathrm{r}}(\omega)|e^{i\Delta\phi_{\mathrm{pr}}(\omega)} \tag{3.13}$$

Einen Spezialfall, d. h. $\tilde{\mathcal{E}}_{\mathrm{p}} = \tilde{\mathcal{E}}_{\mathrm{r}}$, stellt das „Wiener-Khintchine-Theorem“ dar: „Die Fouriertransformierte der Autokorrelation ist gleich dem Betragsquadrat des Spektrums“. Somit erhält man für identische Interferometerarme wie bereits erwähnt keinerlei Phaseninformation. Mit einer Probe in einem der Interferometerarme liefert die Fouriertransformierte der „Kreuzkorrelation“ dagegen die spektrale Phasenänderung $\Delta\phi_{\mathrm{pr}}(\omega)$, die sich aus dem zeitlich geeichten Weißlichtinterferogramm $P(t)$ wie folgt berechnen lässt:

$$\Delta\phi_{\mathrm{pr}}(\omega) = \arg(F_{t\omega}\{P(t)\}) \tag{3.14}$$

Für einen effizienten numerischen FFT-Algorithmus ist es ratsam das Interferogramm in 2^{n} Datenpunkten darzustellen (hier 16384). Um störende Einflüsse vom Anfang und Ende der Daten zu eliminieren wird das in Abbildung 3.13a dargestellte Interferogramm gewichtet und zwar durch Multiplikation mit der in Abbildung 3.13b dargestellten Funktion ($f(x) = e^{-(\frac{x}{0.95})^{50}}$ und $x = [-1, 1]$).

Die Laufzeitdifferenz t der Interferometerarme, bei der maximale Interferenz auftritt, kann nur auf t_0 genau bestimmt werden. Nach dem Verschiebungssatz

$$F_{t\omega}\{P(t - t_0)\} = F_{t\omega}\{P(t)\}e^{i\omega t_0} \tag{3.15}$$

erhält man den zusätzlichen Phasenverlauf ωt_0 [142]. Dieser lineare Phasenverlauf spielt jedoch bei der Bestimmung der Dispersion zweiter und höherer Ordnung keine Rolle mehr, da er beim zweifachen oder mehrfachen Ableiten wegfällt. Für numerische Berechnungen sollte man jedoch $t_0 = 0$ wählen, d.h. das Maximum des Interferogramms an den Rand setzen, siehe Abbildung 3.13c, da ein zu schnelles Oszillieren der Phase zu Fehlern bei der Phasenrekonstruktion führen kann.

Nach Gleichung 2.69 lässt sich schließlich die Dispersion (GDD) aus der spektralen Phasenänderung (Gleichung 3.14) berechnen, für die man im spektralen Bereich der Weißlichtquelle sinnvolle Werte erhält. Man muss noch berücksichtigen, dass im Michelson-Interferometer die Probe zweimal durchlaufen wird. Die nach Gleichung 2.69 erhaltene Dispersion muss also unter Umständen noch durch zwei geteilt werden. In den in dieser Arbeit verwendeten Laserresonatoren durchläuft der Lichtimpuls allerdings auch zweimal die Halbleiterstrukturen. Abbildung 3.13d zeigt die Dispersionsmessung des Aufbaus, für die über mehr als 5000 Einzelmessungen gemittelt wurde. Durch die Mittelung konnten die Schwankungen der Dispersion verkleinert werden [143]. Da man bei den sich im Aufbau befindenden Spiegeln, der Fokussierlinse und dem Strahlteiler von einem glatten Dispersionsverlauf ausgehen kann, stellt das Oszillieren der Dispersionskurve in Abbildung 3.13d den Messfehler des Versuchsaufbaus dar. Er liegt bei ca. ± 70 fs^2. In den nachfolgenden Dispersionsmessungen ist jeweils der lineare Fit dieser Leermessung abgezogen.

3.4.2 Dispersionsmessung

Im Folgenden werden die Dispersionsmessungen einiger Halbleiterscheibenlaserstrukturen gezeigt. Zunächst für eine 6-QW-STIN-SCDL-Struktur ohne AR-Schicht, die im Laserbetrieb jeweils einen QW in jedem Bauch der stehenden Welle besitzt. In Abbildung 3.14 ist das Interferogramm dieser Laserstruktur zu sehen. Das Interferogramm zeigt einen deutlichen Unterschied zum Interferogramm des reinen Versuchsaufbaus, vgl. Abbildung 3.13 a. Zur Bestimmung des Dispersionsverlaufs einer

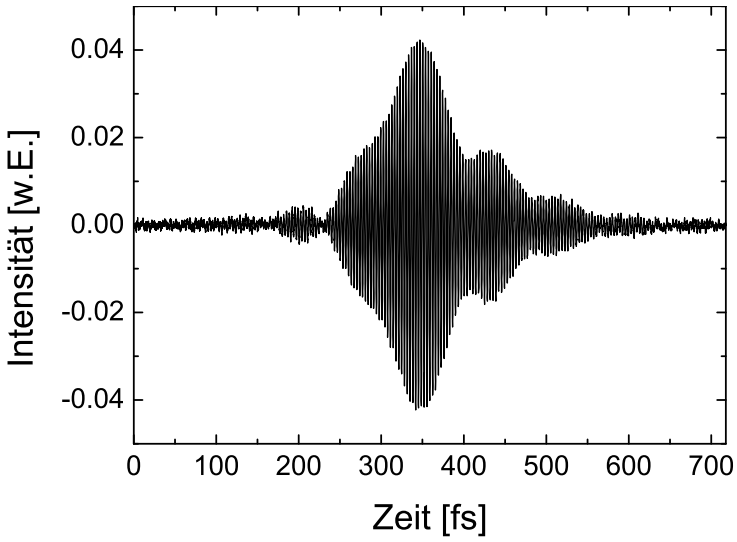


Abbildung 3.14: *Interferogramm einer 6-QW-Laserstruktur ohne AR*

Halbleiterstruktur wurden wie bei der Interferometereichung jeweils mehr als 5000 Dispersionsmessungen gemittelt um die Schwankung der Dispersionswerte gering zu halten. Abbildung 3.15a zeigt den Dispersionsverlauf der 6-QW-Halbleiterscheibenlaserstruktur mit und ohne AR-Schicht. Ohne AR-Schicht ergibt sich der typischen Dispersionsverlauf eines GTI-Spiegels (GTI: **G**ires-**T**ournois-**I**nterferometer) [88]. Die Extremwerte von 5300 fs^2 bzw. -5380 fs^2 werden bei 1051 nm bzw. 1039 nm erreicht. Der Nulldurchgang liegt bei 1045 nm. Die maximale Höhe der Dispersion hängt entscheidend von der Reflektivität der Frontschicht ab [89]. Ohne AR-Schicht erhält man ca. 30 % Reflektion an der GaAs-Luft-Grenzschicht. Die 6-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaserstruktur mit AR-Schicht, ebenfalls in Abbildung 3.15a zu sehen, zeigt im Vergleich zur Struktur ohne AR-Schicht nur eine sehr geringe Dispersion. Im Bereich von 1035 nm bis 1045 nm fällt sie nahezu linear von -50 fs^2 auf -450 fs^2.

In Abbildung 3.15b ist die Dispersionsmessung für eine 12-QW-STIN-SCDL-Struktur mit und ohne AR-Schicht gezeigt. Die Maximalwerte der 12-QW-STIN-

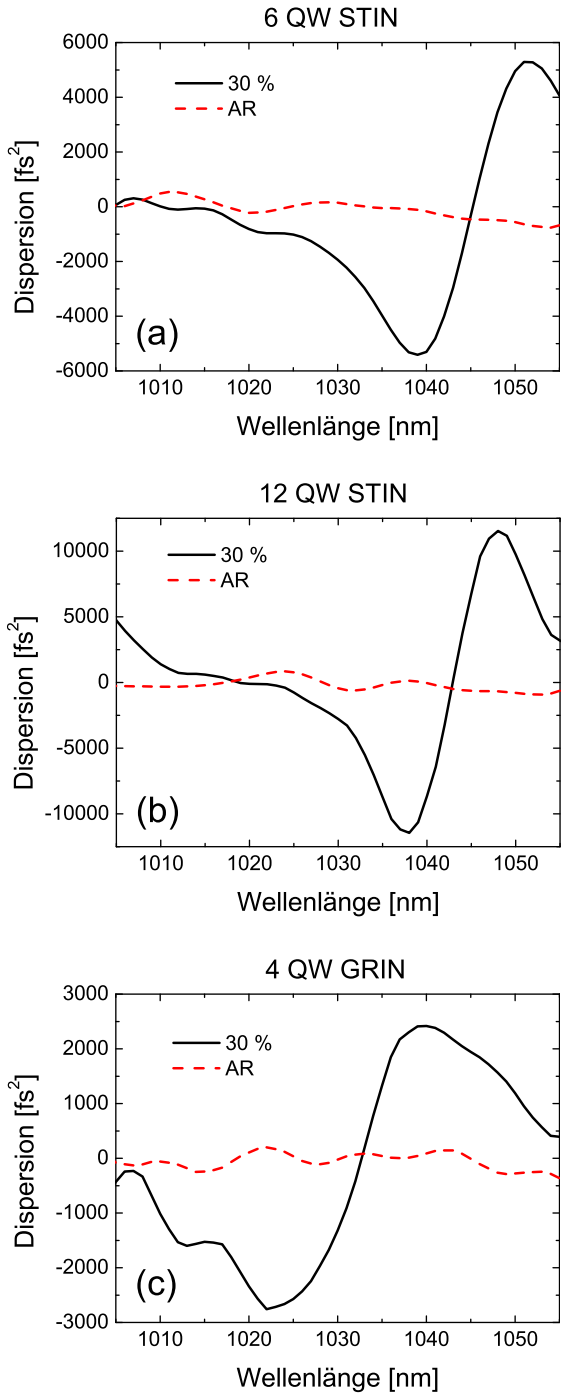


Abbildung 3.15: *Dispersionsmessung einer 6-QW-STIN-SCDL-Struktur (a) und einer 12-QW-STIN-SCDL-Struktur (b), jeweils mit und ohne Anti-Reflektionsschicht. Abbildung (c) zeigt die Dispersionsmessung einer 4-QW-GRIN-SCDL-Struktur mit und ohne AR-Schicht mit einem Doppel-QW im ersten Bauch der stehenden Welle.*

Halbleiterscheibenlaserstruktur ohne AR-Schicht sind mit -11370 fs^2 bei 1038 nm bzw. 11480 fs^2 bei 1048 nm deutlich größer als die Extremwerte der 6-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaserstruktur ohne AR-Schicht. Der Nulldurchgang liegt bei 1043 nm. Die 12-QW-STIN-SCDL-Struktur mit AR-Schicht zeigt dagegen eine relativ geringe Dispersion. Im Bereich von 1035 nm bis 1045 nm variiert die Dispersion von 140 fs^2 bis -650 fs^2.

Abbildung 3.15c zeigt den Dispersionsverlauf der Halbleiterscheibenlaserstruktur mit der die kürzesten optischen Impulse realisiert werden konnten, siehe Kapitel 5.4.2. Es handelt sich um eine 4-QW-GRIN-Halbleiterscheibenlaserstruktur mit Doppel-QW im ersten Bauch der stehenden Welle. Die kürzesten optischen Impulse konnten mit der SCDL-Struktur mit AR-Schicht erreicht werden. Im Bereich von 1030 nm bis 1040 nm schwankt die Dispersion um weniger als 100 fs^2 um den Nullpunkt herum. Die Schwankungen um die Nulllinie liegen somit bei der Auflösungsgrenze des Versuchsaufbaus. Die Halbleiterscheibenlaserstruktur ohne AR-Schicht zeigt dagegen wieder den typischen Verlauf der Dispersion für eine GTI-Struktur. Die Extremwerte von -2740 fs^2 und 2420 fs^2 werden bei 1022 nm und 1040 nm erreicht. Der Nulldurchgang der Dispersion liegt bei 1033 nm.

Die Dispersionsmessungen legen nahe, dass sich die kürzesten Lichtimpulse mit größeren Bandbreiten als 2-3 nm nur mit Halbleiterscheibenlasern mit AR-Schicht realisieren lassen. Mit der Reflexion von ca. 30 % an der GaAs-Luft-Grenzfläche erhält man eine Dispersion die typisch ist für eine GTI-Struktur. Die steilen Dispersionsverläufe, die bei diesen GTI-Strukturen auftreten, ermöglichen vermutlich keinen solitonenartigen Betrieb.

3.4.3 Berechnung der Dispersion und Vergleich mit der Messung

In diesem Abschnitt werden Berechnungen der Dispersion an verschiedenen Halbleiterscheibenlaserstrukturen und sättigbaren Absorberspiegeln vorgestellt. Die Berechnungen werden mit den teilweise schon in Kapitel 3.4.2 gezeigten Dispersionsmessungen verglichen. Für die Rechnungen zur Dispersion wird das in Kapitel 2.4.2 vorgestellte Modell verwendet. Nach Gleichung 2.87 kann der gesamte Reflektivitätsverlauf $R(\omega)$ einer Halbleiterschichtstruktur ermittelt werden. Das Extrahieren der Phase Φ und zweimaliges Ableiten nach ω nach den Gleichungen 2.88 und 2.69 liefert dann die gewünschte Dispersion der Struktur.

In Abbildung 3.16a ist die Dispersionsrechnung einer 6-QW-STIN-SCDL-Struktur ohne AR-Schicht als gestrichelte Linie dargestellt. Zum Vergleich mit der Rechnung ist die bereits in Abbildung 3.15a gezeigte Dispersionsmessung an dieser Laserstruktur erneut in Abbildung 3.16a als durchgezogene Linie zu sehen. Der Vergleich zwischen Theorie und Experiment zeigt eine qualitativ gute Übereinstimmung. Die 6-QW-STIN-SCDL-Struktur mit AR-Schicht besitzt eine sehr viel geringere Dispersion, siehe Abbildung 3.16b. Zur besseren Vergleichbarkeit wird die gleiche y-Skala, also der gleiche Dispersionsbereich gewählt. Insbesondere im interessanten Bereich zwischen 1030 und 1045 nm ergibt sich eine nahezu perfekte Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Ein ähnliches Verhalten bezüglich der Dispersion ist für die 12-QW-STIN-SCDL-Struktur zu erkennen, siehe Abbildung 3.16c. Auch hier ergibt sich für die SCDL-Struktur ohne AR-Schicht eine qualitative Übereinstimmung im Dispersionsverlauf. Bei der maximalen Dispersion ist jedoch ein deutlicher Unterschied festzustellen. Aufgrund der hohen Dispersionswerte im Falle der SCDL-Struktur ohne AR-Schicht ist die Dispersionsrechnung und Messung der 12-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaserstruktur mit AR-Schicht nicht im gleichen Dispersionsbereich dargestellt, siehe Abbildung 3.16d.

Nach dem Ätzvorgang des Substrats kann die Dicke der InGaP-Ätz-Stop-Schicht nicht eindeutig angegeben werden. Aus diesem Grund wird die Dicke dieser Schicht für die Berechnungen so gewählt, dass der Nulldurchgang der Dispersion für die Theorie und die experimentelle Ermittlung der Dispersion zusammenfallen. Dies ist der einziger Parameter, der gewählt wird, um die theoretischen Rechnungen an die experimentellen Daten anzupassen. Alle anderen Parameter sind fest. Damit stellen die theoretischen Dispersionsrechnungen keinen Fit für die experimentellen Daten dar. Für die theoretischen Berechnungen wurden nur die grundlegenden Materialparameter der beteiligten Halbleiter verwendet. Ausgenommen hiervon sind die Materialparameter der InGaAs-QWs. Sie wurden berechnet. Für die InGaP-Schicht wurde eine Dicke von 276 nm für die 6-QW-Struktur bzw. eine Dicke von 287 nm

für die 12-QW-Struktur angenommen. Vor dem Ätzprozess betrug die Dicke der InGaP-Schicht 308 nm.

Auch die Dispersion der SAMs wurde untersucht. Die gemessene Dispersion des I-SAMs als auch des O-SAMs liegt in der Größenordnung der Dispersion der SCDL-Strukturen mit AR-Schicht. Für den I-SAM, siehe Abbildung 3.16e, ergeben sich im Wellenlängenbereich von 1030 bis 1045 nm Werte zwischen -360 und 90 fs^2. Die Dispersionsmessung des O-SAMs, dargestellt in Abbildung 3.16f, zeigt im Wellenlängenbereich von 1030 bis 1045 nm Werte von -490 bis 80 fs^2.

Für die Berechnung der Dispersion ergeben sich bei beiden sättigbaren Halbleiterabsorbern glatte Kurven mit sehr geringer Dispersion. Der Unterschied zwischen den Dispersionsberechnungen und den Dispersionsmessungen könnte durch die Annahme falscher Absorptionskoeffizienten im theoretischen Modell zustande kommen. Durch das Implantieren der Absorber mit Arsen oder die Nähe der QW zur Oberfläche werden Störstellen im Halbleiter erzeugt. Die dadurch verursachte Veränderung der Absorption oder der Brechungsindizes sind in den Materialtabellen, mit denen die theoretischen Berechnungen durchgeführt wurden, nicht berücksichtigt.

Qualitativ ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und den Berechnungen der Dispersion. Insbesondere der starke Einfluss einer reflektierenden Frontschicht wird durch die Berechnungen der Dispersion der SCDL-Struktur bestätigt. Quantitativ sieht man jedoch vor allem für die 12-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaserstruktur ohne AR-Schicht eine deutliche Differenz. Exakte Werte lassen sich mit dem theoretischen Modell also nicht immer angeben, insbesondere dann nicht, wenn ohne AR-Schicht gerechnet wird.

Es bleibt die Frage warum eine Differenz zwischen den theoretischen Berechnungen und den experimentellen Daten bei den SCDL Strukturen zu beobachten ist. Ein möglicher Grund für die Abweichung könnten die verwendeten Materialdaten sein, da die Abweichung bei der 12-QW-Laserstruktur größer ist als die Abweichung für die 6-QW-Laserstruktur. Für die AR-beschichteten SCDLs könnte die Differenz mit der AR-Schicht zusammenhängen, falls die Schichten der AR-Beschichtung nicht exakt die gewünschte Dicke aufweisen. In diesem Fall wirkt die AR-Schicht nicht optimal und man kann die Modulation bei der Dispersionsmessung verstehen.

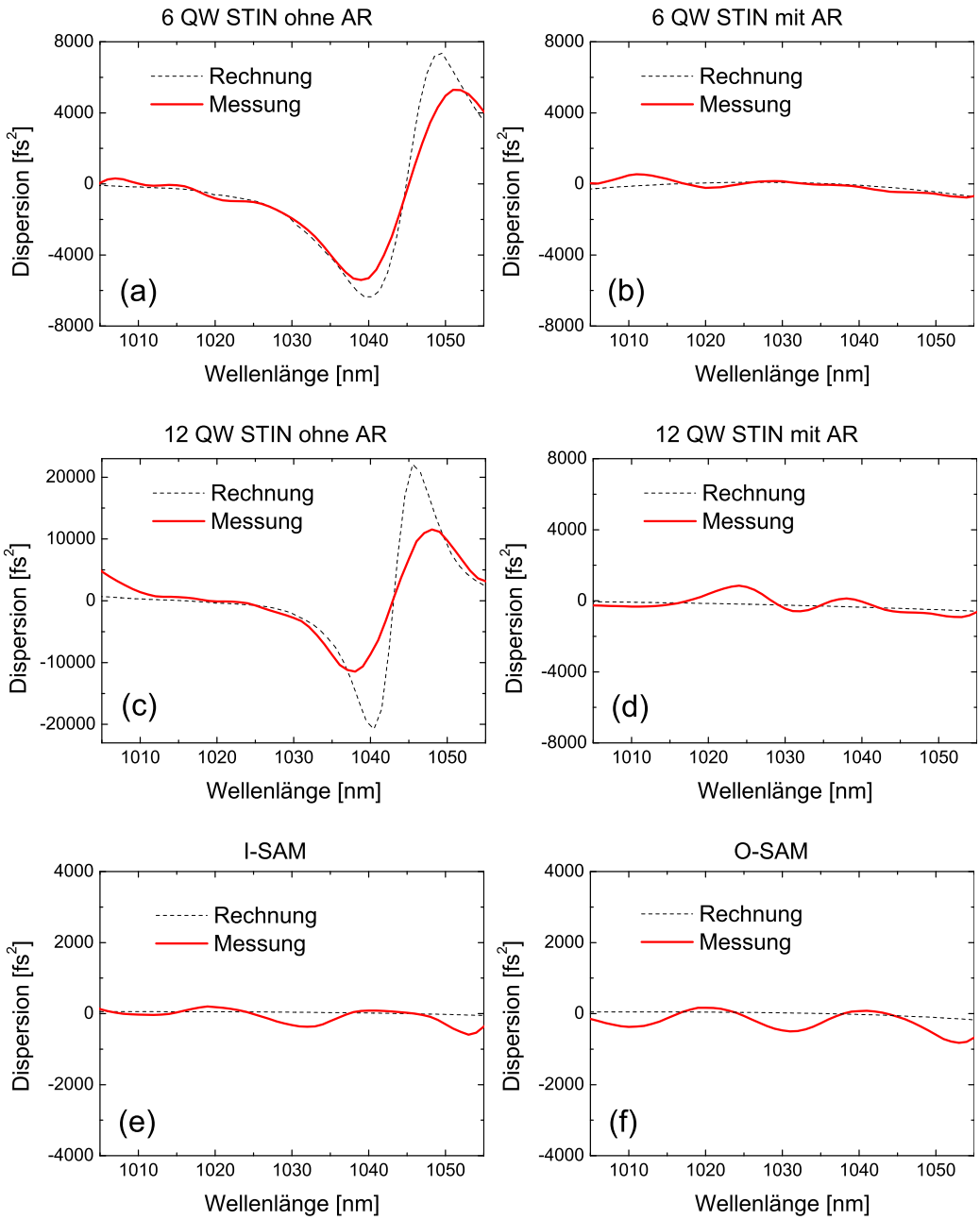


Abbildung 3.16: *Dispersionsberechnung und Messung einer 6-QW-STIN-Laserstruktur ohne (a) und mit Anti-Reflexionsschicht (b). Dispersionsberechnung und Messung einer 12-QW-STIN-Laserstruktur ohne (c) und mit Anti-Reflexionsschicht (d). Abbildung (e) zeigt die Dispersionsberechnung und Messung des I-SAMs (SAM A, Tab. 3.1). In Abbildung (f) ist die Dispersionsberechnung und Messung des O-SAMs (SAM B, Tab. 3.1) zu sehen.*

Kapitel 4

Halbleiterscheibenlaser im Dauerstrichbetrieb

Die wesentlichen Eigenschaften der Halbleiterscheibenlaserstrukturen wurden in Kapitel 3 charakterisiert. In diesem Kapitel werden Experimente mit Halbleiterscheibenlasern im Dauerstrichbetrieb vorgestellt. Der erste Abschnitt beschäftigt sich mit dem Laseraufbau. Danach werden Halbleiterscheibenlaser mit 6 und 12 QWs miteinander verglichen. Es folgen Laserexperimente mit 6-QW-GRIN-SCDLs. Interessant ist dabei der Unterschied im Sättigungsverhalten der Ausgangsleistung zu den 6-QW-STIN-SCDLs. Als letzter Punkt in diesem Kapitel wird die laterale Homogenität der Halbleiterscheibenlaserstruktur hinsichtlich der Ausgangsleistung und der Emissionswellenlänge des Lasers überprüft.

4.1 Test von 6 und 12-QW-Halbleiterscheibenlasern

Die CW-Messungen (CW: **C**ontinuous **W**ave) wurden mit einem hemisphärischen Resonator durchgeführt. Wie in Abbildung 4.1 dargestellt besteht der Resonator aus der SCDL-Struktur und einem gekrümmten Spiegel mit Radius -50 mm. Der Auskopplungsgrad T_{out} beträgt 1 % bei einer Wellenlänge von 1040 nm. Die Temperatur der Wärmesenke liegt bei 14 °C. Der Halbleiterscheibenlaser wird optisch mit einer 200 μm Breitstreifendiode bei 808 nm gepumpt. Die Achse mit der größeren Divergenz wird mit einer asphärischen Linse auf die Halbleiterscheibenlaserstruktur fokussiert. Aufgrund des Astigmatismus ist die Achse mit der kleineren Divergenz nach der ersten Linse immer noch divergent. Um einen möglichst runden Pumpbereich zu erhalten wird die langsame Achse zusätzlich mit einer Zylinderlinse fokussiert. Der gepumpte Bereich auf dem SCDL ist ellipsenförmig mit den Durchmessern 160 und 110 μm ($1/e^2$-Werte). Die Fläche beträgt demnach $1.38 \cdot 10^{-4}$ cm^2. Bei einer Pumpleistung von 3.42 W erhält man eine Pumpintensität von 25 kW/cm^2.

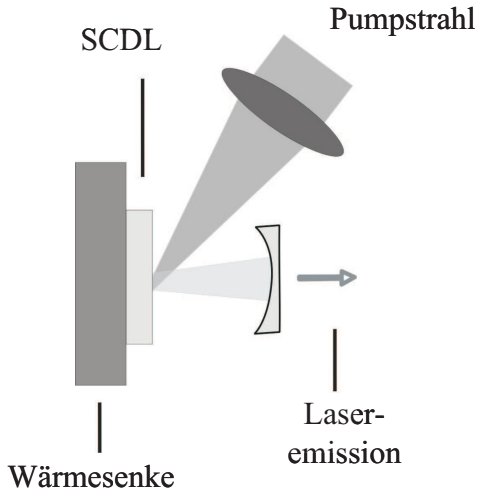


Abbildung 4.1: *Skizze des CW-Laser-Aufbaus.*

Zunächst werden die 6-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaser mit AR-Schicht mit den 12-QW-STIN-Halbleiterscheibenlasern mit AR-Schicht verglichen. Die gemessenen Laserkennlinien von einem 6 und einem 12-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaser, mit denen die maximalen kontinuierlichen Ausgangsleistungen erzielt werden konnten, sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Wie der Abbildung zu entnehmen ist beträgt die maximale Ausgangsleistung des 12-QW-STIN-Halbleiterscheibenlasers ca. 600 mW. Die Ausgangsleistung ist dabei lediglich durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung der Pumpdiode von 3.42 W begrenzt. Anders verhält sich der 6-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaser, für den Abbildung 4.2 bei höheren Pumpleistungen eine Sättigung zeigt. Dadurch liegt die maximale Ausgangsleistung bei diesem 6-QW-SCDL nur bei 450 mW. Wie erwartet ist die Laserschwelle für den 12-QW-Halbleiterscheibenlaser zu höheren Pumpenergien verschoben. Es wird eine höhere Pumpleistung benötigt um für eine ausreichende Inversion zu sorgen. Die Werte für die Konversionseffizienz $\eta_{\text{eff.}}$ und die Steigungseffizienz η_{slope} sind mit 17.2 % und 22.2 % für den 12-QW-SCDL größer als beim 6-QW-SCDL mit 14.0 % und 18.0 %.

Die Ergebnisse für zwei verschiedene 6-QW-STIN-SCDLs und zwei verschiedene 12-QW-STIN-SCDLs, jeweils vom gleichen Wafer und mit AR-Beschichtung, sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Angegeben sind die nötige Pumpleistung für die Laserschwelle P_{thres}, die maximale Ausgangsleistung des Halbleiterscheibenlasers P_{max} bei 3.42 W Pumpleistung, die Steigungseffizienz des Lasers η_{slope} und die Emissionswellenlänge des Lasers λ. Die SCDLs wurden an fünf verschiedenen Stellen vermessen, d.h. der Lasermode befand sich bei jeder Messung an einer anderen Stelle auf der

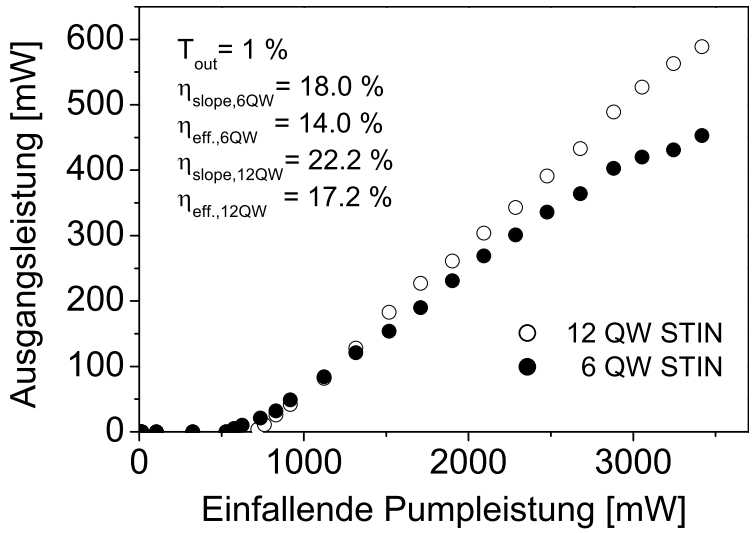


Abbildung 4.2: *Vergleich des Lasers 6-QW-STIN 1 mit dem Laser 12-QW-STIN 2.*

Halbleiterscheibenlaserstruktur. Die angegebenen Werte sind die Mittelwerte aus den fünf Messungen. Zu beachten ist, dass die Spalten mit den Δ-Werten nicht den Messfehler darstellen. Die mit Δ versehenen Werte stellen die mittlere Abweichung des jeweiligen Parameters mit dem Ort der Lasermode auf der SCDL-Struktur dar.

Die 12-QW-STIN-SCDLs zeigen mit 747 bzw. 762 mW mittlerer Laserschwellenleistung P_{thres} die größeren Werte verglichen mit den 6-QW-STIN-SCDLs mit 584 bzw. 600 mW. Die höhere Absorption und die größere Verstärkung des 12-QW-STIN-SCDLs führen zu Ausgangsleistungen P_{max} von 450 bzw. 536 mW. Dagegen können für den 6-QW-STIN-Laser nur Ausgangsleistungen von 375 bzw. 339 mW erreicht werden. Ebenso erhält man höhere Steigungseffizienzen von 17.2 bzw. 20.8 % für die 12-QW-STIN-SCDLs, während für die 6-QW-STIN-SCDLs mittlere Steigungseffizienzen von 15.2 bzw. 13.5 % ermittelt werden konnten. Die mittleren Abweichungen der Parameter sind für den mit 6-QW-STIN 2 bezeichneten Halbleiterscheibenlaser in Tabelle 4.1 im Vergleich zu den anderen SCDLs größer. Die Emissionswellenlänge zeigt für die beiden untersuchten 6-QW-STIN-SCDLs die stärkeren mittleren Schwankungen.

Interessant beim Vergleich des 6 und 12-QW-STIN-SCDLs ist vor allem das beobachtete Sättigungsverhalten der 6-QW-Laser (siehe Abbildung 4.2). Eine Erklärung dafür kann nach einem Vergleich des STIN Halbleiterscheibenlasers mit dem GRIN Halbleiterscheibenlaser im nächsten Kapitel gegeben werden.

SCDL-Struktur	P_{thres} [mW]	ΔP_{thres} [mW]	P_{max} [mW]	ΔP_{max} [mW]	η_{slope} [%]	$\Delta\eta_{\text{slope}}$ [%]	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]
12-QW-STIN 1	747	46	450	46	17.2	1.7	1056.7	0.8
12-QW-STIN 2	762	35	536	38	20.8	1.2	1056.1	0.4
6-QW-STIN 1	584	14	375	51	15.2	1.8	1031.1	1.3
6-QW-STIN 2	600	119	339	75	13.5	3.0	1031.5	1.2
6-QW-GRIN 1	594	27	462	21	16.9	0.8	1049.5	0.4
6-QW-GRIN 2	657	61	463	34	17.4	1.1	1051.1	0.5

Tabelle 4.1: *Vergleich verschiedener Laserstrukturen hinsichtlich der Schwellenleistung P_{thres}, der maximalen Ausgangsleistung des Halbleiterscheibenlasers P_{max}, der Steigungseffizienz des Lasers η_{slope} und der Wellenlänge λ. Zu beachten ist, dass Δ hier keinen Fehler, sondern die örtliche Variation des jeweiligen Parameters über den Halbleiterscheibenlaser beschreibt.*

4.2 Vergleich GRIN-STIN-Halbleiterscheibenlaser

In diesem Kapitel werden die Ausgangsleistungen von STIN-SCDLs mit den Ausgangsleistungen von GRIN-SCDLs verglichen. In Abbildung 4.3 sind die Laserkennlinien für einen 6-QW-STIN und einen 6-QW-GRIN-Halbleiterscheibenlaser dargestellt. Für den 6-QW-GRIN Laser ist ein nahezu linearer Anstieg der Ausgangsleistung mit der eingestrahlten Pumpleistung festzustellen. Bei 3.42 W Pumpleistung beträgt die Ausgangsleistung 520 mW. Der 6-QW-STIN-Laser zeigt dagegen bei höheren Pumpleistungen eine Sättigung. Dies führt zur niedrigeren maximalen Ausgangsleistung von 345 mW.

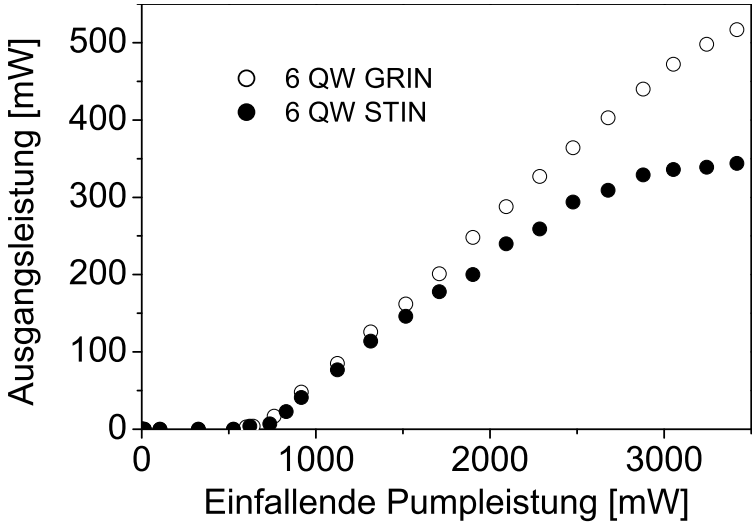


Abbildung 4.3: *Vergleich des Lasers 6-QW-STIN 1 mit dem Laser 6-QW-GRIN 2.*

In Tabelle 4.1 sind neben den Ergebnissen für die 6 und 12-QW-STIN-SCDLs auch die Ergebnisse für zwei verschiedene 6-QW-GRIN-SCDLs vom gleichen Wafer eingetragen. Für das Erreichen der Laserschwelle scheinen für die GRIN Halbleiterscheibenlaser etwas höhere Pumpleistungen P_{thres} verglichen mit den 6-QW-STIN-Lasern nötig zu sein. Das ist plausibel, da die Absorption der STIN-Strukturen für statische Berechnungen größer als die Absorption der GRIN-Strukturen ist, siehe Kapitel 3.2.2. Sowohl die über den Ort der Lasermode auf der SCDL-Struktur gemittelte maximale Ausgangsleistung mit 462 bzw. 463 mW als auch die Steigungseffizienz von 16.9 bzw. 17.4 % besitzen beim 6-QW-GRIN-SCDL höhere Werte verglichen mit dem 6-QW-STIN-SCDL. Dieses Ergebnis ist auf das Sättigungsverhalten des 6-QW-STIN-Halbleiterscheibenlasers zurückzuführen.

Es stellt sich die Frage nach dem Ursprung des Sättigungsverhaltens des 6-QW-STIN-SCDLs. Zunächst wird untersucht, ob es sich um einfaches thermisches Über-

rollen (d.h. Abnahme der Laserleistung aufgrund der zunehmenden Streuung der Ladungsträger mit Phononen mit steigender Temperatur) handeln kann. Dazu wird die Verschiebung der Emissionswellenlänge für die in Abbildung 4.3 gezeigten Halbleiterscheibenlaser mit der eingestrahlten Pumpleistung untersucht, siehe Abbildung 4.4. Die Wellenlängenverschiebung der Emission ist von der Laserschwelle bis zu einer maximalen einfallenden Pumpleistung von 3.42 W dargestellt. Der GRIN-Laser zeigt mit 4.2 nm/W die größere Verschiebung der Emissionswellenlänge pro eingestrahlter Pumpleistung $\mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}P$. Für den STIN-Laser erhält man $\mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}P = 1.6$ nm/W.

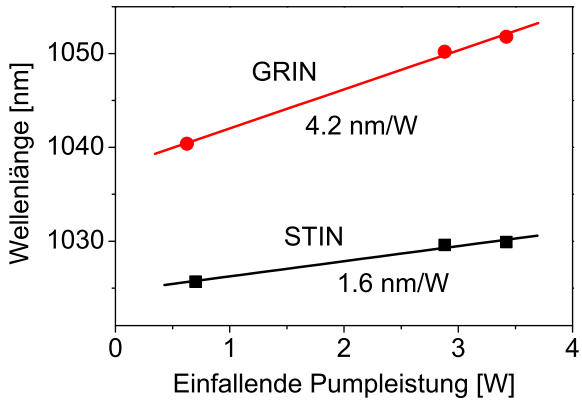


Abbildung 4.4: *Verschiebung der Laseremission von der Laserschwelle bis zu einer Pumpleistung von 3.42 W.*

Das gleiche Ergebniss ist in Tabelle 4.2 zu sehen. Dargestellt ist die Verschiebung der Emissionswellenlänge von der Laserschwelle bis zu einer einfallenden Pumpleistung von 3.42 W. Die angegebenen Werte sind über verschiedene Positionen der Lasermode auf der SCDL-Struktur gemittelt. Die Verschiebung der Wellenlänge ist mit 10.5 bzw. 10.7 nm für den GRIN-SCDL größer als die Verschiebung von 5.5 bzw. 7.3 nm beim STIN-SCDL. Zu beachten ist, dass auch hier die angegebene Unsicherheit keinen Messfehler darstellt. Angegeben ist die mittlere Variation der Emissionsverschiebung, die man durch unterschiedliche Positionen der Lasermode auf der SCDL-Struktur erhält.

Da man sowohl bei den STIN- als auch bei den GRIN-Halbleiterscheibenlasern die Laseremission aus InGaAs-QWs erhält, kann man für beide SCDLs die gleiche Verschiebung der Emissionswellenlänge mit der Änderung der Temperatur der Halbleiterscheibenlaserstruktur $\mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}T$ annehmen. In Abbildung 4.4 sowie in Tabelle 4.2 erhält man die stärkere Verschiebung der Emissionswellenlänge für den GRIN-SCDL. D.h. der 6-QW-GRIN-Halbleiterscheibenlaser erwärmt sich im Laserbetrieb stärker als der 6-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaser. Man beobachtet aber gerade für den STIN-Laser das Sättigungsverhalten, siehe Abbildung 4.3. Daher kann man das thermische Überrollen als Grund für das Sättigungsverhalten des 6-QW-STIN-

SCDL-Struktur	$\Delta\lambda$ [nm]
6-QW-STIN 1	5.5 ± 1.0
6-QW-STIN 2	7.3 ± 0.2
6-QW-GRIN 1	10.5 ± 0.5
6-QW-GRIN 2	10.7 ± 0.6

Tabelle 4.2: *Verschiebung der Emissionswellenlänge von der Laserschwelle bis zu einer Pumpleistung von 3.42 W für verschiedene Halbleiterscheibenlaser. Die Unsicherheit der Werte stellt nicht den Messfehler dar. Es handelt sich um die mittlere Abweichung bei mehreren Messungen mit der Lasermode an unterschiedlichen Positionen auf der SCDL-Struktur.*

SCDLs ausschließen.

Erklären kann man die in Abbildung 4.3 gezeigte Sättigung des 6-QW-STIN-SCDLs dagegen über die Sättigung der Absorption im Laserbetrieb. In Kapitel 3.2.2 konnte mit Hilfe von zeitaufgelösten Photolumineszenzexperimenten gezeigt werden wie sich eine Steigung in der Bandkante der Barrieren auf die Drift der Ladungsträger in den QW auswirkt. Es wurde festgestellt, dass die Ladungsträger der GRIN-SCDL-Struktur schneller in den QW gelangen. Im Laserbetrieb werden durch optisches Pumpen hauptsächlich Zustände im Leitungsband der Barrieren besetzt. Auf Grund des Pauli-Prinzips, d.h. ein besetzter Quantenzustand kann kein zweites Mal besetzt werden, erhält man für den 6-QW-STIN-SCDL mit zunehmender Pumpleistung im Laserbetrieb eine Sättigung der Absorption. Dies zeigt sich dann ebenfalls in der Ausgangsleistung, siehe Abbildung 4.3. Auf Grund des schnelleren Drifts der Ladungsträger aus den Barrieren in den QW des GRIN-Lasers, kann eine Sättigung der Absorption für den 6-QW-GRIN-Halbleiterscheibenlaser bis zu der verwendeten Pumpleistung von 3.42 W verhindert werden, d.h. der 6-QW-GRIN-SCDL sättigt erst bei höheren Pumpleistungen.

Nach dem Vergleich des 6-QW-GRIN-SCDLs mit dem 6-QW-STIN-SCDL kann man auch erklären warum man für den 12-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaser keine signifikante Sättigung beobachtet, siehe Abbildung 4.2. Beim 12-QW-STIN-SCDL erhält man bei diesen Pumpleistungen noch keine Sättigung, da hier die hinteren Barrieren immer noch absorbieren können nachdem die ersten 6 bereits gesättigt sind.

4.3 Laterale Homogenität der Halbleiterscheibenlaserstrukturen

Die Messungen zur lateralen Homogenität der Halbleiterscheibenlaserstrukturen sind insbesondere für die Skalierung der Ausgangsleistung interessant, d.h. beim Arbeiten mit einem großen Durchmesser der Lasermode auf der SCDL-Struktur. Die Skalierung der Ausgangsleistung mit der Fläche der Lasermode auf der Laserstruktur ist ein wichtiger Vorteil des Scheibenlaserkonzepts [3]. Die passive Charakterisierung der Homogenität der SCDL-Strukturen einschließlich des Vergleichs der unterschiedlichen Aufbringungstechniken ist bereits in den Kapiteln 3.2.4, 3.2.5 und 3.2.6 erfolgt. In diesem Abschnitt werden ortsaufgelöste Lasermessungen vorgestellt. Durchgeführt wurden die Messungen mit dem in Abbildung 4.5 gezeigten Resonator. Es handelt sich dabei um den gleichen Resonator, der bereits in Kapitel 2.1.1 vorgestellt wurde. Der einzige Unterschied ist der HR-Spiegel anstelle des sättigbaren Absorberspiegels. Wie in der Skizze angedeutet, wird nur die SCDL-Struktur horizontal verschoben. Alle anderen Parameter werden konstant gehalten.

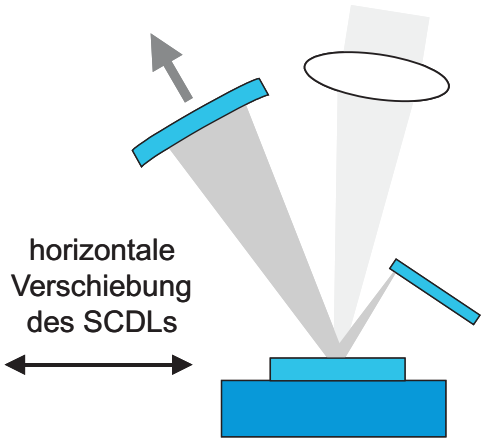


Abbildung 4.5: *Verschiebung des SCDLs im Laser.*

Der Resonator wird so einjustiert, dass die Resonatormode lateral gesehen in der Mitte der Halbleiterscheibenlaserstruktur liegt. Danach wird die Halbleiterscheibenlaserstruktur horizontal verschoben. Die Resonatormode wandert dabei vom linken zum rechten Rand der SCDL-Struktur, was die ortsaufgelöste Messung der Leistung sowie der Emissionswellenlänge ermöglicht. Das Verschieben der Lasermode auf der SCDL-Struktur bringt eine Veränderung der räumlichen Modenprofile mit sich. Ebenfalls ändert sich die spektrale Breite der Emission von Messpunkt zu Messpunkt. Deswegen ist in Abbildung 4.6 jeweils die mittlere Wellenlänge gegen die Oberflächenposition aufgetragen.

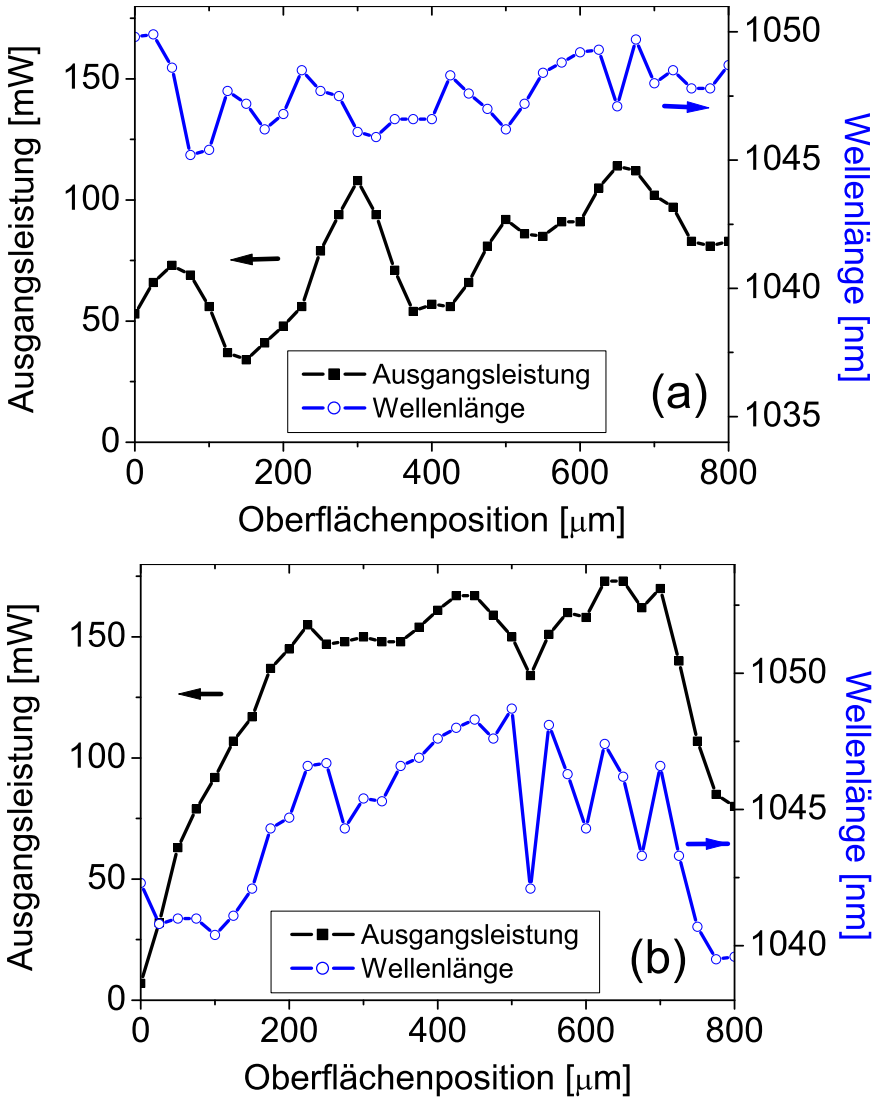


Abbildung 4.6: *Oberflächenuntersuchung der unterschiedlich auf die Wärmesenke aufgebrachten SCDL-Strukturen. (a) zeigt das Ergebnis einer nach der konventionellen und (b) das Ergebnis einer nach der Flip-Chip Methode aufgebrachten SCDL-Struktur. Dargestellt ist jeweils die Ausgangsleistung und die mittlere Emissionswellenlänge des Halbleiterscheibenlasers in Abhängigkeit der Oberflächenposition der Lasermode.*

Abbildung 4.6a zeigt die ortsaufgelöste Messung für eine konventionell auf die Wärmesenke aufgelötete SCDL-Struktur. Zu sehen sind starke Schwankungen in der Ausgangsleistung mit der Position der Lasermode auf der Halbleiterscheibenlaserstruktur um bis zu 68 %. Ebenfalls dargestellt ist die Änderung der mittleren Emissionswellenlänge mit dem Ort. Die Schwankungen der mittleren Wellenlänge betragen ca. 5 nm. In Abbildung 4.6b ist zum Vergleich die ortsaufgelöste Messung mit einer nach der Flip-Chip-Methode hergestellten Halbleiterscheibenlaserstruktur dargestellt. Die Schwankungen der Ausgangsleistung liegen nur bei 15 %, sieht man von dem einen Ausreißer ab. Durch Ätzfehler und Staub auf der SCDL-Oberfläche sind immer einzelne schlechte Stellen möglich. An den beiden Seiten fällt die Leistung des Lasers deutlich ab. Aufgrund der Form der SCDL-Struktur, siehe Abbildung 3.7b, erhält man an den Seiten einen falsch justierten Resonator. Die Schwankungen der mittleren Emissionswellenlänge liegen ebenfalls bei ca. 5 nm.

Für die Halbleiterscheibenlaserstrukturen, die mit Hilfe des Flip-Chip-Bonders hergestellt wurden, erhält man für den mittleren Bereich die homogenere Ausgangsleistung des Lasers. Dieses Ergebnis ist konsistent mit den passiven Untersuchungen der Halbleiterscheibenlaserstrukturen, siehe Kapitel 3.2. Auch hier zeigten die mittels des Flip-Chip-Bonders aufgelöteten Halbleiterscheibenlaserstrukturen Vorteile bzgl. der Homogenität. Die stärkere Deformation bei den konventionell aufgebrachten SCDL-Strukturen führt vermutlich zu größeren Verspannungen und Defekten innerhalb der Halbleiterscheibenlaserstrukturen. Solche Verspannungen und Defekte könnten die starken Intensitätsschwankungen der Ausgangsleistung bei den konventionell aufgebrachten Strukturen erklären.

Kapitel 5

Passiv modengekoppelter Halbleiterscheibenlaser

Das wesentliche Ziel dieser Arbeit liegt in der Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse mit einer Dauer von einigen hundert Femtosekunden. Aufbauend auf den bisherigen Ergebnissen der Charakterisierung der Halbleiterstrukturen und dem CW-Halbleiterscheibenlaser wird in diesem Kapitel der modengekoppelte Halbleiterscheibenlaser behandelt. Zunächst werden die Charakterisierungsmethoden der Lichtimpulse vorgestellt. Im Anschluss daran erfolgt eine Untersuchung des modengekoppelten Betriebs hinsichtlich der Anzahl der QWs des Halbleiterscheibenlasers. Danach wird der Einfluss der spektralen Verschiebung der exzitonischen Resonanz des Absorbers auf die Impulsdauer getestet. Durch eine systematische Anwendung von baugleichen sättigbaren Absorbern, abgesehen vom In-Gehalt der QWs und der damit verbundenen spektralen Verschiebung, gelang die Erzeugung von ultrakurzen Lichtimpulsen. Des Weiteren kamen unterschiedliche Halbleiterscheibenlaser zum Einsatz. Neben den STIN-Strukturen wurden wie im CW-Fall auch für den modengekoppelten Fall die GRIN-Strukturen getestet.

5.1 Charakterisierung der Lichtimpulse

Ermittlung der Impulsdauer

Die Autokorrelation hat sich als rein optische Methode zur Messung der Impulsdauer etabliert [144–146]. Die Messung der Impulsdauer erfolgt in dieser Arbeit mit einem nicht-kollinearen Autokorrelator. Dabei wird der gepulste Laserstrahl in einem Interferometer in zwei Teilstrahlen aufgespalten, wobei die Länge einer der beiden Interferometerarme verändert wird. Die Überlagerung der beiden, zunächst noch

räumlich separierten Teilstrahlen, erfolgt in einem nichtlinearen Kristall. Es wird die χ^2-Nichtlinearität ausgenutzt um die zweite Harmonische zu erzeugen. Die sich in dem nichtlinearen Kristall überlagernden Teilstrahlen können nach Durchlaufen des Kristalls geblockt werden, um eine untergrundfreie Autokorrelation zu ermöglichen. Nur wenn die Teilimpulse zeitlich überlagert sind, wird ein SHG-Signal (SHG: **s**econd **h**armonic **g**eneration) mit einer Photodiode detektiert. Die so gemessene Intensitätsautokorrelation als Funktion des Verschiebungswegs $\Delta x \propto \tau$ kann durch die Korrelationsfunktion 2. Ordnung beschrieben werden [147]:

$$G^2(\tau) = \frac{\int I(t)I(t+\tau)dt}{\int I^2(t)dt} \tag{5.1}$$

Das gemessene Signal ist das Ergebnis einer Korrelation des Lichtimpulses mit sich selbst(Autokorrelation). Die Autokorrelation ist eine gerade Funktion bzgl. τ. Da die Impulsform nicht eindeutig ist, muss man prüfen, mit welcher Impulsform die beste Übereinstimmung mit der gemessenen Autokorrelation zu erzielen ist. Bei allen im Folgenden gezeigten Messungen der Lichtimpulse konnten mit einer sech^2-förmigen Impulsform gute Ergebnisse erzielt werden. In diesem Fall erhält man die Halbwertsbreite des Lichtimpulses, indem man die Halbwertsbreite der Autokorrelation durch 1.54 teilt.

Impulspackete bestehend aus mehreren einzelnen Lichtimpulsen die in verschiedenen Impulspacketen keinen festen zeitlichen Abstand zueinander aufweisen, führen in der Autokorrelation zu einem breiten Sockel mit einer schmalen Spitze. Diese wird als „Coherence Spike“ bezeichnet. Man muss daher immer darauf achten im nicht-kollinearen Fall eine untergrundfreie Autokorrelation zu messen.

Durch die Messung der Intensitätsautokorrelation erhält man keinerlei Informationen über die zeitliche Phase des elektrischen Feldes. Für eine komplette Impulscharakterisierung, d.h. Impulsdauer und Phase, haben sich Verfahren wie FROG (**F**requency-**R**esolved **O**ptical **G**ating) [148,149] und SPIDER (**S**pectral **P**hase **I**nterferometry for **D**irect **E**lectric-field **R**econstruction) [150] bewährt.

Für die im Folgenden gezeigten Messungen der Impulsdauer wurde der Autokorrelator PulseCheck der Firma APE verwendet. In der Version bis 150 ps Messbereich beträgt die minimal messbare Impulsdauer 120 fs.

Messung des optischen Spektrums

Das optische Spektrum wurde mit einem Gitter-Monochromator (Modell: 77200) und einem InstaSpec^{TM}-II-Photodioden-Array-Detektor (Modell: 77103) der Firma ORIEL gemessen. Über einen schmalen Spalt gelangt das zu charakterisierende Laserlicht in einen Monochromator (Czerny-Turner Konfiguration). Über einen

gekrümmten Spiegel (Kollimator) wird es kollimiert und auf ein Gitter (1200 Linien/mm) gelenkt. Das vom Gitter gebeugte Licht wird mit einem zweiten gekrümmten Spiegel (Kollektor) in eine Bildebene fokussiert. In dieser Bildebene befindet sich die Photodiodenzeile. Unterschiedliche Wellenlängen fallen somit auf verschiedene Elemente des Arrays. Somit ist die Intensität des Signals, das mit einem beliebigen Element der Zeile gemessen wird, ein Maß für die spektrale Leistungsdichte. Das Auflösungsvermögen des Spektrometers ergibt sich aus der Brennweite der internen Optik des Monochromators (hier 250 mm), der verwendeten Beugungsordnung, der Anzahl der Linien des Gitters, der Größe der Elemente der Photodiodenzeile und der Breite des Eintrittspalts [151, 152].

Geeicht wurde das Spektrometer mit Hilfe eines HeNe-Lasers. Die gemessene Wellenlänge betrug 632.87 nm. Unter Berücksichtigung der endlichen Auflösung ist das genau die zu erwartende Wellenlänge. Aufgrund der sehr schmalen Linienbreite des HeNe-Lasers (Schawlow-Townes-Linienbreite des HeNe-Lasers: < 1 Hz [108]) kann die Breite der gemessenen Laserlinie mit der Auflösung des Spektrographen gleichgesetzt werden. Die Messung der Halbwertsbreite ergab 0.17 nm.

Messung des RF-Spektrums

Die Lichtimpulse in modengekoppelten Lasern sind keine perfekten Repliken voneinander, sondern weisen Fluktuationen in den Impulseigenschaften auf. Die Kenntnis und Charakterisierung dieser Fluktuationen ist von großer Bedeutung, wenn man mögliche Anwendungen betrachtet. Experimentell können Fluktuationen der Lichtimpulse von CW-modengekoppelten Lasern mit Hilfe eines RF (**R**adio **F**requenz)-Spektrum-Analysators untersucht werden. In dieser Arbeit wird dazu der Impulszug des Lasers mit einer schnellen Photodiode detektiert und das elektrische Signal an einen Spektrum Analysator der Firma Rhode & Schwarz mit einem maximalen Frequenzbereich von 7 GHz gesendet. Aus den gemessenen Spektren kann die Repetitionsfrequenz ermittelt werden. Des weiteren können Rückschlüsse auf die Stabilität und die Neigung zum Güteschalten des modengekoppelten Betriebs gezogen werden. Außerdem gewinnt man Informationen über das Amplitudenrauschen sowie den zeitlichen Jitter des Impulszugs [153].

5.2 Modengekoppelte SCDLs mit unterschiedlicher Anzahl an QWs

Für den modengekoppelten Halbleiterscheibenlaser wurde der in Fig. 2.1 gezeigte Laserresonator aufgebaut. Dabei betrug der Abstand vom Halbleiterscheibenlaser zum Auskoppelspiegel ca. 37 mm, der Abstand vom Halbleiterscheibenlaser zum sättigbaren Absorber konnte mit 12 mm abgeschätzt werden. Der Auskoppelspiegel mit 0.5 % Transmission hatte eine Krümmung von 50 mm. Die Temperatur der Wärmesenke des SAMs wurde nicht mit einem Peltierelement geregelt. Beim SCDL sorgte eine Peltier Kühlung für eine konstante Temperatur der Wärmesenke von 14 °C. Jedoch stellt sich automatisch eine unterschiedliche lokale Temperatur des Halbleiterscheibenlasers für verschiedene Pumpleistungen ein.

Zunächst folgt eine Untersuchung des 12-QW-Halbleiterscheibenlasers mit verschiedenen sättigbaren Absorbern. Zum Einsatz kommen die in Kapitel 3 bereits ausführlich charakterisierten Absorber, nämlich der implantierte SAM und der Oberflächen SAM. Zusätzlich wird der Einfluss einer Anti-Reflexionsschicht auf dem SCDL getestet. In Kapitel 5.2.2 wird dann der modengekoppelte Halbleiterscheibenlaser mit 6 QWs untersucht und hinsichtlich der Impulsdauer mit dem 12-QW-Laser verglichen.

5.2.1 12-QW-STIN-Laser

Zuerst wurde eine 12-QW-STIN-Laserstruktur ohne AR-Beschichtung getestet. Als Absorber wurde auf Grund der Ergebnisse der Pump-Probe Messungen, siehe Abbildung 3.10, zuerst der schnellere sättigbare Absorber, nämlich der O-SAM, verwendet. Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.1 gezeigt. Die mittlere Laserleistung betrug 75 mW. Abbildung 5.1a zeigt die normierte Intensitätsautokorrelationsmessung. Unter der Annahme eines sech^2-förmigen Lichtimpulses erhält man bei dieser Messung die beste Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Es ergibt sich eine Impulsdauer von 3.4 ps. In Abbildung 5.1b ist das optische Spektrum dieser Lasermessung dargestellt. Es zeigt eine Halbwertsbreite von 1.2 nm und eine Andeutung einer Aufspaltung des Spektrums. Wie man Abbildung 5.1b entnehmen kann, lässt sich das optische Spektrum nicht gut mit dem sech^2-förmigen Fit anpassen. Hier wurde der Fit so gewählt, dass er die Halbwertsbreite des optischen Spektrums wiedergibt. Dadurch ragt der Fit allerdings weit über das auf eins normierte optische Spektrum hinaus. Aus der Halbwertsbreite des optischen Spektrums und der Impulsdauer von 3.4 ps berechnet sich ein Zeit-Bandbreiten-Produkt von 1.1, was auf einen gechirpten Lichtimpuls schließen lässt. In Abbildung 5.1c ist das RF-Spektrum für diese Messung, mit einer RBW von 300 kHz (RBW: **R**esolution **B**and**w**idth), bis 7 GHz dargestellt. Zu sehen sind die ersten beiden Schwebungsfre-

quenzen. Das Signal zu Rauschverhältnis beträgt für die erste Schwebungsfrequenz über 45 dB. Abbildung 5.1d zeigt das RF-Spektrum in der Nähe der fundamentalen Repetitionsfrequenz ν_R (RBW: 10 kHz). Die Halbwertsbreite ist unter 50 kHz. Weder im RF-Spektrum mit dem großen Frequenzbereich noch im RF-Spektrum, das die erste Schwebungsfrequenz genauer zeigt, sind Seitenbänder erkennbar. Wie auf Grund der geringen Sättigungsfluenz der Halbleiterscheibenlaserstruktur nicht anders zu erwarten, sind Güteschaltungsinstabilitäten bei diesem Laser nicht zu beobachten [154].

Der breite Sockel der ersten Schwebung sowie das leicht modulierte optische Spektrum deuten auf einen nicht optimalen cw-modengekoppelten Betrieb des Lasers hin. Die Autokorrelationsmessung zeigt allerdings keine Abweichungen vom optimalen Profil bis hin zu den Ausläufern bei ±15 ps. Es wird vermutet, dass die Impulsdauer in dieser Messung hauptsächlich durch die Relaxationszeit des SAMs bestimmt wird.

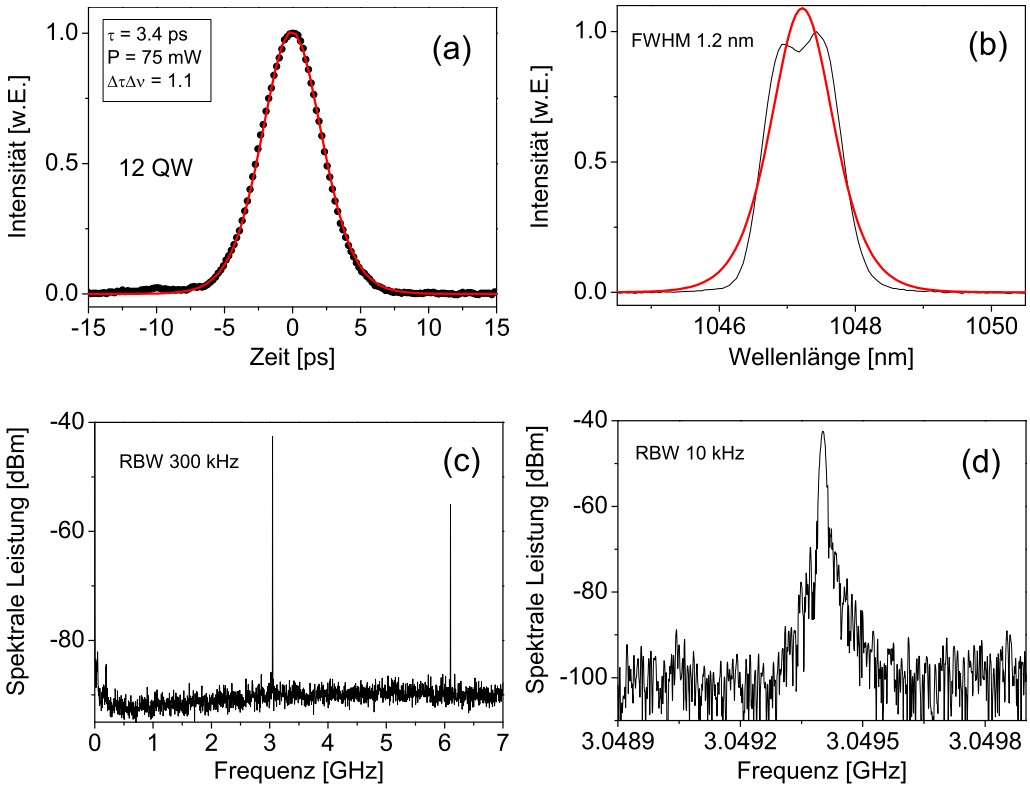


Abbildung 5.1: *Modengekoppelter 12-QW-STIN-Laser: (a) Autokorrelation (b) Optisches Spektrum (c) RF-Spektrum: 7 GHz Bereich (d) RF-Spektrum: erste Schwebung.*

Über die Repetitionsfrequenz ν_{R} und die Lichtgeschwindigkeit c lässt sich die Länge L des Resonators sehr genau bestimmen. Es gilt:

$$L = \frac{c}{2\nu_{\mathrm{R}}} = 49.16 \text{ mm} \tag{5.2}$$

Danach lässt sich nach Formel 2.59 der Radius der Lasermode auf dem SAM zu 46 μm abschätzen. Geht man von der Propagation eines Gaußstrahls im Resonator aus, so kann man nach Formel 2.62 auf den Radius der transversalen Grundmode auf der 12 mm entfernten SCDL-Struktur schließen. Er beträgt ca. 98 μm. Das Flächenverhältnis vom Spot auf der SCDL-Struktur $A_{\mathrm{SCDL}} = \pi w_{\mathrm{SCDL}}^2$ zum Spot auf dem SAM $A_{\mathrm{SAM}} = \pi w_{\mathrm{SAM}}^2$ ergibt damit ca. 4.5. Ist der Pumpspot genauso groß wie der Resonatormode an der Stelle der SCDL-Struktur, so erhält man mit einer Pumpleistung von 2910 mW folgende Pumpintensität:

$$I_{\mathrm{pump}} = \frac{P_{\mathrm{pump}}}{A_{\mathrm{SCDL}}} = 9.7 \text{ kW/cm}^2 \tag{5.3}$$

Die Impulsenergie E erhält man über die mittlere Ausgangsleistung P von 75 mW und der Repetitionsfrequenz ν_{R} von $\sim$ 3 GHz:

$$E = \frac{P}{\nu_{\mathrm{R}}} = 25 \text{ pJ} \tag{5.4}$$

Interessant ist vor allem die Impulsenergie innerhalb des Resonators E_{intra}. Bei einem Auskopplungsgrad von 0.5 % erhält man:

$$E_{\mathrm{intra}} = \frac{E}{T_{\mathrm{out}}} = 5 \text{ nJ} \tag{5.5}$$

Über E_{intra} kann man mit Kenntnis der Impulsdauer τ von 3.4 ps auf die Spitzenleistung P_{peak} innerhalb des Resonators schließen:

$$P_{\mathrm{peak}} = \frac{E_{\mathrm{intra}}}{\tau} = 1.5 \text{ kW} \tag{5.6}$$

Wichtig ist auch welche Energie bzw. Intensität pro Fläche auf die SCDL-Struktur bzw. auf den SAM trifft. Für die SCDL-Struktur berechnet sich die Fluenz F_{SCDL} zu:

$$F_{\mathrm{SCDL}} = \frac{E_{\mathrm{intra}}}{A_{\mathrm{SCDL}}} = 17 \ \mu\text{J/cm}^2 \tag{5.7}$$

Die Spitzenintensität $I_{\mathrm{peak,SCDL}}$ lässt sich über die Spitzenleistung innerhalb des Resonators berechnen:

$$I_{\mathrm{peak,SCDL}} = \frac{P_{\mathrm{peak}}}{A_{\mathrm{SCDL}}} = 5 \text{ MW/cm}^2 \tag{5.8}$$

Pumpintensität:	9.7 kW/cm^2
Auskopplungsgrad:	$T_{\text{out}} = 0.5$ %
Impulsenergie:	$E = 25$ pJ
Impulsenergie im Resonator:	$E_{\text{intra}} = 5$ nJ
Spitzenleistung im Resonator:	$P_{\text{peak}} = 1.5$ kW
Flächenverhältnis:	Spot SCDL/Spot SAM ~ 4.5

	Waist [μm]	Fluenz [μJ/cm^2]	Spitzenintensität [MW/cm^2]
SCDL	98	17	5
SAM	46	75	22

Tabelle 5.1: *Laserparameter modengekoppelter 12-QW-STIN-Laser.*

Auf Grund des kleineren Spots auf dem SAM sind die Fluenz F_{SAM} und die Spitzenintensität $I_{\text{peak,SAM}}$ auf dem SAM größer:

$$F_{\text{SAM}} = \frac{E_{\text{intra}}}{A_{\text{SAM}}} = 75\ \mu\text{J/cm}^2 \tag{5.9}$$

$$I_{\text{peak,SAM}} = \frac{P_{\text{peak}}}{A_{\text{SAM}}} = 22\ \text{MW/cm}^2 \tag{5.10}$$

In Tabelle 5.1 sind die Berechnungen zusammengefasst. Eine Fluenz von 75 μJ/cm^2 auf dem SAM passt sehr gut mit den Messungen der nichtlinearen Reflexion aus Kapitel 3.3.2 zusammen, siehe Abbildung 3.11b. Man befindet sich mit dieser Fluenz relativ im Maximum der sättigbaren Absorption und liegt noch vor dem Einsetzen der Zwei-Photonen-Absorption.

Eine Unsicherheit bei der Bestimmung der oben berechneten Werte ist z.B., dass die Krümmung des SAMs und der SCDL-Struktur an der Stelle der Lasermode unklar ist und man die Position der SCDL-Struktur im Resonator nur ungefähr angeben kann. Rechnet man z.B. mit einer Krümmung des SAMs von 3 m, so ändert sich der Radius des Transversalen Grundmodes auf dem SAM nach Formel 2.59 auf 46.3 μm

(vorher 46.1 μm). Man erhält dadurch praktisch die gleichen Werte für die Fluenz und die Spitzenintensität des SAMs und der SCDL-Struktur. Stärker würde sich eine Abweichung der Krümmung des Auskoppelspiegels von der Herstellerangabe von 50 mm auswirken.

Ändert man dagegen nur den Abstand von SAM und Halbleiterscheibenlaser von 12 mm auf 11 mm, so ergibt sich ein Wert für die Fluenz auf der SCDL-Struktur von 19 μJ/cm^2 und ein Wert von 5.6 MW/cm^2 für die Spitzenintensität. Auch dies ist nur eine relativ geringe Änderung der Werte.

Des Weiteren wurde nicht berücksichtigt, dass man eine radiale Intensitätsänderung (gaußförmig) des Laserstrahls hat. Dadurch ist die Intensität in der Mitte des Laserstrahls eigentlich höher als die über die gesamte Fläche gemittelte Intensität.

All diese Überlegungen zeigen eine gewisse Unsicherheit bei der Bestimmung der exakten Werte, die sich jedoch in Grenzen hält, falls man von der Stabilitätsgrenze des Resonators weit genug entfernt ist. Da zur Kurzimpulserzeugung konventionell gebondete Halbleiterscheibenlaser verwendet wurden, d.h. man ein sattelförmiges Oberflächenprofil erwarten darf, siehe Abbildung 3.7a, scheint die Berechnung mit einer ungekrümmten Oberfläche jedoch sinnvoller, als eine Krümmung anzunehmen.

Mit dem 12-QW-STIN-Laser wurde der Einfluss einer Anti-Reflexionsschicht auf die Impulsdauer untersucht. Der Halbleiterscheibenlaser mit AR-Schicht und der Laser ohne AR-Schicht wurden dabei jeweils mit dem O-SAM und dem I-SAM getestet. Die Ergebnisse der vier möglichen Kombinationen sind in Tabelle 5.2 dargestellt. Angegeben sind die mittlere Leistung P, die Laserwellenlänge λ, die Halbwertsbreite des optischen Spektrums $\Delta\lambda$, die Impulsdauer τ und das Zeit-Bandbreite Produkt $\tau \cdot \Delta\nu$. Zwei Beobachtungen kann man dabei machen. Der SCDL mit dem O-SAM liefert kürzere Lichtimpulse als der SCDL mit dem I-SAM und kürzere Lichtimpulse erhält man, zumindest was diese Kombination von Laser und SAM angeht, mit SCDLs ohne AR-Schicht.
Die Erklärung der kürzeren Lichtimpulse mit dem O-SAM ist die Folgende. Auf Grund der schnelleren Relaxationszeit des O-SAMs (Fig. 3.10) stellt dieser verglichen mit dem I-SAM das kürzere netto Verstärkungsfenster für den gepulsten Betrieb zur Verfügung. Solitonenartige Impulsformung kann man ausschließen, da man wegen des großen Zeit-Bandbreiten-Produktes auf einen großen Chirp des Lichtimpulses schließen kann.

Als Erklärung der kürzeren Lichtimpulse des modengekoppelten SCDLs ohne AR-Schicht kann man auf die unterschiedliche Dispersion der Laserstrukturen verweisen. In Kapitel 3.4.2 wurde gezeigt, dass der Einfluss der AR-Schicht auf die Dispersion sehr groß ist. Erstaunlich ist allerdings, dass man gerade für den hohen positiven Dispersionswert der Laserstruktur ohne AR-Schicht von 9650 fs^2 bei 1046 nm, siehe Abbildung 3.15b, die kürzere Impulsdauer beobachtet. Der SCDL mit AR-Schicht, der in dem Bereich der Laserlinie eine leicht negative Dispersion besitzt,

SCDL	SAM	P [mW]	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]	τ [ps]	$\tau \cdot \Delta\nu$
12-QW-STIN	I-SAM	73	1045.6	0.8	4.1	0.9
12-QW-STIN	O-SAM	75	1047.2	1.2	3.4	1.1
12-QW-STIN-AR	I-SAM	76	1054.7	1.2	7.1	2.3
12-QW-STIN-AR	O-SAM	54	1055.5	1.5	4.4	1.8

Tabelle 5.2: *Vergleich von O-SAM mit I-SAM mit einem 12-QW-SCDL mit und ohne AR-Schicht.*

zeigte dagegen für beide Absorber die größere Impulsdauer. Eine andere Erklärung für die gemessenen Lichtimpulsdauern der SCDLs mit und ohne AR-Beschichtung könnte an einer unterschiedlichen Modulationstiefe der sättigbaren Absorberspiegel bei verschiedenen Wellenlängen liegen. Demnach müsste die Modulationstiefe der SAMs bei ca. 1055 nm geringer sein als bei ca. 1046 nm.

Eine zusätzliche Beobachtung dieser Messungen ist der Anstieg der Halbwertsbreite des optischen Spektrums mit der Wellenlänge. Außerdem auffällig ist die Leistungsabweichung der Kombination 12-QW-STIN-AR mit O-SAM. Möglicherweise wurde der modengekoppelte Betrieb des Halbleiterscheibenlasers mit dieser Kombination auf einer schlechten Stelle der SCDL-Struktur realisiert.

Die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchung mit dem 12-QW-STIN-Laser werden hier noch einmal zusammengefasst. Mit diesem Halbleiterscheibenlaser konnte ein stabiler modengekoppelter Betrieb erreicht werden. Die Messung der Stabilität der Ausgangsleistung von < 1 mW war durch das Leistungsmessgerät begrenzt. Die Impulsdauer des Lasers wurde maßgeblich durch die Relaxationszeit des sättigbaren Absorbers beeinflusst, d.h. der sättigbare Absorber mit der kürzeren Relaxationszeit (O-SAM) lieferte die kürzeren Lichtimpulse. Durch eine einfache Rechnung konnte abgeschätzt werden, dass die Absorber im Laser nahe ihrer maximalen Modulationstiefe betrieben wurden. Ein Einfluss der AR-Schicht auf die Impulsdauer war in dieser Versuchsreihe festzustellen, wobei die kürzeren Lichtimpulse ohne AR-Schicht erreicht werden konnten.

5.2.2 6-QW-STIN-Laser

In diesem Abschnitt werden Kurzimpuls-Laserergebnisse mit einem 6-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaser ohne AR-Schicht vorgestellt. Als sättigbarer Absorber wurde der O-SAM gewählt. Wie Abbildung 5.2 zeigt, konnte ein stabiler modengekoppelter Betrieb realisiert werden. In Abbildung 5.2a ist die Autokorrelation zu sehen. Unter der Annahme eines sech^2-förmigen Lichtimpulses erhält man eine Impulsdauer von 1.5 ps. Das optische Spektrum bei ca. 1041.4 nm, das in Abbildung 5.2b dargestellt ist, besitzt eine Halbwertsbreite von 1.8 nm. Somit ergibt sich ein Zeit-Bandbreite Produkt von 0.7. Abbildung 5.2c zeigt das RF-Spektrum in einem Bereich von 7 GHz mit einer RBW von 300 kHz. Die erste Schwebung ist noch einmal genauer in Abbildung 5.2 mit einer RBW von 10 kHz dargestellt. In beiden gezeigten RF-Spektren ist ein großes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu sehen, ein Hinweis auf einen stabilen modengekoppelten Laser. Aus dem Fehlen von Seitenbändern kann man auf einen reinen CW-modengekoppelten Betrieb schließen.

Der Sockel der ersten Schwebung ist bei der Messung mit dem 6-QW-Laser sehr viel schmaler als bei der Messung mit dem 12-QW-Laser. Des Weiteren ist das optische Spektrum nicht moduliert. Diese Ergebnisse deuten auf einen stabileren Betrieb des 6-QW-Lasers verglichen mit dem vorher gezeigten 12-QW-Laser hin. Allerdings verhalten sich die Autokorrelationsmessungen genau konträr zu diesem Ergebnis. In Abbildung 5.2a ist im Gegensatz zum 12-QW-Fall ein deutliches Rauschen zu erkennen. Auch die Justage des 6-QW-Lasers war kritischer verglichen mit der Justage des 12-QW-Lasers. Sowohl der Rauschanteil in der Autokorrelation als auch die kritische Justage könnte man mit der geringen Ausgangsleistung des Lasers erklären. Sie betrug nur 2 mW bei einer ebenfalls sehr geringen Pumpleistung von nur 940 mW. Jedoch zeigte der 6-QW-Halbleiterscheibenlaser mit dem O-SAM auch bei höheren Pump- und Ausgangsleistungen noch ein starkes Untergrundrauschen in der Autokorrelation.

Mit dieser Kombination von SCDL und SAM wurde der Einfluss der Pumpleistung auf die Impulsdauer untersucht. Es zeigte sich, dass die kürzeste Impulsdauer mit der geringsten möglichen Pumpleistung und damit auch der geringsten Laserleistung korreliert war. Durch die geringere Pumpleistung wurde die SCDL-Struktur lokal nicht so stark erhitzt. Dies führt zu einer Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen. Mit dieser Methode, der Verschiebung der Wellenlänge mit der Pumpleistung, lässt sich ein Bereich von ca. 10 nm untersuchen. Möglicherweise spielt der Dispersionsverlauf der 6-QW-STIN-Struktur ohne AR-Schicht, siehe Abbildung 3.15a, einen Grund für die kürzeren Lichtimpulse mit kleinerer Pumpleistung, d.h. möglichst kurzwelliger Laserstrahlung. Nach Abbildung 3.15a steigt die Dispersion von -5280 fs^2 bei 1040 nm auf 5070 fs^2 bei 1050 nm. Sollte die Dispersion also hier verantwortlich für die kürzeren Impulse mit niedrigerer Pumpleistung sein, so würde das bedeuten, dass eine möglichst hohe negative Dispersion vorteilhaft für kurze Licht-

impulse ist. Dieses Ergebnis stellt allerdings einen Widerspruch zu dem Ergebnis der Untersuchung der AR-Schicht mit dem 12-QW-STIN Laser dar, wo festgestellt wurde, dass eine positive Dispersion von 9650 fs^2 die kürzeren Lichtimpulse erlaubt als eine leicht negative Dispersion.

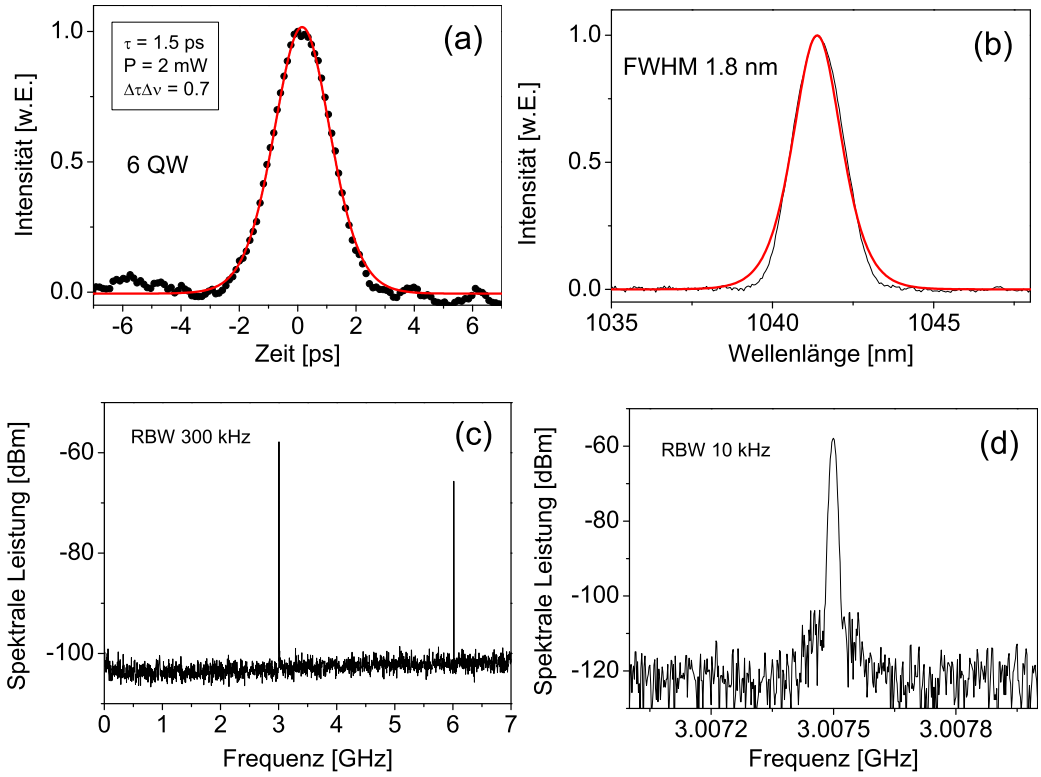


Abbildung 5.2: *Modengekoppelter 6-QW-STIN-Laser: (a) Autokorrelation (b) Optisches Spektrum (c) RF-Spektrum: 7 GHz Bereich (d) RF-Spektrum: erste Schwebung.*

Prinzipiell konnten mit dem 6-QW-STIN-Laser ohne AR-Schicht kürzere Lichtimpulse als mit den 12-QW-STIN-Lasern mit und ohne AR-Schicht erzielt werden. Der 6-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaser konnte im modengekoppelten Betrieb mit den in Kapitel 5.2 verwendeten beiden sättigbaren Absorberspiegeln nicht mit einer AR-Schicht betrieben werden. Die Gründe hierfür sind noch unklar. Die Dispersion für die 6-QW-Struktur ohne AR-Schicht hat kleinere Spitzenwerte als die für die 12-QW-Struktur ohne AR-Schicht, vgl. Abb. 3.15. Nach den oben angeführten Über-

legungen ist nicht klar, ob positive oder negative Dispersion vorteilhaft für kürzere Impulse ist. Wahrscheinlich liegt die Dispersion aber im Laserbetrieb bei den 6-QW-Halbleiterscheibenlasern günstiger für die Erzeugung kurzer Lichtimpulse als bei den 12-QW-Lasern. Einen Hinweis darauf gibt das kleinere Zeit-Bandbreite Produkt von 0.7 und der damit verbundene kleinere Chirp des 6-QW-Lasers.

Aus der Repetitionsrate ν_{R} lässt sich nach Gleichung 5.2 eine Länge L=49.8408 mm berechnen. Nach Gleichung 2.59 erhält man damit einen Radius an der Strahltaille von 30.5 μm. Berechnet man wie in Kapitel 5.2.1 beschrieben die Fluenz auf dem sättigbaren Absorber, so erhält man einen Wert von $F_{\mathrm{SAM}} = 4.6\ \mu\mathrm{J/cm}^2$. Dieser Wert ist natürlich viel zu klein um den Absorber nennenswert in Sättigung zu bringen, vgl. Abb. 3.11b. Damit ist der modengekoppelte Betrieb des Halbleiterscheibenlasers mit Hilfe des sättigbaren Absorbers nicht zu erklären. Wie oben beschrieben ändert eine Annahme einer gewissen Krümmung des SAMs äußerst wenig an den berechneten Werten. Kommt man mit der Krümmung des Auskoppelspiegels (Herstellerangabe 50 mm) jedoch in den Bereich der berechneten Resonatorlänge von 49.8408 mm, so ergeben sich starke Änderungen der Spotgröße auf dem sättigbaren Absorber. Für einen berechneten Radius an der Strahltaille von 7 μm würde man für dieses Beispiel mit der geringen mittleren Ausgangsleistung von nur 2 mW trotzdem eine Fluenz $F_{\mathrm{SAM}} \approx 90\ \mu\mathrm{J/cm}^2$ erhalten und das Zustandekommen des modengekoppelten Betriebs ist wieder erklärbar.

5.3 Einfluss der spektralen Verschiebung der niederenergetischsten Resonanz des Absorbers

Da mit dem 6-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaser kürzere Lichtimpulse realisiert werden konnten als mit dem 12-QW-STIN-Laser, kam für die folgenden Lasermessungen die 6-QW-STIN-Struktur zum Einsatz. Außerdem konnten mit dem O-SAM kürzere Lichtimpulse erreicht werden als mit dem I-SAM, siehe Tabelle 5.2. Deswegen sind in den folgenden Untersuchungen O-SAMs im Einsatz. Getestet wurde der Einfluss der spektralen Verschiebung der exzitonischen bzw. der niederenergetischsten Resonanz des Absorbers auf die Impulsdauer. Dazu wurden drei sättigbare Absorber verwendet, die sich allein im In-Gehalt des InGaAs-QWs unterscheiden. Die Photolumineszenzmessungen mit diesen drei SAMs sind in Abbildung 5.3a zu sehen. Die Anregungswellenlänge für die Photolumineszenzmessungen betrug 532 nm. Die Breite der PL-Spektren lässt sich vermutlich mit der inhomogenen Verbreiterung der PL erklären. Das Photolumineszenzmaximum von SAM3 liegt bei 1048 nm. Genau dieser SAM3 wurde bereits in Kapitel 3 ausführlich hinsichtlich Relaxationszeit und nichtlinearer Reflektivität charakterisiert, siehe SAM B in Kapitel 3.3.1. Das Photolumineszenzmaximum von SAM2 liegt bei 1039 nm und das von SAM1 bei 1028 nm. Die Photolumineszenz Maxima sind also jeweils um ca. 10 nm verschoben. Wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben fällt das Maximum der Photolumineszenz auf Grund der thermischen Verteilung der Ladungsträger nicht mit dem ersten exzitonischen Übergang zusammen. Diesen niederenergetischsten exzitonischen Übergang kann man mit Hilfe von Photostrommessungen bestimmen. Aufgetragen wird die erste Ableitung des Photostroms nach der Wellenlänge gegen die Wellenlänge. Ein solches Photostromspektrum ist in Graphik 5.3b zu sehen. Gezeigt sind das Photostromspektrum von SAM1 mit einem niedrigsten exzitonischen Übergang von 1015 nm und das Photostromspektrum von SAM3 mit einem Übergang bei ca. 1056 nm. Ebenfalls zu sehen ist das Photostromspektrum des 6-QW-STIN-Halbleiterscheibenlasers mit einer niederenergetischsten exzitonischen Resonanz bei 1026 nm. In Kapitel 3.2.3 wurde an Halbleiterscheibenlasern gezeigt, dass das Maximum der Photolumineszenz im Vergleich zur niederenergetischsten Resonanz wie sie mit der Photostrommessung bestimmt wird, um ca. 8-9 nm zu höherer Energie verschoben ist. Dies wurde mit der thermischen Verteilung der Ladungsträger begründet. Diese Beobachtung ist mit der PL- und PC-Messung an SAM3 konsistent. Für SAM1 erhält man allerdings eine um 13 nm ins Rote verschobene Photolumineszenz, siehe Abb. 5.3. Dieses Ergebnis könnte man mit einer stärkeren Lokalisierung der Ladungsträger im Falle des O-SAMs verglichen zu den SCDL-Strukturen in Kapitel 3.2.3 deuten, also einem Stokes-Shift der Photolumineszenz bzgl. der Absorption. Durch die Nähe des QWs zur Oberfläche kann man mehr Lokalisierungsmöglichkeiten erwarten. Warum man allerdings für SAM1 und SAM3 ein unterschiedliches Verhalten beobachtet ist

unklar, da die Absorber außer ihrem In-Gehalt des QWs identisch sein sollen.

In der Photolumineszenzmessung liegt SAM2 genau zwischen SAM1 und SAM3. Geht man also davon aus, dass die Resonanz von SAM2 mit der kleinsten Energie genau zwischen denen von SAM1 und SAM3 liegt, so kann man auf eine niederenergetischste Resonanz des Absorbers SAM2 bei 20 °C Raumtemperatur von ca. 1036 nm schließen.

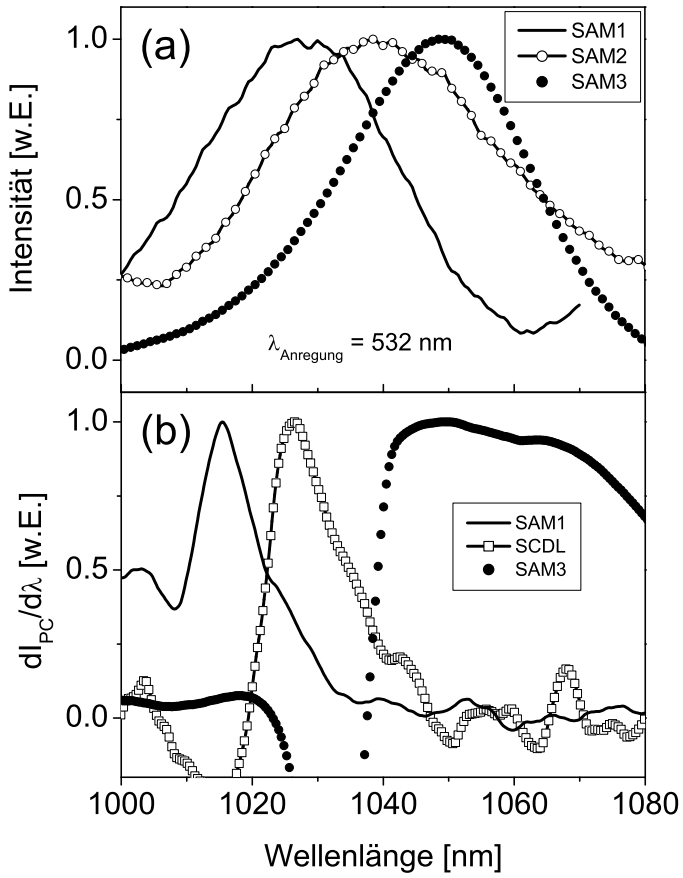


Abbildung 5.3: *(a) Photolumineszenzmessung mit drei verschiedenen sättigbaren Absorbern (O-SAMs) (b) Photostrommessung von SAM1, SAM3 und der SCDL-Struktur (6-QW-STIN).*

Im vorigen Abschnitt des fünften Kapitels wurde der modengekoppelte Betrieb des 6-QW-STIN-Halbleiterscheibenlasers ohne AR-Schicht mit SAM3 demonstriert, wobei eine Impulsdauer von 1.5 ps erreicht wurde. In diesem Fall war die Laseremission mit ca. 1041 nm auf der höherenergetischen Seite bezüglich der exzitonischen Resonanz bei 1056 nm. Damit war wahrscheinlich (vgl. Diskussion in Abschnitt

5.2.2 um die richtige Spotgröße, d.h. ausreichende Fluenz auf dem Absorber) die Sättigung der möglichen Zustände im Leitungsband des InGaAs-QWs für den modengekoppelten Betrieb verantwortlich und die Impulsdauer wurde maßgeblich von der langsameren Relaxationszeit der sättigbaren Absorber beeinflusst.

Im Folgenden werden die anderen beiden baugleichen sättigbaren Absorber, nämlich SAM2 und SAM1 getestet. Um eine sehr feine Verschiebung der spektralen Eigenschaften der Absorber zu ermöglichen sind die Absorber SAM2 und SAM1 auf Wärmesenken aufgebracht. Die Temperaturregelung erfolgt über Peltierelemente in einem Bereich von 6 bis 43 °C. Für die Verschiebung der Absorption der SAMs mit der Temperatur wird ein Wert von 0.25 nm/K angenommen [155–157].

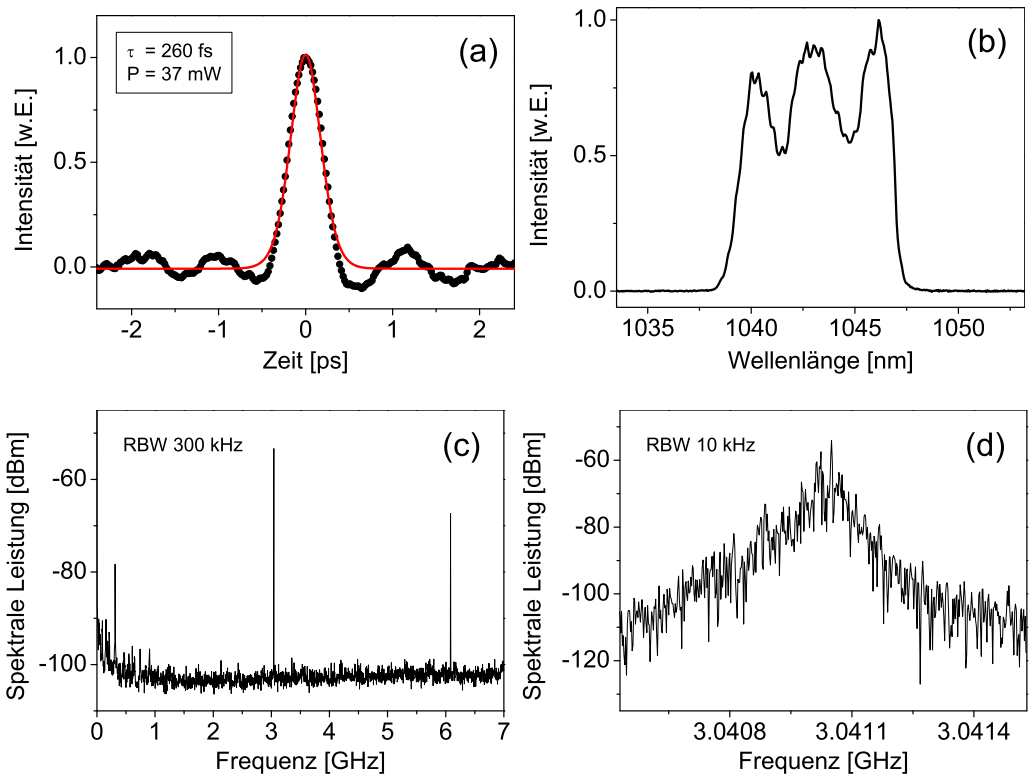


Abbildung 5.4: *Unstabiler modengekoppelter Betrieb. Die niederenergetischste exzitonische Resonanz des Absorbers SAM2 befindet sich in der Nähe der Laseremission. (a) Autokorrelation ohne 50 % Hintergrund dargestellt (b) Optisches Spektrum (c) RF-Spektrum: 7 GHz Bereich (d) RF-Spektrum: erste Schwebung.*

SAM2 wurde mit einem 6-QW-STIN-Laser mit AR-Schicht untersucht. Mit einer zentralen Wellenlänge von ca. 1043 nm war die Laseremission in diesem Beispiel energetisch etwas tiefer gelegen als die Resonanz von SAM2 mit der kleinsten Energie, die mit einer Temperatur der Wärmesenke des SAMs von 6.4 °C auf ca. 1033 nm geschoben wurde. Bei einer Pumpleistung von 2.3 W betrug die mittlere Ausgangsleistung des Halbleiterscheibenlasers 37 mW. In Abbildung 5.4a ist die Autokorrelationsmessung zu sehen. Die Messung zeigt eine sehr kurze Halbwertsbreite. Mit der Annahme einer sech^2-förmigen Impulsform erhält man eine Impulsdauer von 260 fs. Allerdings betrug der Untergrund bei dieser Autokorrelationsmessung ca. 50 %. Zu diesem großen Untergrundrauschen passend ist das stark modulierte optische Spektrum, siehe Abbildung 5.4b. Das RF-Spektrum mit einem Frequenzbereich von 7 GHz, zu sehen in Abbildung 5.4c, zeigt ein großes Signal-zu-Rauschverhältnis und macht deutlich, dass Lichtimpulse im Resonator mit ca. 3 GHz umlaufen. In Abbildung 5.4d ist die erste Schwebung mit einer RBW von 10 kHz dargestellt. Verglichen mit den vorherigen Messungen, siehe Abbildungen 5.1d und 5.2d, ist diese erste Schwebung durch Amplitudenrauschen und den zeitlichen Jitter der Lichtimpulse stark verbreitert. Die Ergebnisse aus den Abbildungen 5.4 a,b und d zeigen sehr deutlich, dass es sich hier um keinen reinen modengekoppelten Betrieb des Lasers handeln kann. Vielmehr muss angenommen werden, dass die Autokorrelationsmessung lediglich einen Coherence Spike darstellt. Bei einer Repetitionsrate von 3.041 GHz berechnet man eine zeitliche Impulsfolge von ∼329 ps. Mit einem Zeitfenster des Autokorrelators von 150 ps kann man diesen Bereich nicht vollständig sehen. Im 150-ps-Fenster war nur die in 5.4a gezeigte sech^2-förmige Spitze auf einem 50 % hohen Untergrundrauschen zu erkennen.

Mit SAM1 wurde die exzitonische Resonanz des Absorbers weiter ins Blaue verschoben. Die Temperatur des sättigbaren Absorbers lag im Experiment bei 43 °C. Die Resonanz von 1015 nm bei einer Raumtemperatur von 20 °C, siehe Abbildung 5.3b, wurde dabei auf ca. 1021 nm verschoben. Die Ergebnisse, die in Kombination mit der 6-QW-STIN-Laserstruktur mit AR-Schicht erzielt wurden, sind in Abbildung 5.5 zu sehen. Abbildung 5.5a zeigt die Autokorrelationsmessung. Wie schon in allen anderen Messungen wird hier wieder ein sech^2-förmiger Lichtimpuls angenommen. Die gemessene Impulsdauer beträgt somit 590 fs. Das optische Spektrum, dargestellt in Abb. 5.5b, besitzt eine Halbwertsbreite von 1.93 nm. Damit ergibt sich ein optimales Zeit-Bandbreite-Produkt von 0.315. Das Maximum des optischen Spektrums liegt bei 1040.3 nm. Der spektrale Abstand von der niederenergetischsten Resonanz des Absorbers zum Maximum des optischen Spektrums beträgt also ca. 19 nm. Zumindest falls eine zusätzliche lokale Erwärmung des SAMs durch den Laser vernachlässigt wird. Die Absorption des SAMs bei der Laserwellenlänge in diesem Beispiel sollte relativ gering sein, da die Energie der Laseremission kleiner als die Bandkante des SAMs ist. Der Laser konnte mit einer geringen Verschiebung der

Absorption des SAMs von ± 1 nm in stabilem modengekoppelten Betrieb gehalten werden. Bei größeren Verschiebungen brach der modengekoppelte Betrieb zusammen. Die mittlere Ausgangsleistung des Lasers lag bei 30 mW. Die optische Pumpleistung betrug 2.6 W. Das RF-Spektrum ist in Abbildung 5.5c mit einer RBW von 300 kHz und einem Bereich von 7 GHz zu sehen. Abbildung 5.5d zeigt dagegen die erste Schwebung mit einer RBW von 10 kHz. Das große Signal-zu-Rausch-Verhältnis von über 60 dB zeugt von einem stabilen modengekoppelten Betrieb des Halbleiterscheibenlasers. Des Weiteren sind keine Seitenbänder erkennbar, d.h. es liegt ein rein cw-modengekoppelter Betrieb des Lasers vor. Mit einer RBW von 1 kHz konnte die Halbwertsbreite der ersten Schwebung mit ∼ 3 kHz bestimmt werden (hier nicht gezeigt). Das Amplitudenrauschen und der zeitliche Jitter waren bei dieser Messung also sehr gering.

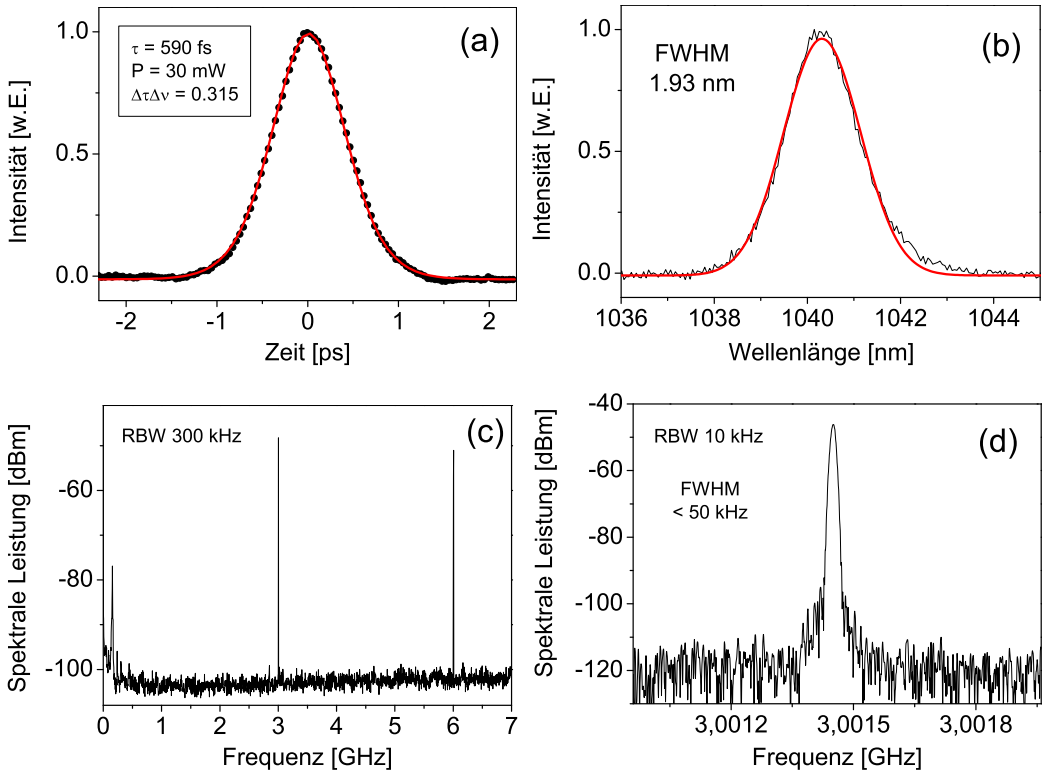


Abbildung 5.5: *Modengekoppelter 6-QW-STIN-Laser mit SAM1. (a) Autokorrelation (b) Optisches Spektrum (c) RF-Spektrum: 7 GHz Bereich (d) RF-Spektrum: erste Schwebung.*

Pumpintensität:	2.9 kW/cm^2
Auskopplungsgrad:	$T_{\text{out}} = 0.5$ %
Impulsenergie:	$E = 10$ pJ
Impulsenergie im Resonator:	$E_{\text{intra}} = 2$ nJ
Spitzenleistung im Resonator:	$P_{\text{peak}} = 3.4$ kW
Flächenverhältnis:	Spot SCDL/Spot SAM ~ 51

	Waist [μm]	Fluenz [μJ/cm^2]	Spitzenintensität [MW/cm^2]
SCDL	169	2	4
SAM	24	113	192

Tabelle 5.3: *Laserparameter modengekoppelter 6-QW-STIN-Laser.*

Es bleibt zu erwähnen, dass ein stabiler modengekoppelter Betrieb des Halbleiterscheibenlasers ohne AR-Schicht nur für den Fall möglich war, bei dem die niederenergetischste Resonanz des Absorbers auf der energetisch niedrigeren Seite bezüglich der Laseremission lag. Für den umgekehrten Fall, d.h. niederenergetischste Resonanz des Absorbers liegt auf der energetisch höheren Seite bezüglich der Laseremission, konnte dagegen nur ein 6-QW-SCDL mit AR-Schicht in stabilem modengekoppelten Betrieb realisiert werden.

Auch bei dieser Messung wurden die Fluenzen und Intensitäten abgeschätzt. Dazu muss zunächst wieder die Größe der Lasermode auf dem SAM und der SCDL-Struktur bestimmt werden. Für eine Repetitionsrate von 3.0014 GHz berechnet man eine Länge des Resonators von genau 49.9421 mm. Dies bedeutet bei der Annahme eines unendlichen Krümmungsradius der SCDL-Struktur einen Radius der Lasermode von 24 μm auf dem SAM und einen Radius der Lasermode von 169 μm auf der Halbleiterscheibenlaserstruktur, siehe Kapitel 2.3. Das Flächenverhältnis der Spotgrößen beträgt somit 51. Über die mittlere Ausgangsleistung von 30 mW und die Repetitionsrate berechnet man eine Impulsenergie von 10 pJ. Aus der Impulsenergie innerhalb des Resonators von 2 nJ und der Spotgröße auf der SCDL-Struktur

erhält man eine Fluenz auf der Halbleiterscheibenlaserstruktur von 2 μJ/cm^2. Die Spitzenintensität auf der SCDL-Struktur beträgt 4 MW/cm^2. Für den sättigbaren Absorber ergeben sich Werte für die Fluenz von 113 μJ/cm^2 und für die Spitzenintensität von 192 MW/cm^2. Die Ergebnisse dieser Abschätzungen sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

Die Fluenz auf dem SAM ist deutlich größer als die gemessene Sättigungsfluenz von 10 μJ/cm^2, vgl. Abbildung 3.11b. Mit 113 μJ/cm^2 liegt man sogar schon im Bereich der Zwei-Photonen-Absorption. Der Laser hat vom Prinzip die Tendenz zum Bereich der maximalen Gesamtverstärkung zu wandern. Diese maximale Verstärkung sollte man bei maximaler Reflektivität des sättigbaren Absorbers erreichen. Dies wäre bei einer Fluenz von ca. 90 μJ/cm^2 gegeben. Die Spotgrößen sind wie schon diskutiert relativ unsicher, gerade wenn man mit dem Resonator nahe an die Stabilitätsgrenze gelangt. Deshalb spielt hier möglicherweise die Krümmung der SCDL-Strukturen und die Unsicherheit der genauen Krümmung des Auskoppelspiegels eine sehr viel größere Rolle als in Kapitel 5.2.1, wo der Laser eben nicht so nahe am Rand der Stabilitätsgrenze betrieben wurde. Aus diesem Grund sind die Werte der Fluenzen nur als grobe Abschätzung zu betrachten.

Mit dem in Kapitel 2.4.3 beschriebenen solitonenartigen Modenkoppeln alleine kann nicht erklärt werden, weshalb die kürzesten Lichtimpulse ausschließlich erreicht werden können, falls sich die Laseremission auf der niederenergetischen Seite der exzitonischen Resonanz des Absorbers befindet. Dieser Frage widmen sich die nächsten Abschnitte dieses Kapitels. Zusätzliche Beiträge zur Impulsformung werden diskutiert.

Einfluss des AC-Stark-Effekts

Zunächst wird die Physik des AC-Stark-Effekts beschrieben. Danach werden der Einsatz und die gewünschte Wirkungsweise dieses Effekts im Laser erläutert.

In atomaren Systemen ist der AC oder dynamische Stark-Effekt gut bekannt und bezieht sich auf eine Verschiebung der atomaren Energieniveaus durch ein starkes nicht resonantes optisches Feld unterhalb der Absorptionslinie [158]. Die Elektronen in einem oszillierenden elektrischen Feld besitzen ein sogenanntes ponderomotives Potential [159]. Das ponderomotive Potential beschreibt die durchschnittliche kinetische Energie eines Elektrons in einem oszillierenden elektrischen Feld. Dieses Potential muss in der Schrödingergleichung berücksichtigt werden, wenn die Energie der möglichen Zustände berechnet wird. Auch in Halbleitern lässt sich der AC-Stark-Effekt beobachten. Der AC-Stark-Effekt ist ein kohärenter Prozess. Für einen kohärenten Prozess oder anders bezeichnet für virtuelle Anregungen wird die Dichte der Anregungen komplett durch die Polarisation bestimmt. Diese Anregungen ver-

schwinden, sobald das elektrische Feld abgeschaltet wird. Echte Anregungen würden hingegen auf einer viel längeren Zeitskala, die durch die Lebensdauer der Ladungsträger bestimmt ist, relaxieren. Der AC-Stark-Effekt ist also ein instantaner Prozess. Aus diesem Grund existiert die Verschiebung der Energie der Zustände nur, so lange das oszillierende elektrische Feld, also z.B. ein Lichtimpuls, mit den Elektronen in Wechselwirkung tritt.

Gemessen wurde der AC-Stark-Effekt z.B. an GaAs-QW-Systemen [160, 161]. Des Weiteren wurde beobachtet, dass bei Anregung mit niedrigen Pumpintensitäten unterhalb der Bandkante der GaAs-QWs eine reine Verschiebung der exzitonischen Resonanzen stattfinden kann. Wird die Pumpintensität erhöht, so stellt man eine Verschiebung und einen Rückgang der Absorption der Exzitonen fest. Bei sehr großer Pumpintensität und großer Differenz zwischen Anregewellenlänge und exzitonischer Resonanz wird zunehmend der Einfluss der Zwei-Photonen-Absorption größer. Dies führt dann zum Rückgang der Leistung und zu einer Zeitkomponente des Halbleiterbauelements, die von der Lebensdauer der Ladungsträger im Halbleiter und nicht mehr von der Impulsdauer der Anregung abhängt. Dieser Einfluss ist aus der Sicht der Anwendung, die einen schnellen Schaltvorgang ausnützen möchte, unerwünscht [162]. Zudem begünstigt das Einsetzen der Zwei-Photonen-Absorption die Tendenz zum Impulsbetrieb mit mehreren Impulsen im Resonator.

Die Wirkungsweise, wie man den AC-Stark-Effekt im Laser ausnützen möchte, ist in Abb. 5.6 dargestellt. In Abb. 5.6a ist die Absorption des sättigbaren Absorbers skizziert und zwar ohne den Einfluss eines oszillierenden elektrischen Feldes. Außerdem ist die Laserwellenlänge, die sich energetisch unterhalb der Bandkante befindet, angegeben. Bei dieser Wellenlänge besitzt der SAM also eine gewisse Absorption. Ein kurzer intensiver Lichtimpuls bewirkt, aufgrund des AC-Stark-Effekts, eine zeitabhängige Blauverschiebung der Absorption des sättigbaren Absorbers, die dem Intensitätsverlauf des Lichtimpulses folgt. Dies ist in Abb. 5.6b dargestellt. Der Laser erfährt dann bei seiner Wellenlänge eine geringere Absorption. Damit wird der gepulste Betrieb gegenüber dem Dauerstrichbetrieb bevorzugt. Aber vor allem für die Impulsformung ist dieser Effekt interessant, da es sich um einen instantanen Effekt handelt. Die Reflektivität ist nur in der Impulsspitze maximal, während die Flanken des Lichtimpulses bereits eine größere Absorption erfahren. Dies entspricht in der Wirkung dem Idealbild eines schnellen sättigbaren Absorbers. Für Festkörperlaser wurde dieser Mechanismus bereits in [163] vorgeschlagen.

Die Ergebnisse des modengekoppelten Halbleiterscheibenlasers mit einer Impulsdauer von 590 fs aus Abbildung 5.5 lassen sich nun folgendermaßen deuten. Durch den AC-Stark Effekt stellt der Absorber einen zusätzlichen sehr schnellen Schaltvorgang zur Verfügung. Es handelt sich hier also um Modenkopplung mit einem schnellen Absorber, vgl. Kapitel 2.3.

Der instabile Betrieb mit SAM2, siehe Abb. 5.4, kann in diesem Modell folgendermaßen erklärt werden. Photostrommessungen standen für diesen Absorber

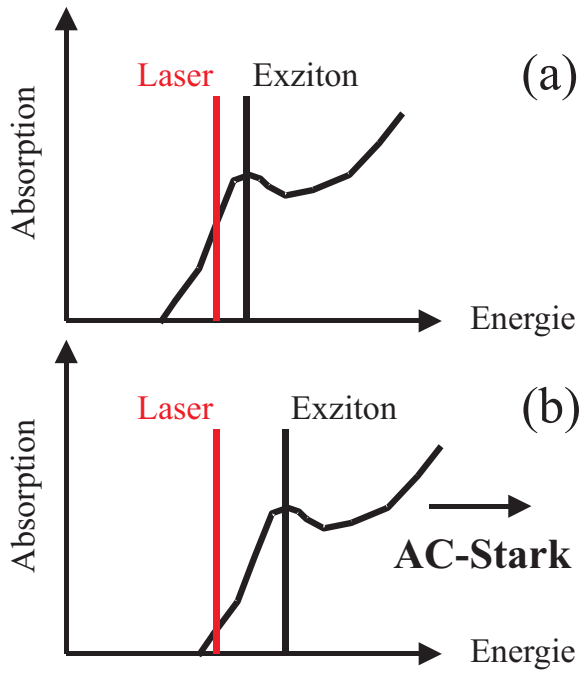


Abbildung 5.6: *Skizze zur Veranschaulichung der Wirkungsweise des AC-Stark-Effekts als schneller Schalter für einen modengekoppelten Laser. Dargestellt ist jeweils die Absorption des sättigbaren Absorbers und die Energie der Laseremission. In Skizze (a) ist die Absorption ohne den Einfluss eines Lichtimpulses zu sehen. In (b) ist die Verschiebung der Absorption durch ein oszillierendes elektrisches Feld, also z.B. einen Lichtimpuls, skizziert.*

nicht zur Verfügung. Die Resonanz wird allerdings im Bereich der Laserwellenlänge vermutet. Bei resonanter Anregung eines Übergangs erwartet man eine AC-Stark-Aufspaltung der Zustände und keine Verschiebung wie im nichtresonanten Fall [164]. Bei einer Aufspaltung sollte der AC-Stark-Effekt aber nicht als Schalter im Laser funktionieren.

Abschätzung der Verschiebung durch den AC-Stark-Effekt

Eine Formel zur Berechnung der Verschiebung durch den optischen oder AC-Stark-Effekt wird von Haug und Koch [165] oder auch in [166, 167] vorgestellt:

$$\Delta E = \rho \, \frac{2|d\widehat{\mathcal{E}}_{\mathrm{p}}|^2}{\hbar(\omega_{1\mathrm{s}} - \omega_{\mathrm{p}})} \tag{5.11}$$

Dabei ist ρ ein Faktor, der die Korrelation von Elektron und Loch beschreibt und d ist das Übergangsdipolmoment. $\widehat{\mathcal{E}}_{\mathrm{p}}$ ist die Amplitude des elektrischen Feldes, $\hbar\omega_{1\mathrm{s}}$ die Energie des Exzitons und $\hbar\omega_{\mathrm{p}}$ die Energie der Photonen des Lichtimpulses. Die Formel ist gültig, solange die zeitliche Variation der Einhüllenden des Lichtimpulses klein gegenüber der Kohärenzzeit der Anregungen ist. Für diesen quasistationären Zustand ist eine adiabatische Näherung anwendbar. Außerdem muss der energetische Abstand $\hbar\omega_{1\mathrm{s}} - \hbar\omega_{\mathrm{p}}$ klein gegenüber der Bindungsenergie des Exzitons E_0 sein.

Die Annahme des quasistationären Zustands stimmt für Femtosekundenimpulse im Allgemeinen nicht. Auch die Bedingung $\hbar\omega_{1\mathrm{s}} - \hbar\omega_{\mathrm{p}} << E_0$ ist nicht gut erfüllt. Für eine grobe Abschätzung der Verschiebung der Absorption durch die 0.59 ps langen Lichtimpulse ist diese Rechnung trotzdem interessant. Der Korrelationsfaktor von Elektron und Loch beträgt im zweidimensionalen Fall für die Verschiebung des Exzitons $\rho = 16/7$. Die Amplitude des elektrischen Feldes $\widehat{\mathcal{E}}_{\mathrm{p}}$ lässt sich über die Gleichung

$$\widehat{\mathcal{E}}_{\mathrm{p}} = \sqrt{\frac{2\,I}{n\,c\,\epsilon_0}} \tag{5.12}$$

berechnen, wobei die Spitzenintensität von 192 MW/cm^2, vgl. Tabelle 5.3, die Lichtgeschwindigkeit c, der Brechungsindex $n = 3.6$ von $\mathrm{In_{0.2}Ga_{0.8}As}$ und die Dielektrizitätskonstante ϵ_0 eingesetzt werden [108]. Für das Übergangsdipolmoment des Exzitons wird der Wert des Volumenhalbleiters von GaAs $d = 0.48 \cdot 10^{-28}$ Cm zur Abschätzung nach unten verwendet [168]. Die Energie des Exzitons $\hbar\omega_{1\mathrm{s}}$ ist durch das Photostromspektrum bekannt, siehe Abbildung 5.3b. Zu beachten ist, dass die exzitonische Resonanz durch die Temperaturregelung der Wärmesenke auf 1021 nm geschoben wurde. Die Wellenlänge des Lasers lag bei 1040.3 nm. Mit diesen Werten ergibt sich nach Gleichung 5.11 die Abschätzung $\Delta\lambda > 6$ nm für die Verschiebung des Exzitons. Für eine etwas geringere Intensität aber mit ungefähr gleichem energetischen Abstand zwischen Anregung und exzitonischer Resonanz konnte eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment gefunden werden [161]. Durch Gleichung 5.11 kann unter den vorliegenden Bedingungen nur die Größenordnung des AC-Stark-Effekts abgeschätzt werden. Eine Verschiebung der Absorption des Exzitons im Nanometerbereich ist aber durch die Abschätzung plausibel. In Abbildung 5.3b ist am Photospektrum des Absorbers (SAM1) zu sehen, dass eine solche Verschiebung für eine signifikante Absorptionsänderung sorgen kann. Der AC-Stark-Effekt kann also eine wesentliche Modulation der Absorption verursachen.

Abschätzung der Sättigung der Exzitonen

Ist die Bedingung $\hbar\omega_{1s} - \hbar\omega_p << E_0$ erfüllt, so zeigen theoretische Berechnungen, dass der Korrelationsfaktor ρ für einen Halbleiterquantenfilm für die Exzitonen 16/7 beträgt und für die Bandkante 4 [165]. Trotzdem ist die Verschiebung der Bandkante durch den AC-Stark-Effekt aufgrund des geringeren Übergangsdipolmoments wesentlich geringer als die Verschiebung der Exzitonen, siehe Gleichung 5.11. Eine interessante Frage ist deshalb, ob die Exzitonenzustände im Laserbetrieb vollständig gesättigt werden können. Durch die Sättigung wäre die Verschiebung der exzitonischen Resonanz ohne Wirkung auf die Absorption des SAMs. Aufgrund der Ladungsträgerdynamik müsste die Sättigung eigentlich am Anfang, in der Mitte und am Ende des Lichtimpulses separat betrachtet werden. Der Kurve mit der nichtlinearen Reflexion, Abbildung 3.11b, kann man entnehmen, dass sich bei einer Fluenz von ca. 90 μJ/cm^2 das Maximum der Reflektivität befindet. Bei der Realisierung der 590 fs langen Lichtimpulse betrug die Fluenz auf dem sättigbaren Absorber ca. 113 μJ/cm^2, siehe Tabelle 5.3. Mit dieser Fluenz liegt man immer noch bei fast maximaler Reflexion, d.h. die Absorption ist weitgehend ausgeblichen.

Mit $R = e^{-\alpha L}$ kann das Produkt aus Absorptionskoeffizient α und Länge L der absorbierenden Strecke über die nichtlineare Reflektivität R nach Gleichung 3.7 abgeschätzt werden. Dabei wird $R_{ns} = 1$ gesetzt und damit ist $R_{lin} = 0.995$, vgl. Abbildung 3.11b. Mit $F_{sat} = 10$ μJ/cm^2 und $F = 113$ μJ/cm^2 berechnet man $\alpha L = 4.44 \cdot 10^{-4}$. Für die Anregungsdichte n_{ex} der Elektronen im 10 nm dicken QW erhält man $n_{ex} = 2.63 \cdot 10^{17}$ cm^{-3}. Bei dieser Abschätzung mit Hilfe von Fluenzen wurde vorausgesetzt, dass der SAM als langsamer Absorber im Vergleich zur Impulsdauer von 590 fs betrachtet werden darf. Berücksichtigt man schnelle Relaxationen, so ist eine höhere Sättigungsfluenz als bei der Messung der Sättigungsfluenz in Kapitel 3.3.2 (mit $<$ 200 fs Impulsdauer) zu erwarten.

Es gibt zwei Beiträge zur Sättigung der Exzitonenzustände. Dies sind die Sättigung durch das Blockieren der bereits besetzten Zustände (Pauli-blocking) und der Beitrag aufgrund der Existenz weiterer e-h-Paare. Den Beitrag durch die Existenz weiterer e-h-Paare kann man in die Austauscheffekte (exchange effects) und den Beitrag durch die langreichweitige Coulomb-Wechselwirkung aufteilen. Der Austauscheffekt ergibt sich aus einer Änderung der Wellenfunktion (und damit einer Änderung der Größe des für eine weitere Absorption blockierten Bereichs) durch die Anwesenheit anderer e-h-Paare. Die Coulomb-Wechselwirkung ist in den QW-Strukturen zu vernachlässigen. Die Sättigungsdichte der Exzitonen durch das Pauli-blocking $n_{sat,pauli}$ lässt sich über den Exzitonenradius abschätzen [169]:

$$n_{sat,Pauli} = \frac{7}{32\ \pi\ R_{ex}^2} \tag{5.13}$$

Mit einem Exzitonenradius von $R_{\mathrm{ex}} = 5$ nm erhält man $n_{\mathrm{sat,Pauli}} = 2.79 \cdot 10^{17}$ cm^{-3}. Die Sättigungsdichte durch die Austauscheffekte lautet [170]:

$$n_{\mathrm{sat,WW}} = \frac{1225}{4832\ \pi\ R_{\mathrm{ex}}^2} \tag{5.14}$$

Mit dem gleichen Exzitonenradius berechnet man den Beitrag $n_{\mathrm{sat,WW}} = 3.23 \cdot 10^{17}$ cm^{-3}. Die gesamte Sättigungsdichte unter Berücksichtigung beider Beiträge erhält man über die Gleichung:

$$n_{\mathrm{sat}} = \frac{1}{(1/n_{\mathrm{sat,Pauli}}) + (1/n_{\mathrm{sat,WW}})} = 1.50 \cdot 10^{17}\ \mathrm{cm}^{-3} \tag{5.15}$$

Die Anregungsdichte n_{ex} ist damit ungefähr gleich der gesamten grob abgeschätzten Sättigungsdichte der Exzitonen n_{sat}. Nach dieser Abschätzung ist die alleinige Erklärung der kurzen Impulsdauern durch den Einfluss des AC-Stark-Effekts nicht plausibel. Zu Beginn des Lichtimpulses sind die exzitonischen Zustände noch nicht stark gesättigt. Der AC-Stark-Effekt könnte somit möglicherweise bei der steigenden Flanke des Lichtimpulses einen Beitrag zur Impulsformung liefern.

Einfluss der starken Absorption bei der exzitonischen Resonanz

Eine Erklärung, warum sich die kürzesten Lichtimpulse nur mit der Laserwellenlänge unterhalb der Bandkante realisieren lassen, ist über das unterschiedliche Absorptionssättigungsverhalten von Exzitonen und freien Ladungsträgern möglich. Der Absorptionswirkungsquerschnitt im Bereich der exzitonischen Resonanz ist höher als für Übergänge ins Band und die Sättigungsfluenzen sind geringer. Hinzu kommt, dass die Ionisationsdauer der Exzitonen mit ca. 250 fs bei Raumtemperatur sehr kurz ist [170]. Dies bedeutet, dass der SAM im Bereich der exzitonischen Resonanz für eine gegebene Fluenz eine größere Modulationstiefe der Absorption zeigt und dass die Absorption sich im Vergleich zur Impulsdauer schnell wieder erholt, so dass der Impuls sowohl auf der ansteigenden wie der abfallenden Flanke geformt (verkürzt) wird.

Einfluss einer dynamischen Linse

Ein weiterer zu diskutierender Effekt ist die sogenannte dynamischen Linse. Durch die Erzeugung von freien Ladungsträgern durch optische Anregung wird der Brechungsindex der Halbleiter kleiner. Da die Spitzenintensität auf dem SAM im Experiment um einen Faktor $\simeq 50$ größer war als auf der SCDL-Struktur, siehe Tabelle

5.3, muss man die Ausbildung einer solchen Linse vor allem für den SAM diskutieren. Durch die negative Linse wird der Laserstrahl defokussiert. Befindet sich der Resonator am Rand der Stabilitätsgrenze, so könnte ein impulsformender Beitrag möglich sein. Allerdings lässt sich mit Hilfe der dynamischen Linse nicht erklären, warum die kürzesten Lichtimpulse nur mit der Laserwellenlänge auf der niederenergetischen Seite der exzitonischen Resonanz erreicht werden können.

Solitonenartige Modenkopplung

Es konnte festgestellt werden, dass eine Veränderung der Wellenlänge des SCDLs ebenfalls eine Veränderung der Impulsdauer mit sich bringt. Ein Unterschied in der Laserwellenlänge ändert auch den Einfluss, der oben diskutierten von der spektralen Position der Laseremission und der niederenergetischsten Resonanz abhängigen Einflüsse, auf die Impulsformung. Aber mit Sicherheit spielt die Dispersion eine entscheidende Rolle für das Erreichen fourierlimitierter Lichtimpulse. Im Femtosekundenbereich konnten stabile Lichtimpulse nur mit einer AR-Schicht auf der SCDL-Struktur realisiert werden. Die Dispersion für diese SCDL-Struktur ist in Abb. 3.15a dargestellt. Im Bereich von 1035 nm bis 1045 nm sinkt die Dispersion von -50 fs^2 auf -450 fs^2. Diese Dispersion muss ausgeglichen werden. Man erwartet für den Halbleiterscheibenlaser eine starke Modulation der Verstärkung beim Durchgang des Lichtimpulses. Die damit verbundene Änderung der freien Ladungsträger und der Burstein-Moss-Shift bewirken eine Änderung der Brechzahl, was wiederum die Phase beeinflusst. Ähnliche Effekte werden ebenfalls beim sättigbaren Absorber auftreten. Diese nichtlinearen Einflüsse müssen zusätzlich berücksichtigt werden. Bei der richtigen Wahl der Laserwellenlänge sowie der Modulationstiefen für Verstärkung und sättigbare Absorption können sich die entsprechenden Einflüsse gerade aufheben. Man erhält ein solitonenartiges Modenkoppeln, bei dem die Dispersion nicht durch den optischen Kerr-Effekt kompensiert wird, sondern vor allem über die angesprochenen Nichtlinearitäten des Halbleiterscheibenlasers und des Absorbers [78].

Der solitonenartige modengekoppelte Betrieb des Lasers mit den 590 fs Impulsen lies sich nur für eine bestimmte Impulsenergie realisieren. Erhöht man die Impulsenergie, so erwartet man eine Aufspaltung in zwei Impulse. Experimentell konnte dieses Verhalten nicht getestet werden, da eine Erhöhung der Pumpleistung sofort zu einer Änderung der Laserwellenlänge aus dem optimalen Bereich geführt hat.

Zusammenfassung der impulsformenden Effekte

Die Zusammenfassung der Diskussion ergibt folgendes Bild. Eine ganze Reihe von Effekten spielen bei der Impulsformung und der Initialisierung des modengekoppelten Betriebs eine Rolle. Der Modenkoppel-Mechanismus ist die passive Amplitudenmodulation, die hier eine langsame und schnelle zeitliche Komponenten besitzt. Die langsame Komponente wird durch die Interbandrelaxation der Ladungsträger in den sättigbaren Absorberspiegeln bestimmt. Schnelle Komponenten ergeben sich durch die Thermalisierung und die Ionisationsdauer der Exzitonen. Eine der Intensität des Lichtimpulses folgende AC-Stark-Verschiebung liefert möglicherweise einen Beitrag zur Formung der steigenden Flanke des Lichtimpulses. Durch den Einfluss der starken Absorption bei der exzitonischen Resonanz lässt sich erklären, warum die kürzesten Lichtimpulse nur erreicht werden konnten, falls sich die Laserwellenlänge auf der niederenergetischen Seite der exzitonischen Resonanz befindet.

Der Einfluss einer dynamischen Linse ist möglich, kann aber die experimentell ermittelte Abhängigkeit zwischen spektraler Position der Laserwellenlänge zur spektralen Position der exzitonischen Resonanz nicht erklären.

Das optimale Zeit-Bandbreite-Produkt kann durch die solitonenartige Modenkopplung erklärt werden, d.h. die durch die einzelnen Resonatorelemente hervorgerufenen Chirpanteile heben sich über einen Resonatorumlauf auf.

5.4 Modengekoppelter Halbleiterscheibenlaser mit GRIN-Struktur

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit den modengekoppelten GRIN-SCDLs. Auch diese Laser wurden energetisch unterhalb der niederenergetischsten Resonanz des SAMs betrieben. Mit den vorhandenen GRIN-SCDL-Strukturen sowie den zur Verfügung stehenden sättigbaren Absorbern konnte der gesamte energetische Bereich erschlossen werden, der bei den STIN-Strukturen als interessant erkannt wurde. Ein stabiler modengekoppelter Betrieb gelang mit einer unbeschichteten 6-QW-GRIN-Struktur sowie mit einer 4-QW-GRIN-Struktur mit AR-Schicht. Dabei hatte die 4-QW-GRIN-Struktur einen Doppel-QW im ersten Bauch der E-Feldverteilung.

5.4.1 6-QW-GRIN-Laser

Die Ergebnisse der Messung mit der 6-QW-GRIN-SCDL-Struktur ohne AR-Schicht sind in Abbildung 5.7 zu sehen. Abbildung 5.7a zeigt die Autokorrelationsmessung. Mit der Annahme eines sech^2-förmigen Lichtimpulses erhält man eine Impulsdauer von 2.9 ps. Die Halbwertsbreite des optischen Spektrums beträgt 1.57 nm, siehe Abbildung 5.7b. Damit ergibt sich ein Zeit-Bandbreite-Produkt von 1.27. Das RF-Spekrum mit einem Frequenzbereich von 7 GHz und einer RBW von 300 kHz, zu sehen in Abbildung 5.7c, zeigt die Stabilität des modengekoppelten Betriebs. In Abbildung 5.7d ist das RF-Spektrum um die fundamentale Repetitionsfrequenz von 3.05194 GHz mit einer RBW von 1 kHz dargestellt. Wie man an der schmalen Halbwertsbreite von ca. 3 kHz ablesen kann, sind das Amplitudenrauschen und der zeitliche Jitter der Lichtimpulse gering. In Abbildung 5.7d ebenfalls zu erkennen sind über 60 dB schwächere Seitenpeaks in einem Abstand von 50 kHz von der Repetitionsrate. Ebenfalls ist im optischen Spektrum ein etwas verbreiteter Sockel zu erkennen.

Das große Zeit-Bandbreite-Produkt könnte man auf das Fehlen der AR-Schicht zurückführen. Betrachtet man die Dispersionsmessungen mit und ohne AR-Schicht der SCDL-Strukturen, Abbildung 3.15, dann erwartet man die Impulsdauer auch nur im ps-Bereich.

Die Emissionswellenlänge liegt bei 1034.6 nm. Bei dieser Messung wurde der gleiche Absorber verwendet, der im Falle des STIN-Halbleiterscheibenlasers zu einer Impulsdauer von 590 fs geführt hat, siehe Abbildung 5.3b SAM1. Die Wärmesenke des SAMs wurde auf 43 °C geheizt. Die niederenergetischste Resonanz verschiebt sich damit auf ca. 1021 nm. Der Abstand zwischen niederenergetischster Resonanz und Laserwellenlänge beträgt somit 13.6 nm. Dies entspricht nicht dem optimalen Abstand von 19 nm, wie er im 590-fs-Experiment gefunden wurde. Mit einem zur

Verfügung stehenden GRIN-SCDL, der in Kombination mit diesem SAM den aus dem STIN-Fall optimalen energetischen Abstand zur Resonanz des SAMs hat, konnte jedoch kein modengekoppelter Betrieb realisiert werden.

Die mittlere Ausgangsleistung, der in Abbildung 5.7 dargestellten Messung, beträgt bei einer Pumpleistung von 2,5 W und einem Auskopplungsgrad von 0.5 % nur 28 mW. Der Leistungsvorteil der GRIN Strukturen bei den CW-Messungen gegenüber den STIN-Strukturen, siehe Kapitel 4.2, konnte mit dieser Probenkonstellation (SCDL + SAM) nicht auf den modengekoppelten Betrieb übertragen werden. Allerdings ist diese Feststellung aufgrund nur dieser modengekoppelt betriebenen 6-QW-GRIN-Struktur nicht sehr aussagekräftig.

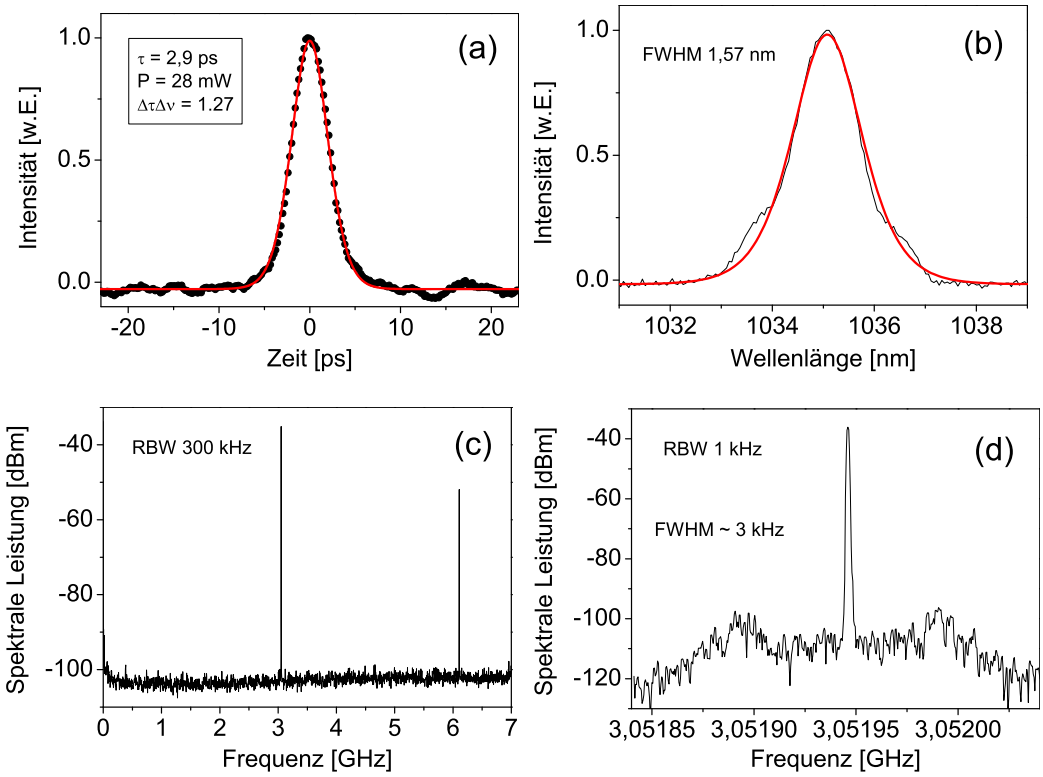


Abbildung 5.7: *Modengekoppelter 6-QW-GRIN-Laser: (a) Autokorrelation (b) Optisches Spektrum (c) RF-Spektrum: 7 GHz Bereich (d) RF-Spektrum: erste Schwebung.*

5.4.2 4-QW-GRIN-Laser

Mit den GRIN-Strukturen wurden auch SCDLs getestet, die einen Doppel-QW im ersten Bauch der sich ergebenden E-Feldverteilung besitzen. Die Struktur dieses Halbleiterscheibenlasers wurde in Abschnitt 2.2.1 erläutert, siehe Abbildung 2.4b. Allerdings besitzt der SCDL, mit dem die in Abbildung 5.8 dargestellten Ergebnisse erzielt wurden, lediglich 4 QWs. Im ersten Bauch der E-Feldverteilung befindet sich ein Doppel-QW und im vorletzten Bauch der E-Feldverteilung befindet sich kein QW. Die Wärmesenke der Halbleiterscheibenlaserstruktur wurde bei dieser Messung auf 15 °C gekühlt. In Abbildung 5.8a ist die Autokorrelationsmessung zu sehen. Nimmt man einen sech^2-förmigen Lichtimpuls an, so erhält man eine Impulsdauer von $\tau = 290$ fs. Abbildung 5.8b zeigt das zugehörige optische Spektrum. Die Halbwertsbreite beträgt 3.89 nm, falls die geringfügige Abweichung des Spektrums von der sech^2-Form nicht berücksichtigt wird. Für das Zeit-Bandbreite-Produkt ergibt sich damit der optimale Wert von 0.315. Das RF-Spektrum mit einem 7 GHz Bereich, siehe Abbildung 5.8c, zeigt die ersten beiden Schwebungen. Die RBW dieser Messung beträgt 300 kHz. Das Rauschen liegt über 60 dB unterhalb des Maximums. Abbildung 5.8d zeigt die erste Schwebung mit einer RBW von 1 kHz. Die Halbwertsbreite beträgt ca. 3 kHz. Es handelt sich also um einen stabilen CW-modengekoppelten Betrieb des Halbleiterscheibenlasers mit geringem zeitlichen Jitter und Amplitudenrauschen.

Wurde die Impulsenergie über eine Absenkung der Pumpleistung verringert, so nahm die Impulsdauer zu. Somit liegt solitonenartige Modenkopplung vor. Der kurzwellige Ausläufer im Spektrum korrespondiert wahrscheinlich mit einem schwach ausgeprägten langgezogenen Schweif im zeitlichen Verlauf des Lichtimpulses (in der Autokorrelation nicht zu erkennen). Eine weitere Verkürzung der Lichtimpulse war nicht möglich, da bei höherer Pumpleistung Polarisationsinstabilitäten und Multiimpulsbetrieb einsetzten.

Bei einer Pumpleistung von 1.7 W (Wellenlänge des Pumplasers hier 840 nm) betrug die Ausgangsleistung 10 mW . Die Repetitionsrate lag bei 3.013 GHz. Der berechnete Strahlradius der Lasermode auf dem SAM von 34 μm ergibt einen sehr geringen Wert für die Fluenz von $F_{\text{SAM}} = 19\ \mu\text{J/cm}^2$. Die Fluenz liegt damit nur im Bereich der Sättigungsfluenz, vgl. Abbildung 3.11b. Die Lasermode auf der SCDL-Struktur ist kleiner als im 590-fs-Beispiel, siehe Kapitel 5.3, da der Abstand von SCDL-Struktur zu SAM in diesem Experiment lediglich 7 mm betrug. Dies führt zu einem eher kleinen Strahlradius der Lasermode auf der SCDL-Struktur von 76 μm. Das Flächenverhältnis der Modenfläche auf der SCDL-Struktur im Vergleich zum SAM ergibt damit nur 5. Da sich in den Berechnungen unrealistische Werte ergeben, ist es wahrscheinlich, dass die Krümmung der beteiligten Resonatorelemente nicht richtig berücksichtigt wird. Die Verwendung der richtigen Krümmungswerte würde

vermutlich zu einem Resonator näher am Rande der Stabilitätsgrenze und damit zu einem viel kleineren Radius der Lasermode auf dem SAM führen.

Da sich die Drift bzw. Diffusion der Ladungsträger von den Barrieren in die QWs für GRIN-SCDL-Strukturen und STIN-SCDL-Strukturen unterscheiden, sollte die Brechzahl für GRIN- und STIN-Strukturen unterschiedlich sein. Ebenfalls sollte die gesamte Anzahl der QWs sowie die Anordnung der QWs, d.h. einzeln oder in Paaren, eine Rolle spielen. Auf diese Weise lassen sich die kürzesten gemessenen Lichtimpulse von 290 fs erklären. Die 4-QW-GRIN-Struktur scheint einen größeren spektralen Bereich, indem eine optimale Kompensation zwischen Dispersion und SPM möglich ist, zur Verfügung zu stellen.

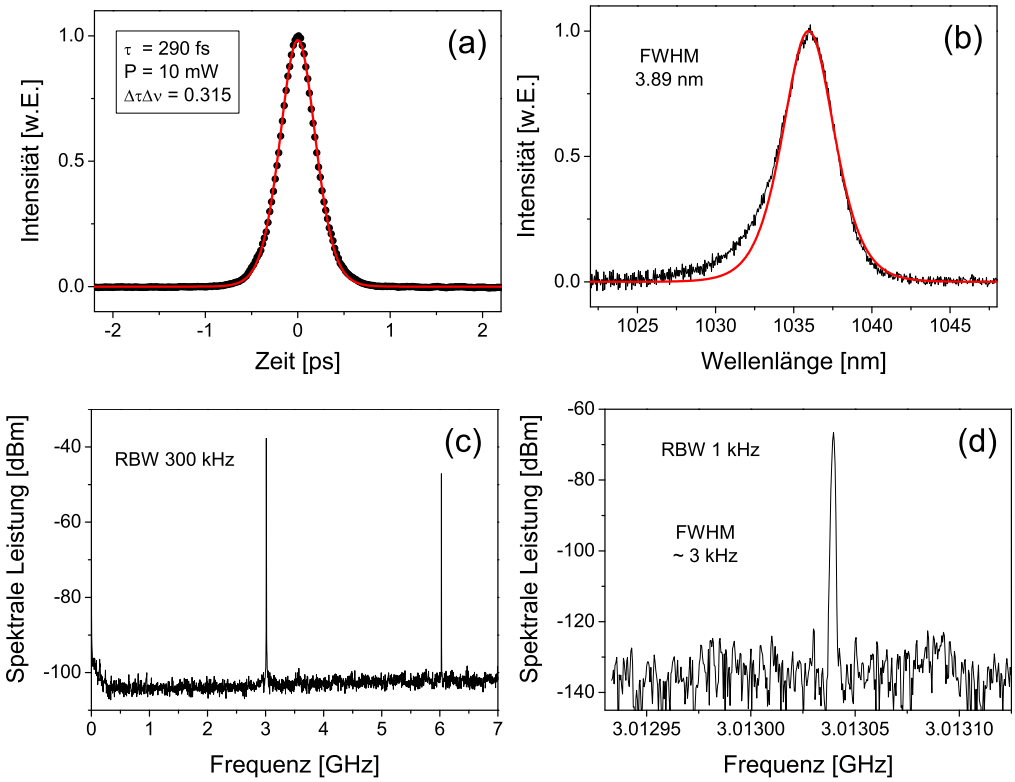


Abbildung 5.8: *Modengekoppelter 4-QW-GRIN-Laser: (a) Autokorrelation (b) Optisches Spektrum (c) RF-Spektrum: 7 GHz Bereich (d) RF-Spektrum: erste Schwebung.*

Auch bei dieser Messung lag die Laserwellenlänge des SCDLs mit 1036 nm unterhalb der Absorptionskante des verwendeten O-SAM. Die PL dieses SAMs liegt mit 1030 nm bei Raumtemperatur noch einmal 2 nm weiter im Roten als SAM1 aus Kapitel 5.3. Ansonsten ist der in diesem Experiment verwendete SAM baugleich mit SAM 1-3. Für den auf 61 °C erhitzten SAM ergibt sich damit eine verschobene niederenergetischste Resonanz von ca. 1027 nm. Damit beträgt der energetische Abstand zwischen niederenergetischster Resonanz des SAMs zur Laserwellenlänge ca. 9 nm. Das ist deutlich unter dem Wert des fourierlimitierten 590-fs-Beispiels aus Kapitel 5.3.

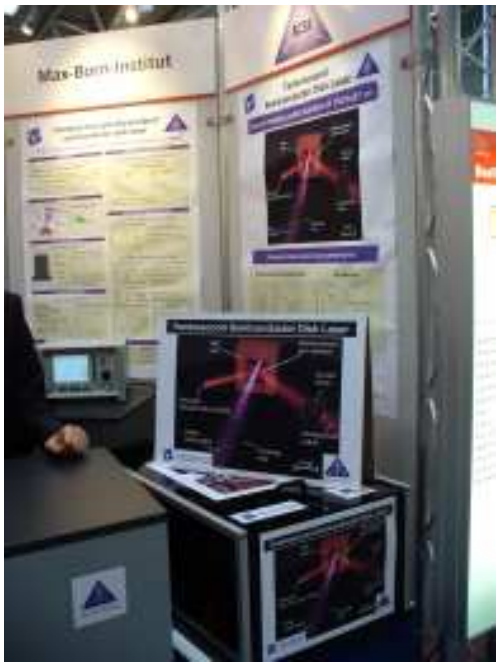
Kapitel 6

Aufbau eines Halbleiterscheibenlaser Funktionsmuster

6.1 Präsentation eines Femtosekunden-SCDL auf der LASER'07 in München

Mit den im Teilvorhaben gewonnenen Erkenntnissen konnte ein Funktionsmuster des fs-SCDL aufgebaut werden. Dass der fs-SCDL auf dem Weg zur Real World Applications ist, konnte auf der Lasermesse 2007 in München eindrucksvoll nachgewiesen werden. Der Demonstrator lief am Stand des Max-Born-Instituts als gemeinsames Messe-Exponat von MBI und FBH. Der Femtosekunden-Halbleiterscheibenlaser wurde alle 4 Messetage am Stand jeweils 8 Stunden betrieben. Diese 4 Tage lief er mit hoher Stabilität bei einer Pulsdauer von etwa 600 fs. Der Laser konnte ohne wesentliche Nachjustage jeden Tag eingeschaltet werden. Die weiteren Parameter waren 20 mW mittlere Ausgangsleistung bei einer Folgefrequenz von 3 GHz. Wichtig zu erwähnen ist auch, dass der Laser rein luftgekühlt arbeitet.

Abbildung 6.1 zeigt ein Foto des MBI-Standes auf der LASER'07 in München mit dem laufenden Femtosekunden-Halbleiterscheibenlaser (fs-SCDL). Als Nachweis wurde online die Autokorrelation der emittierten Pulse gemessen. Das laufende Autokorrelatordisplay ist ebenfalls in Abbildung 10 dargestellt und zeigt eine Autokorrelationsbreite von etwa 900 fs.



a)

b)

Abbildung 6.1: *Messestand des Max-Born-Instituts auf der LASER'07 in München mit dem laufenden Femtosekunden-Halbleiterscheibenlaser(fs-SCDL) (a). Das vergrößert dargestellte Autokorrelatordisplay zeigt eine Autokorrelationsbreite von etwa 900 fs (b)*

Kapitel 7

Ultraschnelles Pulse-picking und Verstärkung mit einem Tapered Diode Amplifier

7.1 Reduktion der SCDL-Folgefrequenz von 3 GHz auf 47 MHz mit Pulsverstärkung

Ultraschnelles Puls-picking und die Verstärkung der vom passiv modengekoppelten SCDL mit einer Folgefrequenz von 3 GHz generierten Pulse konnte erfolgreich demonstriert werden. Beide Funktionen sind in einem Gerät, d.h. auf einem Mount, integriert und sind Halbleiter-Kantenemittern. Der kombinierte Mount besteht aus einem 0.75-nm langen Tapered Diode Amplifier (TDA) and einer 2-mm langen Ridge Waveguide (RW) Sektion. Beide Sektionen sind mit Transistorelektronik separat ansteuerbar und befinden sich in direktem optischem Kontakt. Für die erste Demonstration erfolgte die Stromansteuerung des RW gepulst mit einer Halbwertsbreite von $\approx$ 400 ps (FWHM), während der getaperte Verstärker mit einem konstanten Strom von 2.33 A betrieben wird. Die Emission des Kurzpuls-Halbleiterscheibenlasers mit einer Pulsenergie von $\approx$ 4 pJ und einer Folgefrequenz von 3.016 GHz wurde in eine X-Faser mit einem Teilerverhältnis von 12:88 Der SCDL wurde im Pikosekundenbereich (ca. 2 ps) betrieben, um eine ausreichende Pulsenergie für das Triggersignal zur Verfügung zu stellen. Der 12% -Ausgang der X-Faser war mit einer Photodiode verbunden, welche das Triggersignal für einen HP 8131A Puls-Generator bereitstellte. Der Pulse Generator erzeugte 200-ps Pulse und schaltete den RW-Transistor bei 1-, 1/2, ..., oder 1/64-mal der Triggerpulsrate. Die Pulse des 88%-Faserausgang wurden in eine getaperte Faser, dessen anderes Ende sich in Kontakt mit der RW-Eingangsfacette befand, eingekoppelt. Die verwendete Faseroptik dämpfte den SCDL-Puls um etwa 20 dB, weshalb die Pulsenergie nach dem TDA

Verstärker nach Abzug der Amplified Spontaneous Emission (ASE) nur 12 pJ betrug. Bei effektiver Kopplung ist eine Pulsenergie nach Verstärkung mit dem TDA in der Größenordnung von 1 nJ zu erwarten. Abbildung 7.1 zeigt eine Aufnahme des verstärkten und in der Folgefrequenz reduzierten Pulszuges nach dem Tapered Diode Amplifier. Die Eingangspulsfolgefrequenz (des SCDL) wurde hier durch den Faktor 64 dividiert, woraus eine Reduktion des Pulsabstandes von 330 ps auf 21 ns resultierte (siehe auch Inset in Abb. 7.1).

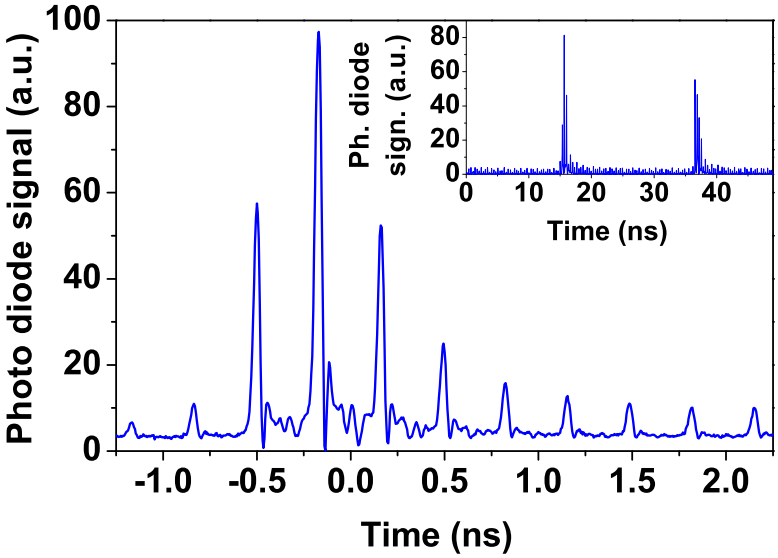


Abbildung 7.1: *Pulszug des SCDL nach ultraschnellem elektronischem Pulspicking und Verstärkung mit TDA. Die Folgefrequenz wurde von 3 GHz auf 47 MHz reduziert. Inset: Zwei gepickte Pulse auf einer 50-ns-Zeitskala.*

Die Verbesserung der Parameter dieses ersten Demonstrationsexperiments wird Gegenstand weiterer Experimente sein. Die Verringerung der Transistor/Strom Kapazität würde die elektrische Pulsdauer auf 200 ps verkürzen, womit der optische Gain für zeitlich benachbarte Pulse reduziert wird. Die Schaltung einer negativen Spannung nach dem elektrischen Puls wird Ladungsträger von der Halbleiterstruktur entfernen. Geschieht dies nicht, akkumulieren Ladungsträger in der kurzen Zeitperiode zwischen den Pulsen und verhindern die vollständige Unterdrückung unerwünschter Pulse. Weiterhin wird die gepulste Ansteuerung der getaperten Verstärkersektion die beobachtete starke ASE unterdrücken.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Ziel des Gesamtvorhabens war die Erarbeitung der Grundlagen einer neuen Produktgeneration von kompakten modengekoppelten Femtosekunden-Laserquellen, die komplett auf Halbleiterbauelementen („all-semiconductor-Ansatz“) beruhen. Das Ziel dieses Teilvorhabens war die Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse im Bereich einiger hundert Femtosekunden mit optisch gepumpten Halbleiterscheibenlasern (SCDL). Um dieses Ziel zu erreichen wurden die verwendeten Halbleiterbauelemente zunächst mit unterschiedlichen Methoden charakterisiert. Wichtige Ergebnisse zur Bestimmung der spektralen Eigenschaften der Halbleiterscheibenlaser und der sättigbaren Halbleiterabsorberbsorber (SAM) lieferten Photostrom- und Photolumineszenzmessungen. Dabei ist es insbesondere möglich mit Photostrommessungen die niederenergetischste Resonanz der SAMs zu ermitteln. Zwei prinzipiell verschiedene sättigbare Absorberstrukturen wurden getestet. Zum einen der sogenannte I-SAM, bei dem die QW-Struktur mit Arsen implantiert und anschließend getempert wird und zum anderen ein sättigbarer Absorber, hier O-SAM genannt, bei dem der QW in geringem Abstand zur Oberfläche platziert wird. Das zeitliche Verhalten bei optischer Anregung wurde mit Hilfe von Pump-Probe-Messungen charakterisiert. Die langsamere Relaxationszeit betrug dabei für den I-SAM ca. 3 ps und für den O-SAM nur ca. 1 ps. Des Weiteren wurden die sättigbaren Absorber hinsichtlich ihrer nichtlinearen Reflektivität untersucht. Für den I-SAM konnte dabei eine Sättigungsfluenz von 20 μJ/cm^2, eine lineare Reflektivität von ca. 99.55 % und eine Modulationstiefe von ca. 0.5 % gemessen werden. Die Charakterisierung des O-SAMs ergab eine Sättigungsfluenz von 10 μJ/cm^2, eine lineare Reflektivität von ca. 97.5 % und eine Modulationstiefe von ca. 0.5 % bei maximalen nichtsättigbaren Verlusten von ca. 2.0 % .

Die verbesserte Wärmeleitfähigkeit der SCDL-Strukturen, bedingt durch die Bottom-up-Herstellung, erlaubte Halbleiterscheibenlaser, die in ihrer Ausgangsleistung nur noch durch die Pumpleistung begrenzt waren. Zunächst kamen Halbleiterscheibengainstrukturen, die das typische stufenförmige Bandkantenprofil (STIN) be-

sitzen und 6 oder 12 InGaAs quantum-wells (QW) enthalten, zum Einsatz. Mit einem 12-QW-STIN-Halbleiterscheibenlaser, der mit einer einzelnen 200 μm Breitstreifendiode mit 3.4 W gepumpt wurde, konnte eine Ausgangsleistung von ca. 600 mW demonstriert werden. Der Bottom-up-Ansatz hat also erhebliche Vorteile. Es gibt allerdings den Nachteil, dass zusätzliche Prozessierungsschritte wie das Aufbringen des Lasers auf die Wärmesenke hinzukommen. Deshalb wurde die Homogenität der Halbleiterscheibenlaser ausführlich untersucht. Neben den manuell auf die Wärmesenke gelöteten SCDL-Gainstrukturen wurden auch Strukturen getestet, die mit Hilfe eines Flip-Chip-Bonders aufgebracht wurden. Interferometrische Messungen zeigten ein sattelförmiges Oberflächenprofil für die manuelle Methode, wohingegen mit dem Flip-Chip-Bonder eine insgesamt homogenere Struktur mit einem Krümmungsradius von ca. 3 m erreicht wurde. Kathodolumineszenzmessungen bestätigten auch bezüglich der Emissionswellenlänge eine große Homogenität. Mit Röntgenbeugungsexperimenten konnte gezeigt werden, dass die einzelnen Halbleiterschichten des Lasers nicht in sich verkrümmt sind, sondern dass die ganze Struktur sich der Krümmung des Untergrunds (also den Metallschichten des Lots) anpasst bzw. die Form des Untergrunds beim Abkühlen annimmt. Schließlich wurde die laterale Homogenität der SCDL-Strukturen auch im Laserbetrieb untersucht. Dabei ergab die Untersuchung einer Struktur, die mit Hilfe der Flip-Chip-Methode prozessiert wurde, ortsabhängige Schwankungen der Ausgangsleistung von maximal 15%. Die Änderung der Wellenlänge mit dem Ort war nicht größer als 5 nm. Für die konventionelle Aufbringtechnik betrug zwar die Wellenlängenänderung mit dem Ort ebenfalls maximal 5 nm, allerdings waren hier die Schwankungen der Ausgangsleistung mit bis zu 68% deutlich größer.

Im Teilvorhaben wurden Gainelemente basierend auf dem GRaded INdex (GRIN) Bandkantenprofil erstmals für Halbleiterscheibenlaser designed und gewachsen. Aufbauend auf den Ergebnissen mit den Halbleiterscheibenlaserstrukturen, die das typische stufenförmige Bandkantenpro?l besitzen, gelang die Demonstration von Lasern deren Bandkanten einen Gradienten in den Barrieren aufweisen. Letztere weisen eine verbesserte Ladungsträgerdrift aus den Barrieren in die QWs der Gradientenstruktur auf.

Die 6-QW-STIN-Strukturen zeigten bei höheren Pumpleistungen, im Gegensatz zu den 12-QW-STIN-Strukturen, eine Sättigung der Ausgangsleistung. Dagegen konnte unter Verwendung von 6-QW-GRIN-Strukturen keine Sättigung festgestellt werden. Diese Beobachtungen wurden mit der Sättigung der Pumplichtabsorption durch Pauli-blocking in der 6-QW-STIN-Struktur gedeutet. Bei der GRIN-Struktur dagegen sorgt das quasielektrisches Feld durch einen gradierten Aluminiumgehalt in den Barrieren für eine schnelle Ladungsträgerdrift in die QWs. Dadurch wird die Absorption der Pumpstrahlung um 800 nm im Laserbetrieb erhöht. Dieser Effekt konnte mit einem zeitaufgelösten Photolumineszenzexperiment direkt nachgewiesen werden. Durch den Vergleich der beiden Strukturen hinsichtlich der Verschiebung der

Wellenlänge mit der Pumpleistung zeigte sich eine stärkere Erwärmung der GRIN-Struktur im Laserbetrieb. Dies ist ein Hinweis für eine stärkere Absorption der GRIN Struktur unter Betriebsbedingungen. Des Weiteren ist diese Beobachtung ein Beweis gegen die Sättigung der Absorption durch thermisches Überrollen bei der im Laserbetrieb kühleren STIN-Struktur.

Die Untersuchungen zum modengekoppelten Halbleiterscheibenlaser waren auf die Impulsdauer fokussiert. Zuerst wurde die 12-QW-STIN-Laserstruktur getestet. Ein stabiler modengekoppelter Betrieb konnte mit beiden verwendeten sättigbaren Absorberstrukturen erreicht werden. Die Impulsdauern lagen bei 3.4 bis 7.1 ps. Die mittlere Ausgangsleistung des Lasers betrug rund 75 mW. Die mittels Pump-Probe gemessenen Relaxationszeiten der sättigbaren Absorber beeinflussen die Impulsdauer im modengekoppelten Betrieb. Für die O-SAMs konnten folglich die kürzeren Impulsdauern erzielt werden.

Mit den 6-QW-STIN-SCDLs konnten prinzipiell kürzere Lichtimpulse erzielt werden. Anhand der 6-QW-STIN-SCDLs wurde der Einfluss der spektralen Verschiebung der niederenergetischsten Resonanz der sättigbaren Absorber auf die Impulsdauer untersucht. Für die optische Anregung der SAMs unterhalb der niederenergetischsten Resonanz ergab sich folgender Zusammenhang. Bei einem spektralen Abstand von 19 nm zwischen der Laserwellenlänge und der niederenergetischsten Resonanz konnte ein stabiler modengekoppelter Betrieb mit einer Impulsdauer von 590 fs realisiert werden. Mit einer Halbwertsbreite des optischen Spektrums von 1.93 nm ergab ein nahezu Fourier-limitietes Zeit-Bandbreite-Produkt von 0.315. Die mittlere Ausgangsleistung lag bei 30 mW und die Repetitionsrate betrug 3 GHz. Bereits eine geringe Abweichung vom optimalen Arbeitsabstand zwischen der Laserwellenlänge und der niederenergetischsten Resonanz führte zum Abbrechen des stabilen modengekoppelten Betriebs. Erklären lässt sich die kurze Impulsdauer mit Hilfe des unterschiedlichen Absorptionssättigungsverhaltens von Exzitonen und freien Ladungsträgern und der kurzen Ionisationsdauer der Exzitonen. Ein Beitrag zur Formung der steigenden Flanke des Lichtimpulses durch den AC-Stark-Effekt ist nicht ausgeschlossen. Das optimale Zeit-Bandbreite-Produkt kann mit einem solitonenartig modengekoppelten Betrieb erklärt werden. Wie die Dispersionsmessungen und Rechnungen bereits nahelegen, lassen sich die kürzesten Lichtimpulse nur mit SCDL-Gainstrukturen mit AR-Beschichtung erreichen. Es tragen die nichtlinearen Phasenänderungen in SCDL-Struktur und SAM verursacht durch freie Ladungsträger bzw. den Burstein-Moss-Shift und die Dispersion der Resonatorelemente zur Impulsformung bei. Eine gegenseitige Kompensation der Impulsformungsbeiträge hinsichtlich des verursachten Chirps und damit solitonenartiges Modenkoppeln ist offensichtlich nur möglich, wenn der Beitrag der Dispersion durch die AR-Beschichtung bedingt sehr gering ist. Auch unter Verwendung der GRIN-Strukturen wurde erfolgreich der modengekoppelte Halbleiterscheibenlaser untersucht. Mit einer 4-QW-GRIN-SCDL-Struktur mit Doppel-QW und AR-Beschichtung konnten die kürzesten Lichtimpulse

mit einer Impulsdauer von 290 fs realisiert werden. Zusammen mit einer Halbwertsbreite des optischen Spektrums von 3.89 nm liegt das Zeit-Bandbreite-Produkt bei dem optimalen Wert von 0.315.

Mit den im Teilvorhaben gewonnenen Erkenntnissen wurde ein Demonstrator des fs-SCDL aufgebaut. Dass der fs-SCDL auf dem Weg zu Real World Applications ist, konnte auf der Lasermesse 2007 in München eindrucksvoll nachgewiesen werden. Der Demonstrator lief am Stand des Max-Born-Instituts als gemeinsames Messe-Exponat von MBI und FBH. Der Femtosekunden-Halbleiterscheibenlaser wurde alle 4 Messetage am Stand jeweils 8 Stunden bei Pulsdauern um 600 fs betrieben.

Um den Femtosekunden-Halbleiterscheibenlaser einer großen Breite von Anwendungen zugänglich zu machen, ist es nötig die Folgefrequenz zu reduzieren und die Pulsenergie zu erhöhen. Ultraschnelles Puls-picking und die Verstärkung der vom passiv modengekoppelten SCDL mit einer Folgefrequenz von 3 GHz generierten Pulse konnte erfolgreich demonstriert werden. Beide Funktionen sind in einem Gerät, d.h. auf einem Mount, integriert und bestehen aus Halbleiter-Kantenemittern. Durch Stromansteuerung des Puls-Pickers (Ridge Waveguide) gepulst mit einer Halbwertsbreite von ≈400 ps (FWHM), wurden die Pulse aus dem Zug herausgeschnitten. Die Eingangspulsfolgefrequenz wurde bis zu einem Faktor 64 dividiert, woraus eine Reduktion des Pulsabstandes von 330 ps auf 21 ns resultierte. Die Verstärkung der eingespeisten 2 ps Pulse erfolgte mit einem Tapered Diode Amplifier, der mit konstantem Strom betrieben wurde. Verstärkungsfaktoren nach Abzug der ASE von 20 dB bei 47 kHz Folgefrequenz konnten demonstriert werden.

Literaturverzeichnis

[1] J. V. Sandusky and S. R. J. Brueck, "A CW External-Cavity Surface-Emitting Laser," IEEE Photonics Technol. Lett. **8,** 313–315 (1996).

[2] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "High-Power (>0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM_{00} Beams," IEEE Photonics Technol. Lett. **9,** 1063–1065 (1997).

[3] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower, "Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers," Appl. Phys. B **58,** 365–372 (1994).

[4] F. Koyama, S. Kinoshita, and K. Iga, "Room-temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical cavity surface-emitting laser," Appl. Phys. Lett. **55,** 221–222 (1989).

[5] J. E. Hastie, S. Calvez, M. D. Dawson, T. Leinonen, A. Laakso, J. Lyytikäinen, and M. Pessa, "High power CW red VECSEL with linearly polarized TEM_{00} output beam," Opt. Express **13,** 77–81 (2005).

[6] M. Schmid, S. Benchabane, F. Torabi-Goudarzi, R. Abram, A. I. Ferguson, and E. Riis, "Optical in-well pumping of a vertical-external-cavity surface-emitting laser," Appl. Phys. Lett. **84,** 4860–4862 (2004).

[7] H. Lindberg, A. Larsson, and M. Strassner, "Single-frequency operation of a high-power, long-wavelength semiconductor disk laser," Opt. Lett. **30,** 2260–2262 (2005).

[8] A. Ouvrard, A. Garnache, L. Cerutti, F. Genty, and D. Romanini, "Single-Frequency Tunable Sb-Based VCSELs Emitting at 2.3 μm," IEEE Photonics Technol. Lett. **17,** 2020–2022 (2005).

[9] Z. L. Liau, J. N. Walpole, J. C. Livas, E. S. Kintzer, D. E. Mull, L. J. Missaggia, and W. F. DiNatale, "Fabrication of Two-Sided Anamorphic Microlenses and

Direct Coupling of Tapered High-Power Diode Laser to Single-Mode Fiber," IEEE Photonics Technol. Lett. **7,** 1315–1317 (1995).

[10] S. O'Brien, R. Lang, R. Parke, J. Major, D. F. Welch, and D. Mehuys, "2.2-W Continuous-Wave Diffraction-Limited Monolithically Integrated Master Oscillator Power Amplifier at 854 nm," IEEE Photonics Technol. Lett. **9,** 440–442 (1997).

[11] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "Design and Characteristics of High-Power (>0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM_{00} Beams," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **5,** 561–573 (1999).

[12] S. Lutgen, T. Albrecht, P. Brick, W. Reill, J. Luft, and W. Späth, "8-W high-efficiency continuous-wave semiconductor disk laser at 1000 nm," Appl. Phys. Lett. **82,** 3620–3622 (2003).

[13] J. Chilla, S. Butterworth, A. Zeitschel, J. Charles, A. Caprara, M. Reed, and L. Spinelli, "High Power Optically Pumped Semiconductor Lasers," Photonics West, Solid State Lasers XIII: Technology and Devices, in Proc. SPIE 5332 p. 143 (2004).

[14] Coherent Inc., Santa Clara, CA 95054 USA, "Datenblätter des Sapphire Lasersystems," (2007).

[15] M. Schulze, "Technologischer Durchbruch mit blauen Festkörperlasern," *http://www.coherent.com/downloads/Schulze_Umbruch21.pdf* (2001).

[16] A. Garnache, A. A. Kachanov, F. Stoeckel, and R. Houdré, "Diode-pumped broadband vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor laser applied to high-sensitivity intracavity absorption spectroscopy," J. Opt. Soc. Am. B **17,** 1589–1598 (2000).

[17] U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," Nature **424,** 831–838 (2003).

[18] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, "Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking," J. Opt. Soc. Am. B **16,** 46–56 (1999).

[19] A. Aschwanden, D. Lorenser, H. J. Unold, R. Paschotta, E. Gini, and U. Keller, "10 GHz passively mode-locked external-cavity semiconductor laser with 1.4 W average output power," Appl. Phys. Lett. **86,** 131102 (2005).

[20] D. Lorenser, H. J. Unold, D. J. H. C. Maas, A. Aschwanden, R. Grange, R. Paschotta, D. Ebling, E. Gini, and U. Keller, "Towards wafer-scale integration of high repetition rate passively mode-locked surface-emitting semiconductor lasers," Appl. Phys. B **79,** 927–932 (2004).

[21] L. D. Smullin and G. Fiocco, "Optical Echoes from the Moon," Nature **194,** 1267 (1962).

[22] O. Casel, D. Woll, M. A. Tremont, H. Fuchs, R. Wallenstein, E. Gerster, P. Unger, M. Zorn, and M. Weyers, "Blue 489-nm picosecond pulses generated by intracavity frequency doubling in a passively mode-locked optically pumped semiconductor disk laser," Appl. Phys. B **81,** 443–446 (2005).

[23] L. G. Morton, J. E. Hastie, M. D. Dawson, A. B. Krysa, and J. S. Roberts, "1W CW Red VECSEL Frequency-Doubled to Generate 120mW in the Ultraviolet," CLEO, Long Beach, California, USA, Technical Digest (2006).

[24] A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons, and J. S. Roberts, "Sub-500-fs soliton-like pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power," Appl. Phys. Lett. **80,** 3892–3894 (2002).

[25] S. Hoogland, A. Garnache, I. Sagnes, J. S. Roberts, and A. C. Tropper, "10-GHz Train of Sub-500-fs Optical Soliton-Like Pulses From a Surface-Emitting Semiconductor Laser," IEEE Photon. Technol. Lett. **17,** 267–269 (2005).

[26] A. Tropper, "Mode-locking of surface-emitting semiconductor lasers," 2nd EPS-QEOD EUROPHOTON CONFERENCE on Solid-State and Fiber Coherent Light Sources, TuA1 (2006).

[27] S. Hoogland, S. Dhanjal, A. C. Tropper, J. S. Roberts, R. Häring, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, and U. Keller, "Passively Mode-Locked Diode-Pumped Surface-Emitting Semiconductor Laser," IEEE Photon. Technol. Lett. **12,** 1135–1137 (2000).

[28] R. Häring, R. Paschotta, E. Gini, F. Morier-Genoud, D. Martin, H. Melchior, and U. Keller, "Picosecond surface-emitting semiconductor laser with $>$ 200 mW average power," Electron. Lett. 37 (2001).

[29] U. Keller and A. C. Tropper, "Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers," Phys. Rep. **429,** 67–120 (2006).

[30] A. C. Tropper, H. D. Foreman, A. Garnache, K. G. Wilcox, and S. H. Hoogland, "Vertical-external-cavity semiconductor lasers," J. Phys. D: Appl. Phys. **37,** 75–85 (2004).

[31] A. C. Tropper and S. Hoogland, "Extended cavity surface-emitting semiconductor lasers," Progress in Quantum Electronics **30,** 1–43 (2006).

[32] R. Häring, *Miniature Pulsed Laser Sources: Repetition Rates from Kilohertz to Gigahertz*, Ph.D. thesis, Series in Quantum Electronics, Volume 27, Hartung-Gorre, ISBN 3-89649-744-8, 2001.

[33] O. Casel, *Experimentelle Untersuchung und Modellierung des Einflusses der Epitaxiestruktur auf die physikalischen Eigenschaften optisch angeregter Halbleiterscheibenlaser*, Ph.D. thesis, Technische Universität Kaiserslautern, Cuvillier, ISBN 3-86537-597-9, 2005.

[34] D. Lorenser, *Picosecond VECSELs with repetition rates up to 50 GHz*, Ph.D. thesis, Swiss Federal Institute Of Technology Zurich, Diss ETH No. 16382, 2006.

[35] A. Aschwanden, *High Peak Power Passively Mode-Locked VECSELs*, Ph.D. thesis, Swiss Federal Institute Of Technology Zurich, Diss ETH No. 15706, 2004.

[36] S.-H. Park, J. Kim, H. Jeon, T. Sakong, S.-N. Lee, S. Chae, Y. Park, C.-H. Jeong, G.-Y. Yeom, and Y.-H. Cho, "Room-temperature GaN vertical-cavity surface-emitting laser operation in an extended cavity scheme," Appl. Phys. Lett. **83,** 2121–2123 (2003).

[37] J. E. Hastie, L. G. Morton, S. Calvez, M. D. Dawson, T. Leinonen, M. Pessa, G. Gibson, and M. J. Padgett, "Red microchip VECSEL array," Optics Express **13,** 7209–7214 (2005).

[38] L. Fan, J. Hader, M. Schillgalies, M. Fallahi, A. R. Zakharian, J. V. Moloney, R. Bedford, J. T. Murray, S. W. Koch, and W. Stolz, "High-Power Optically Pumped VECSEL Using a Double-Well Resonant Periodic Gain Structure," IEEE Photon. Technol. Lett. **17,** 1764–1766 (2005).

[39] W. J. Alford, T. D. Raymond, and A. A. Allerman, "High power and good beam quality at 980 nm from a vertical external-cavity surface-emitting laser," J. Opt. Soc. Am B **19,** 663–666 (2002).

[40] J.-M. Hopkins, S. A. Smith, C. W. Jeon, H. D. Sun, D. Burns, S. Calvez, M. D. Dawson, T. Jouhti, and M. Pessa, "0.6 W CW GaInNAs vertical external-cavity surface emitting laser operating at 1.32 μm," Electron. Lett. **40,** 30–31 (2004).

[41] S. A. Smith, J.-M. Hopkins, J. E. Hastie, D. Burns, S. Calvez, M. D. Dawson, T. Jouhti, J. Kontinnen, and M. Pessa, "Diamond-microchip GaInNAs vertical external-cavity surface-emitting laser operating CW at 1315 nm," Electron. Lett. **40,** 935–937 (2004).

[42] C. Symonds, I. Sagnes, A. Garnache, S. Hoogland, G. Saint-Girons, A. C. Tropper, and J.-L. Oudar, "Continuous-wave operation of monolithically grown 1.5-μm optically pumped vertical-external-cavity surface-emitting lasers," Appl. Opt. **42,** 6678–6681 (2003).

[43] H. Lindberg, M. Strassner, E. Gerster, and A. Larsson, "0.8 W optically pumped vertical external cavity surface emitting laser operating CW at 1550 nm," Electron. Lett. **40,** 601–602 (2004).

[44] C. Symonds, J. Dion, I. Sagnes, M. Dainese, M. Strassner, L. Leroy, and J.-L. Oudar, "High performance 1.55 μm vertical external cavity surface emitting laser with broadband integrated dielectric-metal mirror," Electron. Lett. **40,** 734–735 (2004).

[45] C. Symonds, I. Sagnes, J.-L. Oudar, S. Bouchoule, A. Garnache, J. Berggren, and M. Strassner, "Room temperature CW lasing operation of monolithically grown 1.55 μm vertical external cavity surface emitting laser," Opt. Commun. **230,** 419–423 (2004).

[46] H. Lindberg, M. Strassner, and A. Larsson, "Improved Spectral Properties of an Optically Pumped Semiconductor Disk Laser Using a Thin Diamond Heat Spreader as an Intracavity Filter," IEEE Photon. Technol. Lett. **17,** 1363–1365 (2005).

[47] L. Cerutti, A. Garnache, F. Genty, A. Ouvrard, and C. Alibert, "Low threshold, room temperature lasser diode pumped Sb-based VECSEL emitting around 2.1 μm," Electron. Lett. **39,** 290–292 (2003).

[48] L. Cerutti, A. Garnache, A. Ouvrard, and F. Genty, "High temperature continuous wave operation of Sb-based vertical external cavity surface emitting laser near 2.3 μm," J. Cryst. Growth **268,** 128–134 (2004).

[49] L. Cerutti, A. Garnache, A. Ouvrard, M. Garcia, E. Cerda, and F. Genty, "2.36 μm diode pumped VCSEL operating at room temperature in continuous wave with circular TEM_{00} output beam," Electron. Lett. **40,** 869–871 (2004).

[50] J. E. Hastie, J.-M. Hopkins, S. Calvez, C. W. Jeon, D. Burns, R. Abram, E. Riis, A. I. Ferguson, and M. D. Dawson, "0.5-W Single Transverse-Mode Operation of an 850-nm Diode-Pumped Surface-Emitting Semiconductor Laser," IEEE Photon. Technol. Lett. **15,** 894–896 (2003).

[51] J. E. Hastie, L. G. Morton, A. J. Kemp, M. D. Dawson, A. B. Krysa, and J. S. Roberts, "Tunable ultraviolet output from an intracavity frequency-doubled red vertical-external-cavity surface-emitting laser," Appl. Phys. Lett. **89,** 061114 (2006).

[52] S. Lutgen *et al.*, "0.7W CW Output Power from a Green Semiconductor Disk Laser," CLEO EU, Munich, Germany, CB7-6-THU (2005).

[53] R. H. Abram, K. S. Gardner, E. Riis, and A. I. Ferguson, "Narrow linewidth operation of a tunable optically pumped semiconductor laser," Optics Express **12,** 5434–5439 (2004).

[54] M. A. Holm, D. Burns, A. I. Ferguson, and M. D. Dawson, "Actively Stabilized Single-Frequency Vertical-External-Cavity AlGaAs Laser," IEEE Photon. Technol. Lett. **11,** 1551–1553 (1999).

[55] A. Garnache, A. Ouvrard, L. Cerutti, F. Genty, and D. Romanini, "Single Frequency tunable Sb-based Vertical Cavity Surface Emitting Lasers emitting at 2.3 μm," CLEO, San Francisco, California, USA, CPDB9 (2004).

[56] S.-S. Beyertt, M. Zorn, T. Kübler, H. Wenzel, M. Weyers, A. Giesen, G. Tränkle, and U. Brauch, "Optical In-Well Pumping of a Semiconductor Disk Laser With High Optical Efficiency," IEEE J. Quantum Electron. **41,** 1439–1449 (2005).

[57] S. Lutgen, W. Diehl, P. Brick, T. Albrecht, W. Reill, and J. Luft, "High Efficient OPS-Disk Lasers with Quantum-Well Pumping," CLEO EU, Munich, Germany, CB7-1-THU (2005).

[58] W. Zhang, T. Ackemann, S. McGinily, M. Schmid, E. Riis, and A. I. Ferguson, "Operation of an optical in-well-pumped vertical-external-cavity surface-emitting laser," Appl. Opt. **45,** 7729–7735 (2006).

[59] A. Rutz, V. Liverini, D. J. H. C. Maas, B. Rudin, A.-R. Bellancourt, S. Schön, and U. Keller, "Passively modelocked GaInNAs VECSEL at centre wavelength around 1.3 μm," Electron. Lett. 42 (2006).

[60] S. Hoogland, A. Garnache, I. Sagnes, B. Paldus, K. J. Weingarten, R. Grange, M. Haiml, R. Paschotta, U. Keller, and A. C. Tropper, "Picosecond pulse generation with 1.5 μm passively modelocked surface-emitting semiconductor laser," Electron. Lett. **39,** 846–847 (2003).

[61] R. Häring, R. Paschotta, A. Aschwanden, E. Gini, F. Morier-Genoud, and U. Keller, "High-Power Passively Mode-Locked Semiconductor Lasers," IEEE J. Quantum Electron. **38,** 1268–1275 (2002).

[62] A. Aschwanden, D. Lorenser, H. J. Unold, R. Paschotta, E. Gini, and U. Keller, "2.1-W picosecond passively mode-locked external-cavity semiconductor laser," Opt. Lett. **30,** 272–274 (2005).

[63] E. J. Saarinen, A. Härkönen, R. Herda, S. Suomalainen, L. Orsila, T. Hakulinen, M. Guina, and O. G. Okhotnikov, "Harmonically mode-locked VECSELs for multi-GHz pulse train generation," Optics Express **15,** 955–964 (2007).

[64] D. Lorenser, D. J. H. C. Maas, H. J. Unold, A.-R. Bellancourt, B. Rudin, E. Gini, D. Ebling, and U. Keller, "50-GHz Passively Mode-Locked Surface-Emitting Semiconductor Laser With 100-mW Average Output Power," IEEE J. Quantum Electron. **42,** 838–847 (2006).

[65] D. J. H. C. Maas, A.-R. Bellancourt, B. Rudin, M. Golling, H. J. Unold, T. Südmeyer, and U. Keller, "MIXSELs - a new class of ultrafast semiconductor lasers," CLEO Europe 07, Deutschland, München, CB13-1-THU (2007).

[66] W. Jiang, M. Shimizu, R. P. Mirin, T. E. Reynolds, and J. E. Bowers, "Electrically pumped mode-locked vertical-cavity semiconductor lasers," Opt. Lett. **18,** 1937–1939 (1993).

[67] K. Jasim, Q. Zhang, A. V. Nurmikko, A. Mooradian, G. Carey, W. Ha, and E. Ippen, "Passively modelocked vertical extended cavity surface emitting diode laser," Electron. Lett. **39,** 373–375 (2003).

[68] K. Jasim, Q. Zhang, A. V. Nurmikko, A. Mooradian, G. Carey, W. Ha, and E. P. Ippen, "A Picosecond Passively Mode-locked Vertical (Extended Cavity) Surface Emitting Diode Laser," CLEO 03, USA, Baltimore (2003).

[69] Q. Zhang, K. Jasim, A. V. Nurmikko, A. Mooradian, G. Carey, W. Ha, and E. Ippen, "Operation of a Passively Mode-Locked Extended-Cavity Surface-Emitting Diode Laser in Multi-GHz Regime," IEEE Photon. Technol. Lett. **16,** 885–887 (2004).

[70] K. Jasim, Q. Zhang, A. V. Nurmikko, E. Ippen, A. Mooradian, G. Carey, and W. Ha, "Picosecond pulse generation from passively modelocked vertical cavity diode laser at up to 15 GHz pulse repetition rate," Electron. Lett. **40,** 34–36 (2004).

[71] W. B. Jiang, S. R. Friberg, H. Iwamura, and Y. Yamamoto, "High powers and subpicosecond pulses from an external-cavity surface-emitting InGaAs/InP multiple quantum well laser," Appl. Phys. Lett. **58,** 807–809 (1991).

[72] W. H. Xiang, S. R. Friberg, K. Watanabe, S. Machida, W. Jiang, H. Iwamura, and Y. Yamamoto, "Femtosecond external-cavity surface-emitting InGaAs/InP multiple-quantum-well laser," Opt. Lett. **16,** 1394–1396 (1991).

[73] W. B. Jiang, R. Mirin, and J. E. Bowers, "Mode-locked GaAs vertical cavity surface emitting lasers," Appl. Phys. Lett. **60,** 677–679 (1992).

[74] W. H. Xiang, S. R. Friberg, K. Watanabe, S. Machida, Y. Sakai, H. Iwamura, and Y. Yamamoto, "Sub-100 femtosecond pulses from an external-cavity surface-emitting InGaAs/InP multiple quantum well laser with soliton-effect compression," Appl. Phys. Lett. **59,** 2076–2078 (1991).

[75] W. Jiang, M. Shimizu, R. P. Mirin, T. E. Reynolds, and J. E. Bowers, "Femtosecond Periodic Gain Vertical-Cavity Lasers," IEEE Photon. Technol. Lett. **5,** 23–25 (1993).

[76] W. Jiang, D. J. Derickson, and J. E. Bowers, "Analysis of Laser Pulse Chirping in Mode-Locked Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," IEEE J. Quantum Electron. **29,** 1309–1318 (1993).

[77] W. Zhang, T. Ackemann, M. Schmid, N. Langford, and A. I. Ferguson, "Femtosecond synchronously mode-locked vertical-external cavity surface-emitting laser," Optics Express **14,** 1810–1821 (2006).

[78] R. Paschotta, R. Häring, A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, and U. Keller, "Soliton-like pulse-shaping mechanism in passively mode-locked surface-emitting semiconductor lasers," Appl. Phys. B **75,** 445–451 (2002).

[79] L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Wiley, 1995).

[80] F. T. Vasko and A. V. Kuznetsov, *Electronic States and Optical Transitions in Semiconductor Heterostructures* (Springer, 1999), p. 41.

[81] T. Numai, *Fundamentals of Semiconductor Lasers* (Springer, 2004).

[82] S. W. Corzine, R. S. Geels, J. W. Scott, R.-H. Yan, and L. A. Coldren, "Design of Fabry-Perot Surface-Emitting Lasers with a Periodic Gain Structure," IEEE J. Quantum Electron. **25,** 1513–1524 (1989).

[83] S. Tsuda, W. H. Knox, E. A. de Souza, W. Y. Jan, and J. E. Cunningham, "Low-loss intracavity AlAs/AlGaAs saturable Bragg reflector for femtosecond mode locking in solid-state lasers," Opt. Lett. **20,** 1406–1408 (1995).

[84] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, "Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber," Opt. Lett. **17,** 505–507 (1992).

[85] L. R. Brovelli, I. D. Jung, D. Kopf, M. Kamp, M. Moser, F. X. Kärtner, and U. Keller, "Self-starting soliton modelocked Ti:sapphire laser using a thin semiconductor saturable absorber," Electron. Lett. **31,** 287–289 (1995).

[86] I. D. Jung, L. R. Brovelli, M. Kamp, U. Keller, and M. Moser, "Scaling of the antiresonant Fabry-Perot saturable absorber design toward a thin saturable absorber," Opt. Lett. **20,** 1559–1561 (1995).

[87] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au, "Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM´s) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers," IEEE J. Select. Topics Quantum Electr. **2,** 435–451 (1996).

[88] F. Gires and P. Tournois, "Interféromètre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulées en fréquence," C. R. Acad. Sci. Paris **258,** 6112–6115 (1964).

[89] M. Moenster, U. Griebner, W. Richter, and G. Steinmeyer, "Resonant Saturable Absorber Mirrors for Dispersion Control in Ultrafast Lasers," IEEE J. Quantum Electron. **43,** 174–181 (2007).

[90] U. Siegner, R. Fluck, G. Zhang, and U. Keller, "Ultrafast high-intensity nonlinear absorption dynamics in low-temperature grown gallium arsenide," Appl. Phys. Lett. **69,** 2566–2568 (1996).

[91] M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E. R. Weber, T. George, J. B. Kortright, F. W. Smith, B.-Y. Tsaur, and A. R. Calawa, "Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures," Appl. Phys. Lett. **54,** 1881–1883 (1989).

[92] S. Gupta, J. F. Whitaker, and G. A. Mourou, "Ultrafast Carrier Dynamics in III-V Semiconductors Grown by Molecular-Beam Epitaxy at Very Low Substrate Temperatures," IEEE J. Quantum Electron. **28,** 2464–2472 (1992).

[93] A. Garnache, B. Sermage, R. Teissier, G. Saint-Girons, and I. Sagnes, "A fast quantum-well Semiconductor Saturable-Absorber Mirror with low losses for sub-ps passively mode-locked laser," CLEO Europe 03, p. 167 (2003).

[94] R. Aleksiejunas, *Free Carrier And Space Charge Field Dynamics In Non-Homogeneous Semiconductor Crystals And Heterostructures*, Ph.D. thesis, Vilnius University, 2005.

[95] H. Föll, "Hyperskript Halbleiter," Lehrstuhl für Allgemeine Materialwissenschaft, Universität Kiel, http : //www.tf.uni − kiel.de/matwis/amat/semi_en, Kapitel 2.3.3 .

[96] F. Träger, *Handbook of Lasers and Optics* (Springer, 2007), pp. 609–614.

[97] H. A. Haus, "Theory of mode locking with a fast saturable absorber," J. Appl. Phys. **46,** 3049–3058 (1975).

[98] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Analytic Theory of Additive Pulse and Kerr Lens Mode Locking," IEEE J. Quantum Electron. **28,** 2086–2096 (1992).

[99] G. H. C. New, "Mode-Locking Of Quasi-Continuous Lasers," Opt. Commun. **6,** 188–192 (1972).

[100] G. H. C. New, "Pulse Evolution in Mode-Locked Quasi-Continuous Lasers," IEEE J. Quantum Electron. **10,** 115–124 (1974).

[101] R. Paschotta and U. Keller, "Passive mode locking with slow saturable absorbers," Appl. Phys. B **73,** 653–662 (2001).

[102] H. A. Haus and M. N. Islam, "Theory of the Soliton Laser," IEEE J. Quantum Electron. **21,** 1172–1188 (1985).

[103] F. X. Kärtner and U. Keller, "Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber," Opt. Lett. **20,** 16–18 (1995).

[104] F. X. Kärtner, I. D. Jung, and U. Keller, "Soliton Mode-Locking with Saturable Absorbers," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **2,** 540–556 (1996).

[105] F. X. Kärtner, J. Aus der Au, and U. Keller, "Mode-Locking with Slow and Fast Saturable Absorbers - What´s the Difference?," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **4,** 159–168 (1998).

[106] U. Keller, "Ultrafast solid-state lasers," Progress in Optics **46,** Elsevier, 1–115 (2004).

[107] N. Hodgson and H. Weber, *Optische Resonatoren: Grundlagen, Eigenschaften, Optimierung* (Springer, 1992), pp. 97–103.

[108] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser* (Teubner, 1999).

[109] J.-C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Academic Press, 1996).

[110] I. Walmsley, L. Waxer, and C. Dorrer, "The role of dispersion in ultrafast optics," Rev. Sci. Instrum. **72,** 1–29 (2001).

[111] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 2007).

[112] A. Thelen, *Design of optical interference coatings* (McGraw-Hill, 1989).

[113] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (Wiley, 1991).

[114] G. H. M. van Tartwijk and G. P. Agrawal, "Laser instabilities: a modern perspective," Progress in Quantum Electronics **22,** 43–122 (1998).

[115] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Structures for additive pulse mode locking," J. Opt. Soc. Am. B **8,** 2068–2076 (1991).

[116] M. Zorn and J.-T. Zettler, "Development and control of MOVPE growth processes for devices using reflectance anisotropy spectroscopy and normalized reflectance," Phys. Stat. Sol. (b) **242,** 2587–2594 (2005).

[117] F. Bugge, U. Zeimer, H. Wenzel, G. Erbert, and M. Weyers, "Interdiffusion in highly strained InGaAs-QWs for high power laser diode applications," J. Cryst. Growth **272,** 531–537 (2004).

[118] W. Pittroff *et al.*, "Mounting of High Power Laser Diodes on Boron Nitride Heat Sinks Using an Optimized Au/Sn Metallurgy," IEEE Trans. Adv. Pack. **24,** 434–441 (2001).

[119] M. B. Panish, H. C. Casey, Jr., S. Sumski, and P. W. Foy, "Reduction of threshold current density in GaAs-$Al_xGa_{1-x}As$ heterostructure lasers by separate optical and carrier confinement," Appl. Phys. Lett. **22,** 590–591 (1973).

[120] W. T. Tsang, "A graded-index waveguide separate-confinement laser with very low threshold and a narrow Gaussian beam," Appl. Phys. Lett. **39,** 134–137 (1981).

[121] S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds* (WILEY-VCH, 2004), p. 169.

[122] D. E. Aspnes, S. M. Kelso, R. A. Logan, and R. Bhat, "Optical properties of $Al_xGa_{1-x}As$," J. Appl. Phys. **60,** 754–767 (1986).

[123] W. W. Gärtner, "Depletion-Layer Photoeffects in Semiconductors," Phys. Rev. **116,** 84–87 (1959).

[124] A. Lopez and R. L. Anderson, "Photocurrent spectra of Ge-GaAs heterojunctions," Solid-State Electron. **7,** 695–700 (1964).

[125] J. Nelson, M. Paxman, K. W. J. Barnham, J. S. Roberts, and C. Button, "Steady-State Carrier Escape from Single Quantum Wells," IEEE J. Quant. Electron. **29,** 1460–1468 (1993).

[126] T. Kitatani, Y. Yazawa, S. Watahiki, K. Tamura, J. Minemura, and T. Warabisako, "Photocurrent and Photoluminescence in InGaAs/GaAs Multiple Quantum Well Solar Cells," Jpn. J. Appl. Phys. **35,** 4371–4372 (1996).

[127] C. H. Henry, P. M. Petroff, R. A. Logan, and F. R. Merritt, "Catastrophic damage of $Al_xGa_{1-x}As$ double-heterostructure laser material," J. Appl. Phys. **50,** 3721–3732 (1979).

[128] J. W. Tomm, A. Baerwolff, C. Lier, T. Elsaesser, F. X. Daiminger, and S. Heinemann, "Laser-based facet inspection system," SPIE Proc. **3000,** 90–98 (1997).

[129] J. Shah, *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures* (Springer, 1999), pp. 9–11.

[130] M. Mönster, *Erzeugung kurzer Pulse in Neodym-dotierten Mikrostrukturfasern*, Ph.D. thesis, Technische Universität Berlin, 2007.

[131] P. S. Zory, *Quantum Well Lasers* (Academic Press, 1993), p. 44.

[132] M. Haiml, R. Grange, and U. Keller, "Optical characterization of semiconductor saturable absorbers," Appl. Phys. B **79,** 331–339 (2004).

[133] G. P. Agrawal, "Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers," IEEE J. Quantum Electr. **25,** 2297–2306 (1989).

[134] L. M. Frantz and J. S. Nodvik, "Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier," J. Appl. Phys. **34,** 2346–2349 (1963).

[135] K. Naganuma, K. Mogi, and H. Yamada, "Group-delay measurement using the Fourier transform of an interferometric cross correlation generated by white light," Opt. Lett. **15,** 393–395 (1990).

[136] T. Imran, K. H. Hong, T. J. Yu, and C. H. Nam, "Measurement of the group-delay dispersion of femtosecond optics using white-light interferometry," Rev. Sci. Instrum. **75,** 2266–2270 (2004).

[137] S. Diddams and J. C. Diels, "Dispersion measurements with white-light interferometry," J. Opt. Soc. Am. B **13,** 1120–1129 (1996).

[138] I. G. Cormack, F. Baumann, and D. T. Reid, "Measurement of group velocity dispersion using white light interferometry: A teaching laboratory experiment," Am. J. Phys. **68,** 1146–1150 (2000).

[139] D. Derickson, editor, "Fiber optic test and measurement," Hewlet Packard Proffessional Books, Prentice Hall PTR, New Jersey (1998).

[140] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry," J. Opt. Soc. Am. **72,** 156–160 (1982).

[141] E. M. Böhm, *Einfluß der Dispersion auf die nichtlineare Ausbreitung von Lichtimpulsen*, Ph.D. thesis, Universität Rostock, 2003.

[142] H. Stöcker, *Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren* (Verlag Harri Deutsch, 1999), p. 605.

[143] A. Gosteva, M. Haiml, R. Paschotta, and U. Keller, "Noise-related resolution limit of dispersion measurements with white-light interferometers," J. Opt. Soc. Am. B **22,** 1868 – 1874 (2005).

[144] H. P. Weber, "Method for Pulsewidth Measurement of Ultrashort Light Pulses Generated by Phase-Locked Lasers using Nonlinear Optics," J. Appl. Phys. **38,** 2231–2234 (1967).

[145] M. Maier, W. Kaiser, and J. A. Giordmaine, "Intense light bursts in the stimulated raman effect," Phys. Rev. Lett. **17,** 1275–1277 (1966).

[146] J. A. Armstrong, "Measurement of picosecond Laser Pulse Widths," Appl. Phys. Lett. **10,** 16–18 (1967).

[147] W. Demtröder, *Laserspektroskopie, Grundlagen und Techniken* (Springer, 2004), p. 511.

[148] D. J. Kane and R. Trebino, "Characterization of Arbitrary Femtosecond Pulses Using Frequency-Resolved Optical Gating," IEEE J. Quantum Electron. **29,** 571–579 (1993).

[149] D. J. Kane and R. Trebino, "Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating," Opt. Lett. **18,** 823–825 (1993).

[150] C. Iaconis and I. A. Walmsley, "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses," Optics Letters **23,** 792–794 (1998).

[151] ORIEL Corporation, "1/4 Meter Grating Monochromator Model 77200, Instruction Manual," .

[152] ORIEL Corporation, "Instructions for InstaSpec^{TM} II Photodiode Array Detector Model 77112, Instruction Manual," (1992).

[153] D. von der Linde, "Characterization of the Noise in Continuously Operating Mode-Locked Lasers," Appl. Phys. B **39,** 201–217 (1986).

[154] R. Paschotta, L. Krainer, S. Lecomte, G. J. Spühler, S. C. Zeller, A. Aschwanden, D. Lorenser, H. J. Unold, K. J. Weingarten, and U. Keller, "Picosecond pulse sources with multi-GHz repetition rates and high output power," New J. Phys. **6,** 174 (2004).

[155] A. Gerhardt, F. Weik, T. QuocTran, J. W. Tomm, T. Elsaesser, J. Biesenbach, H. Müntz, G. Seibold, and M. L. Biermann, "Device deformation during low-frequency pulsed operation of high-power diode bars," Appl. Phys. Lett. **84,** 3525–3527 (2004).

[156] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. Shur, *Volume 2 Ternary and Quaternary III-V Compounds, Handbook Series on Semiconductor Parameters* (World Scientific, 1999), pp. 66–67.

[157] M. Leitner, *Erzeugung kurzer Impulse in Nd-dotierten Faserlasern mittels Halbleiterstrukturen*, Ph.D. thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Shaker, ISBN 3-8265-9664-1, 2001.

[158] P. Mulser, S. Uryupin, R. Sauerbrey, and B. Wellegehausen, "Ponderomotive potential and dynamical Stark shift in multiphoton ionization," Phys. Rev. A **48,** 4547–4550 (1993).

[159] L. Jönsson, "Energy shifts due to the ponderomotive potential," J. Opt. Soc. Am. B **4,** 1422–1425 (1987).

[160] A. Mysyrowicz, D. Hulin, A. Antonetti, A. Migus, W. T. Masselink, and H. Morkoc, "„Dressed Excitons" in a Multiple-Quantum-Well Structure: Evidence

for an Optical Stark Effect with Femtosecond Response Time," Phys. Rev. Lett. **56,** 2748–2751 (1986).

[161] A. Von Lehmen, D. S. Chemla, J. E. Zucker, and J. P. Heritage, "Optical Stark effect on excitons in GaAs quantum wells," Optics Letters **11,** 609–611 (1986).

[162] W. H. Knox, D. S. Chemla, D. A. B. Miller, J. B. Stark, and S. Schmitt-Rink, "Femtosecond ac Stark Effect in Semiconductor Quantum Wells: Extreme Low- and High-Intensity Limits," Phys. Rev. Lett. **62,** 1189–1192 (1989).

[163] S. Tsuda, W. H. Knox, S. T. Cundiff, W. Y. Jan, and J. E. Cunningham, "Mode-Locking Ultrafast Solid-State Lasers with Saturable Bragg Reflectors," IEEE J. Select. Topics Quant. Electr. **2,** 454–464 (1996).

[164] J. Shah, *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures* (Springer, 1999), p. 60.

[165] H. Haug and S. W. Koch, *Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors* (World Scientific, 2004), pp. 235–244.

[166] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and H. Haug, "Nonequilibrium theory of the optical Stark effekt and spectral hole burning in semiconductors," Phys. Rev. B **37,** 941–955 (1988).

[167] S. Schmitt-Rink and D. S. Chemla, "Collective Excitations and the Dynamical Stark Effect in a Coherently Driven Exciton System," Phys. Rev. Lett. **57,** 2752–2755 (1986).

[168] W. W. Chow, S. W. Koch, and M. Sargent III, *Semiconductor-Laser Physics* (Springer, 1994), p. 87.

[169] D. S. Chemla and D. A. B. Miller, "Room-temperature excitonic nonlinear-optical effects in semiconductor quantum-well structures," J. Opt. Soc. Am. B **2,** 1155–1173 (1985).

[170] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and D. A. B. Miller, "Theory of transient excitonic optical nonlinearities in semiconductor quantum-well structures," Phys. Rev. B **32,** 6601–6609 (1985).