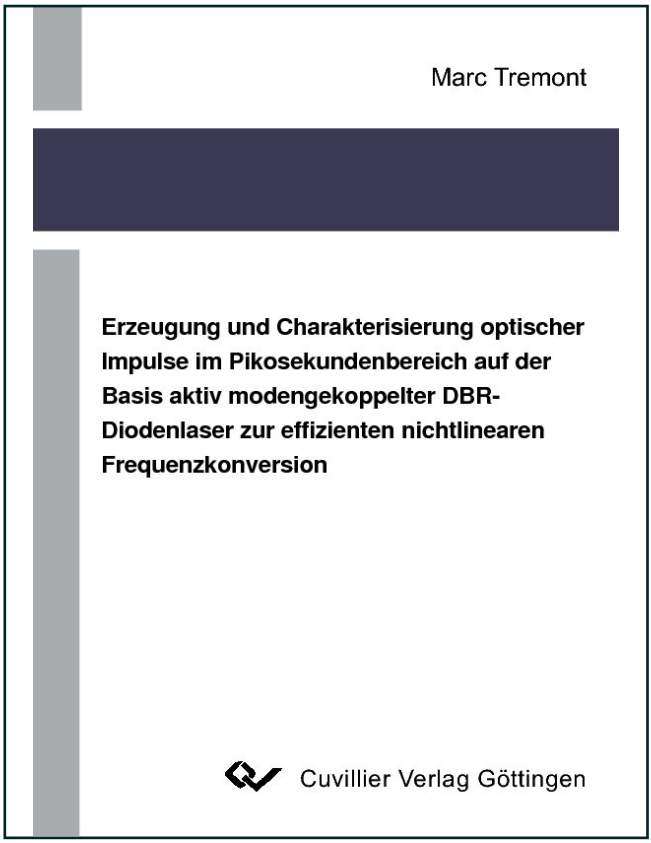
Marc Tremont (Autor)

Erzeugung und Charakterisierung optischer Impulse im Pikosekundenbereich auf der Basis aktiv modengekoppelter DBR-Diodenlaser zur effizienten nichtlinearen Frequenzkonversion



https://cuvillier.de/de/shop/publications/2567

Copyright:
Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentzsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen, Germany
Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: https://cuvillier.de

Kapitel 1

Einleitung

Aufgrund einer rasanten Entwicklung in den letzten Jahren sind die optischen Technologien zu Schlüsseltechnologien des 21. Jahrhunderts avanciert [1, 2]. Laser sind heute sehr weit verbreitet und werden in vielen Anwendungsfeldern wie beispielsweise der Materialbearbeitung, der Telekommunikation und der Medizintechnik eingesetzt. Dem Markt für Diodenlaser beispielsweise wird in den kommenden Jahren ein stark zunehmendes Absatzvolumen prognostiziert [23]. Viele Applikationen verlangen in zunehmendem Maße nach kompakten Quellen kohärenter Strahlung im blauen und nahen ultravioletten Spektralbereich. Hierzu zählen beispielsweise die Laserkühlung von Ionen der seltenen Erden [3, 4], die optische Datenspeicherung [5, 6], die professionelle Drucktechnik [7], die Unterwasserkommunikation [8], die Bio- und Gentechnologie [9, 10], die photodynamische Diagnose [11], sowie die Displaytechnik [12, 13]. Die Laserdisplaytechnik bietet für die elektronische Bildwiedergabe entscheidende Vorteile gegenüber anderen Verfahren: aufgrund der nahezu unbegrenzten Schärfentiefe ist die Projektion auf beliebig geformte Oberflächen möglich, die Farbsättigung ist unübertroffen hoch und Bildgröße oder Leuchtdichte werden nur von der zur Verfügung stehenden Laserleistung bestimmt.

Neuartige Strahlquellen im blauen Spektralbereich auf der Basis kompakter und effizienter Diodenlasersysteme haben das Potential, etablierte Strahlquellen wie z. B. Argon-Ionen-Laser oder frequenzverdoppelte Titan-Saphir-Laser zu ersetzen [24]. In den letzten Jahren wurden Diodenlaser im Materialsystem InGaN realisiert, die blaue Laserstrahlung emittieren [14, 15]. Für einige Anwendungen sind die mit diese Komponenten erreichbaren Ausgangsleistungen von 60 mW bei 405 nm oder 30 mW bei 445 nm [16] zu gering.

Deutlich höhere Strahlungsleistungen im sichtbaren Spektralbereich werden durch Frequenzkonversion nahinfraroter Strahlung aus Hochleistungs-Diodenlasersystemen erzielt. Diese Halbleiterlaserkomponenten zeichnen sich durch eine hohe Ausgangsleistung und eine hohe Effizienz bei der Umwandlung von elektrischer in optische Energie aus. Das vielversprechendste Konzept zur Erzeugung leistungsstarker Strahlung mit hoher räumlicher und spektraler Qualität besteht in der Realisierung von modengekoppelten Diodenlaser Oszillator-Verstärker-Systemen (Master-Oscillator Power-Amplifier, MOPA), die

Spitzenleistungen von einigen zehn Watt ermöglichen. Diese Systeme bestehen aus einem Diodenlaser-Oszillator und einem Hochleistungs-Diodenlaserverstärker mit breiter rechteckiger (Breitstreifenverstärker) oder trapezförmiger (Trapezverstärker) Geometrie der aktiven Zone. Im Gegensatz zu Breitstreifenverstärkern zeichnen sich Trapezverstärker durch die Emission eines nahezu beugungsbegrenzten Strahls hoher räumlicher Leistungsdichte aus. Optische Halbleiterverstärker mit trapezförmiger aktiver Zone ermöglichen die Verstärkung injizierter Laserstrahlung mit Leistungen von einigen Milliwatt in den Multiwattbereich. Zur Sättigung des Gewinns von Trapezverstärkern sind sowohl im kontinuierlichen Betrieb als auch bei gepulster Strahlung mittlere Eingangsleistungen von typischerweise 5 bis 50 mW erforderlich. Bisher verwendete Oszillatoren zur Erzeugung kurzer Impulse, wie z.B. aktiv modengekoppelte Diodenlaseroszillatoren mit externer Gitterrückkopplung, sind in ihrer mittleren Ausgangsleistung jedoch auf einige Milliwatt beschränkt [112]. Nur durch den Einsatz eines Vorverstärkers zwischen Oszillator und Trapezverstärker kann eine ausreichend hohe mittlere Leistung mit derartigen Systemen erzielt werden, die den Gewinn des Trapezverstärkers sättigt [20, 65].

Diodenlaser MOPA-Systeme in den Materialsystemen AlGaAs (810 nm) und InGaAs (920 nm) mit Ausgangsleistungen im Bereich von 5 W wurden bereits demonstriert sowie theoretisch und experimentell untersucht [19, 20, 67, 69]. Sowohl die hohe Ausgangsleistung als auch die hervorragenden räumlichen und zeitlich-spektralen Eigenschaften machen Hochleistungs-Diodenlaser-Trapezverstärker-Systeme zu attraktiven Quellen für die effiziente Frequenzkonversion [21, 22]. Eine Übersicht von Veröffentlichungen zu frequenzverdoppelten Diodenlasersystemen und deren wichtigsten Schlüsseldaten findet sich in [17].

In der vorliegenden Arbeit wird die Erzeugung modengekoppelter Laserstrahlung im Hinblick auf die effiziente Frequenzverdopplung in optisch nichtlinearen Kristallen untersucht. Aus dieser Zielsetzung ergeben sich spezielle Anforderungen an die verwendeten Laseroszillatoren. Aufgrund der schmalen Wellenlängenakzeptanzbandbreite bei der Frequenzverdopplung muß die Emissionswellenlänge der erzeugten Strahlung während des Betriebs konstant gehalten werden. Bisher wurden zu diesem Zweck kantenemittierende Einstreifen-Diodenlaser mit externem Gitter in Littrow-Anordnung eingesetzt [113]. Diese sind aufbautechnisch kompliziert sowie mechanisch instabil, und eignen sich daher nicht für die Realisierung kompakter, langzeitstabiler Strahlquellen. Darüber hinaus erzeugen derartige Oszillatoren nur sehr geringe mittlere Leistungen im Bereich von 1 bis 2 mW [112, 55].

Im Gegensatz hierzu bieten DBR-Diodenlaser die Möglichkeit zum Aufbau einfacher, wellenlängenstabiler Oszillatoren, die mittlere Ausgangsleistungen in der Größenordnung von 10 mW emittieren [112]. Sowohl die Zentralwellenlänge der Emission, als auch die spektrale Breite und die Reflektivität der DBR-Gittersektion können beim Herstellungsprozeß an die spezifischen Anforderungen angepaßt werden. Sie sind daher besonders gut als Quelle gepulster Laserstrahlung für den Einsatz in kompakten MOPA-Systemen geeignet.

Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle Erzeugung und Charakterisierung aktiv modengekoppelter DBR-Diodenlaser in einem externen Resonator zur Erzeugung optischer Impulse im Pikosekunden-Regime, die für eine Nachverstärkung in optischen Hochleistungshalbleiterverstärkern mit anschließender effizienter Frequenzkonversion optimiert sind. Dazu zählen neben einer ausreichenden mittleren Leistung vor allem die zeitlich-spektralen Eigenschaften der erzeugten Impulse. Optische Impulse einer Dauer von einigen Pikosekunden eignen sich in besonderer Weise für die Nachverstärkung in Hochleistungshalbleiterverstärkern. Während kürzere Impulse im Subpikosekundenbereich bei der Verstärkung starke zeitliche und spektrale Impulsverformungen durch Selbstphasenmodulation erfahren [122], ist es mit Impulsdauern im Bereich einiger zehn Pikosekunden nicht möglich, Impulsspitzenleistungen zu erzeugen, wie sie für eine effiziente Nutzung optisch nichtlinearer Prozesse erforderlich sind.

In der vorliegenden Arbeit folgt nach einer Darstellung der grundlegenden theoretischen Konzepte eine Übersicht der wichtigsten verwendeten Meßverfahren. Zu Beginn des experimentellen Teils werden aktiv modengekoppelte DBR-Diodenlaser im Hinblick auf die Erzeugung von Pikosekundenimpulsen hoher mittlerer Leistung und guter zeitlich-spektraler Qualität untersucht. Darüber hinaus werden DBR-Oszillator-Verstärker-Systeme charakterisiert, die mittlere Ausgangsleistungen im Multiwattbereich erzeugen. Anschließend wird die effiziente Frequenzkonversion der erzeugten modengekoppelten Strahlung in periodisch gepolten, optisch nichtlinearen Kristallen eingehend untersucht, um den Einfluß der zeitlich-spektralen Impulsqualität auf die Effizienz bei der Frequenzkonversion zu quantifizieren und somit eine Abschätzung des Leistungspotentials derartiger, sichtbarer Strahlquellen zu erlangen.

Kapitel 2

Grundlagen

Im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen modengekoppelte Diodenlaser, die zur Erzeugung kurzer optischer Impulse genutzt wurden. Daher werden in diesem Kapitel die grundlegenden physikalischen Eigenschaften sowie Details zu den Bauformen der verwendeten Diodenlaser vorgestellt. Darüber hinaus werden Prinzipien und Verfahren der Modenkopplung und als Spezialfall die aktive Modenkopplung in Diodenlasern erklärt. In einem weiteren Abschnitt werden die wesentlichen Konzepte zur Verstärkung der erzeugten Strahlung in optischen Halbleiterverstärkern beschrieben. Der letzte Abschnitt behandelt die Grundlagen der optischen Frequenzverdopplung in nichtlinearen Kristallen sowie speziell die Frequenzverdopplung ultrakurzer Impulse.

2.1 Theorie der Diodenlaser

Diodenlaser zeichnen sich gegenüber anderen Lasern durch ihre geringen Abmessungen aus. Mit typischerweise wenigen Millimetern in der Länge, weniger als 500 μm in der Breite und nur einigen Mikrometern Dicke sind sie sehr kompakt. Darüber hinaus können sie direkt elektrisch angeregt und moduliert werden. Sie besitzen einen hohen Wirkungsgrad für die Umwandlung von elektrischer Energie in optische Strahlungsleistung. Maximale Effizienzen von mehr als 50% können heute problemlos erreicht werden [29].

2.1.1 Physikalische Grundlagen

In diesem Abschnitt werden die physikalischen Grundlagen moderner Diodenlaser vorgestellt. Für ein tieferes Verständnis sei an dieser Stelle auf die Spezialliteratur zur Halbleiterphysik [30, 31], Optoelektronik [32, 33] und Diodenlaserphysik [34, 35, 36, 38] verwiesen.

In Halbleitern sind die elektronischen Energieniveaus der beteiligten Atome aufgrund der Orbitalüberlappungen in Energiebänder aufgespalten. Bei $T = 0\ K$ ist das obere Energieband, das Leitungsband, vollständig leer und das untere Band, das Valenzband, vollständig mit Elektronen besetzt. Leitungs- und Valenzband sind durch die Bandlücke

E_B voneinander getrennt. Typische Werte für die Bandlückenenergie sind beispielsweise $E_B = 1.42\ eV$ (GaAs) und $E_B = 1.35\ eV$ (InP).

An der elektrischen Leitung im Halbleitermaterial sind einerseits die Elektronen im Leitungsband, sowie andererseits die Löcher (Elektronenfehlstellen) im Valenzband beteiligt. Für kleine Beträge des Wellenvektors $\vec{k}$ lassen sich die Elektronenenergien im Leitungs- und Valenzband parabolisch approximieren:

$$E_L(k) = E_B + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}\ , \qquad E_V(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h} \tag{2.1}$$

In Abbildung 2.1 ist diese Näherung für quasi-freie Ladungsträger anhand eines Bandschemas grafisch dargestellt. Die Wechselwirkung der Ladungsträger mit dem Wirtsgitter wird hierbei durch die Einführung effektiver Massen für die Elektronen m_e und die Löcher m_h berücksichtigt. Strahlende Interbandübergänge entstehen durch Erzeugung oder Vernichtung von Elektron-Loch-Paaren, was der Absorption bzw. Emission von Photonen entspricht. Bei diesen Übergängen müssen sowohl die Energie- als auch die Impulserhaltung erfüllt bleiben. Aufgrund des geringen Photonenimpulses im Verhältnis zum Impuls der Ladungsträger ist die Wahrscheinlichkeit für einen strahlenden Übergang zwischen einem Elektron im Leitungsband $E_2(k_2)$ und einem Loch im Valenzband $E_1(k_1)$ unter Emission oder Absorption eines Photons nur bei ungefähr gleichem Wellenvektor $k_1 \approx k_2 \approx k$ signifikant. In *direkten* Halbleitern liegen das Leitungsbandminimum und das Valenzbandmaximum bei demselben Wellenvektor. Der Übergang erfolgt, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, parallel zur Energieachse. In *indirekten* Halbleitern hingegen liegen die Maxima bzw. Minima nicht

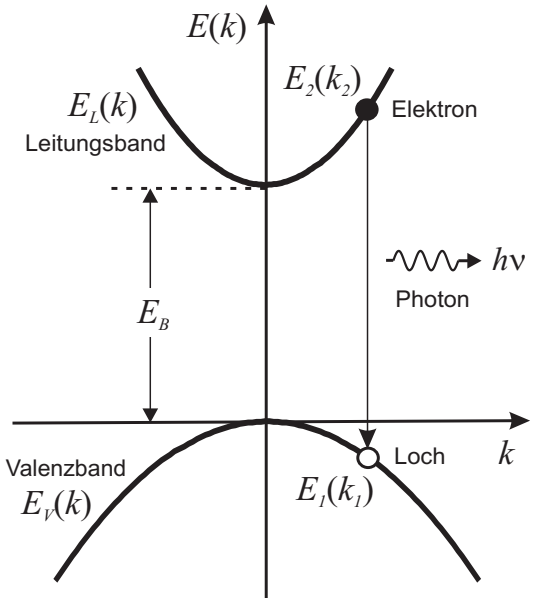


Abbildung 2.1: Parabolische Bandstruktur $E(k)$ für Elektronen in einem direkten Halbleiter. Das Leitungsband und das Valenzband sind durch eine Energielücke E_B, den sogenannten Bandabstand, voneinander getrennt.

bei demselben Wellenvektor, was die Mitwirkung eines dritten Teilchens beim Übergangsprozeß erforderlich macht. Dieser dritte Wechselwirkungspartner kann beispielsweise ein Gitterphonon oder eine Störstelle sein. Durch diesen Unterschied im Impulsraum ist die Übergangswahrscheinlichkeit für die Emission von Photonen im direkten Halbleiter (z. B. GaAs) um ca. drei Größenordnungen höher als beim indirekten Halbleiter (z. B. Si) [36].

Im thermischen Gleichgewicht bei der Temperatur T wird die elektronische Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustands der Energie E durch die *Fermi*-Funktion bestimmt:

$$f(E,T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right) + 1} \tag{2.2}$$

Die Energieverteilung der Elektronen im Leitungsband $V_L(E)$ bei der Energie E ergibt sich mit der Zustandsdichte im Leitungsband $D_L(E)$ daher zu:

$$V_L(E) = D_L(E) \cdot f_L(E) \tag{2.3}$$

Die Verteilung der Elektronenfehlstellen (Löcher) im Valenzband ergibt sich aus der Wahrscheinlichkeit, daß ein Niveau nicht von einem Elektron besetzt ist. Mit der Zustandsdichte im Valenzband $D_V(E)$ und der Besetzungswahrscheinlichkeit $f_V(E)$ ergibt sich:

$$V_V(E) = D_V(E) \cdot f_V(E) = D_V(E) \cdot (1 - f_L(E)) \tag{2.4}$$

Da bei typischen, für die Herstellung von Diodenlasern benutzten Halbleitermaterialien die Bandlücke in der Größenordung von 1 bis 2 eV liegt, reicht die mittlere thermische Energie bei Raumtemperatur von ca. 25 meV nicht aus, um Elektronen in das Leitungsband anzuheben. Zur Erzeugung freier Ladungsträger auch bei Raumtemperatur dotiert man das intrinsische Material mit Fremdatomen. Diese Fremdatome mit unterschiedlicher Wertigkeit im Vergleich zum intrinsischen Halbleitermaterial wirken als Donatoren bzw. Akzeptoren. Der Abstand der Zustände der Donatoren zur Bandkante des Leitungsbands beträgt ca. 6 meV (Si als n-Dopant in GaAs), der Abstand der Akzeptorzustände zur Bandkante des Valenzbandes ca. 28 meV (Be als p-Dopant in GaAs) [32].

Durch die Dotierung reicht die mittlere thermische Energie aus, um die Akzeptoren und Donatoren zu ionisieren. Dadurch entsteht im Leitungsband eine elektrische Leitfähigkeit durch die Elektronen (n-Leitung) und im Valenzband durch die Löcher (p-Leitung). Die für den Laserbetrieb notwendige Besetzungsinversion wird bei allen modernen Diodenlasern durch die Injektion von Ladungsträgern in einen pin-Übergang erzeugt [29]. Bei dieser Anordnung befindet sich ein undotierter direkter Halbleiter (i) zwischen einer p-dotierten und einer n-dotierten Schicht, wobei das p- und n-dotierte Material eine größere Bandlücke ($E_{B,cl}$) als die undotierte Zwischenschicht (E_B) besitzen. Wird eine derartige pin-Schicht in Durchlaßrichtung betrieben, so ergeben sich energetische Zustände gemäß Abbildung 2.2. Das Anlegen einer elektrischen Spannung U in der Größenordnung der Bandlücke E_B in Durchlaßrichtung des pin-Übergangs erniedrigt die Potentialbarriere und führt zu einem Strom von Elektronen in das p-Gebiet und einem Strom von Löchern in das n-Gebiet.