



Kapitel 1

Einleitung

James Clerk Maxwell sagte 1864 in Ref. [Max65]¹ die Existenz elektromagnetischer Wellen voraus; Heinrich Hertz konnte diese 1886 experimentell belegen, indem er diese von einem Sender zu einem Empfänger übertrug [Her88]. In der Folge hatte Ferdinand Braun mit der Entwicklung des Braunschen Senders großen Anteil an der Nutzbarmachung elektromagnetischer Strahlung und dem anschließenden Erfolg der drahtlosen Telegraphie, indem er einen Kondensatorschwingkreis induktiv an die Abstrahlantenne koppelte [Bra01]². Zu Beginn des 20. Jahrhunderts intensivierte sich die Erforschung und Anwendung elektromagnetischer Strahlung stark. Die Nutzung von Radio, Radar und Röntgenstrahlung bilden dabei wichtige Meilensteine aus dem breiten Spektrum elektromagnetischer Strahlung.

Die Erzeugung elektromagnetischer Strahlung bedarf allerdings je nach Wellenlänge unterschiedlicher Techniken. Mit dem Ziel immer kürzere Wellenlängen zu erreichen, realisierte schließlich Charles Townes 1954 den Maser³, der in der Lage war, Strahlung (in diesem Fall Mikrowellen) durch die stimulierte Emission von Strahlung zu verstärken [Gor54]⁴. Die stimulierte Emission war bereits 1916 von A. Einstein als „Gegen“-Prozeß zur stimulierten Absorption vorhergesagt worden [Ein16, Ein17]. Dazu wird neben einem Gewinnmaterial zur Erzeugung von Photonen (Quant des elektromagnetischen Feldes) eine resonante Kavität zur Verstärkung mit kohärenten Photonen durch stimulierte Emission benötigt. In Ref. [Sch58] erweiterte Schawlow und Townes das Konzept auf im infraroten Spektralbereich emittierende und optische Maser. Am 16. Mai 1960 demonstrierte dann Theodore H. Maiman den ersten sichtbaren Laser, dessen von Maser abgewandeltes Akronym⁵ für (engl.) Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation; Licht-Verstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung steht.

Während mit Maimans Rubinlaser ein Festkörperlaser zunächst gepulstes Laserlicht erzeugte [Mai60]⁶, ist mit dem Helium-Neon-Laser (He-Ne-Laser) von Ali Javan et

¹Die Originalveröffentlichungen sind der Vollständigkeit halber angegeben, basierend auf Sekundärliteratur; zitiert nach: [Sen03]

²zitiert nach: [Rus09]

³engl. Akronym für Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation; Verstärkung von Mikrowellen durch stimulierte Emission von Strahlung

⁴zitiert nach: [Wea]

⁵von Gould, 1957

⁶zitiert nach: [Sze07, Kap. 12.4; S. 621]

al. ein Gaslaser der erste kontinuierlich emittierende Laser – zunächst im infraroten [Jav61], dann im roten Spektralbereich [Whi62, Whi66].

Daß sich Halbleiter als Lasermaterial eignen, wurde bereits 1958/1960 vorgeschlagen sowie 1961/62 theoretisch berechnet. Im September 1962 präsentierten Hall et al. einen GaAs-Halbleiterlaser, der gepulst bei tiefen Temperaturen bei einer Wellenlänge von 840 nm emittierte [Hal62]. Der sichtbare Spektralbereich wurde mit einem Halbleiterlaser erreicht, der auf GaAsP-Schichten basierte und bei einer Temperatur von 77 K eine Wellenlänge von 710 nm abstrahlte [Hol62]. Der erste Halbleiterlaser, der kontinuierlich bei Raumtemperatur im für diese Arbeit wichtigen Wellenlängenbereich von 630 bis 640 nm emittierte und auf AlGaInP-Schichten basiert, wurde 1987 von Kawata et al. demonstriert [Kaw87].

Mit der Erfindung des Lasers als einer monochromatischen Lichtquelle großer Kohärenzlänge mit sehr guter Modulierbarkeit sowie der Entwicklung des Halbleiterlasers, der Laserlicht miniaturisiert, mit hoher Effizienz und großer Robustheit bietet, sind ungezählte Anwendungen insbesondere im sichtbaren Spektralbereich ermöglicht worden.

Es existieren mittlerweile zwei grundlegend verschiedene Konzepte für Halbleiterlaser: Im Kantenemitter vollzieht sich die Lichtausbreitung parallel zur Bauelement-Oberfläche und der Wachstumsrichtung der Halbleiterschichten. Die Kavität des Lasers wird durch die Facetten des Bauelements gebildet, die zumeist durch senkrechten Bruch entlang einer Kristallachse entstehen und ggf. durch das Aufbringen einer Beschichtung ver- oder entspiegelt werden.

Dem gegenüber wird die Kavität eines sog. Oberflächenemitters (engl.: Vertical Cavity Surface Emitting Laser; VCSEL) entweder durch das epitaktische Aufbringen von Halbleiterspiegelpaaren oder durch post-epitaktisches Aufbringen einer Beschichtung auf die Waferoberflächen realisiert. Damit verfügt der Oberflächenemitter über eine um drei Größenordnungen kleinere Kavitätslänge (einige Mikrometer) als ein Kantenemitter (einige Millimeter). Ein Vorteil dieses Designs ist, daß vertikale und laterale Ausbreitung der Wellenführung in der gleichen Größenordnung möglich sind, so daß eine zirkulare Strahlform realisierbar ist. Ein Nachteil dieses Konzepts ist dagegen, daß damit ein deutlich geringerer optischer Gewinn möglich ist als im Fall eines Kantenemitters, in dem das Licht parallel zur aktiven Zone geführt wird. Für hohe Ausgangsleistungen im Watt-Bereich sind daher Kantenemitter vorzuziehen, deren elliptischer Strahl durch eine externe Strahlformung gegebenenfalls korrigiert wird.

Der Inhalt dieser Arbeit beschränkt sich im folgenden auf das Konzept des Kantenemitters. Für diesen werden verschiedene laterale Konfigurationen vorgestellt, die im Rahmen der Arbeit als rot-emittierende Diodenlaser – ggf. mit internen Modenfiltern versehen – prozessiert und elektro-optisch untersucht wurden.

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der technologischen Realisierung interner longitudinaler Modenfilter und ihrer Wirkungsweise auf rot-emittierende Kantenemitter.

Motivation

Seit vielen Jahren sind rot-emittierende Kantenemitter Gegenstand des Interesses von Forschung und Anwendern. Aufgrund ihrer guten Sichtbarkeit und Effizienz, ihrer geringen Kosten und kleinen Bauform sowie ihrer Robustheit und einfachen Anwendbarkeit als direkt elektrisch betriebenes Bauteil werden sie z.B. als Laser-Pointer, in DVD-Rekordern/Playern [Ell06] sowie in der Meßtechnik zur Distanzmessung (Absolute-Distanz-Interferometrie) [Kin02] und in der Displaytechnik als Lichtquelle für eine der Grundfarben (RGB) zum Bildaufbau genutzt [Osi98, Jan06, Nis10, Blu12b]. Desweiteren werden rot-emittierende Laser in der Spektroskopie [Mai09, Mai13] und der optischen Datenverarbeitung eingesetzt [Yag03, Shi05, Sum07a, Ell06]. Für viele dieser Anwendungen sind die Laserkenndaten hinsichtlich Ausgangsleistung, Effizienz und Strahlqualität in vorangegangenen Veröffentlichungen optimiert worden – z.B. auch in Ref. [Kas08, Fei10, Fei11].

Damit sind rot-emittierende Kantenemitter aktuell ein weit entwickeltes Bauelement und Produkt zahlreicher Hersteller. So werden Breitstreifenlaser mit hohen Ausgangsleistungen von mehr als 0,5 W angeboten und Rippenwellenleiterlaser, die eine sehr gute laterale, weil monomodige Emission aufweisen, erreichen optische Ausgangsleistungen von mehr als 150 mW bei einer Emissionswellenlänge von 638 nm.

In Anwendungen wie Raman-Spektroskopie, Absolute-Distanz-Interferometrie [Kin02] und holographischer 3-dimensionaler Bildgebung [Lei08] sowie der Lasermetrologie müssen rot-emittierende Diodenlaser allerdings zusätzliche Anforderungen wie eine stabile, spektral schmale Emission erfüllen. Diese Anforderungen erreichen rot-emittierende Kantenemitter bislang nicht, da sie unter anderem ein mehrere Nanometer breites Gewinnspektrum aufweisen, in dem ohne eine zusätzliche Wellenlängenstabilisierung mehrere longitudinale Moden oszillieren können. Bislang standen für diese Anforderungen nur Diodenlaser mit spektraler Stabilisierung in einer externen Kavität (engl.: External Cavity Diode Laser; ECDL), die aufwendig hybrid integriert werden müssen [Blu09, Baw11], und voluminöse He-Ne-Laser [Jav61, Shi11, Koc12] zur Verfügung.

Das Ziel dieser Arbeit ist, rot-emittierende Kantenemitter mit monolithisch integrierten, longitudinalen Modenfiltern auszustatten, so daß die positiven Eigenschaften heutiger horizontal emittierender Diodenlaser (wie o.g.: hohe Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb, Effizienz, geringe Kosten, kleinen Bauform, Robustheit und einfache Anwendbarkeit) ohne größere Einbußen erhalten bleiben und spektrale Selektivität und Stabilität hinzugefügt wird.

Dazu ist diese Arbeit wie folgt gegliedert.

Gliederung der Arbeit

Im anschließenden Kapitel dieser Arbeit werden zunächst die relevanten Grundlagen, physikalischen Eigenschaften und die Funktionsweise von Halbleiter-Kantenemittern vorgestellt sowie deren spektrale Selektion näher erläutert. In der Folge werden insbesondere rot-emittierende Laserbauelemente und deren Charakteristika unter anderem anhand einer Literaturrecherche eingeführt.

Der dritte Teil faßt die für diese Arbeit wichtigen Ansätze zur longitudinalen Modenfilterung zusammen und erläutert deren Wirkungsweise. Eine Literaturrecherche resümiert den Stand der rot-emittierenden Kantenemitter mit internen Gitterstrukturen, so daß verschiedene Realisierungsoptionen geprüft werden können und daraus eine Vorauswahl für numerische Berechnungen getroffen werden kann.

Das vierte Kapitel enthält numerische Berechnungen von Oberflächengittern in einer dezidierten Epitaxiestruktur. Diese Simulationen werden mit dem Ziel diskutiert, technologisch möglichst einfach realisierbare und effektive Gitterstrukturen für rot-emittierende Kantenemitter herstellen zu können. Dafür werden am Ende dieses Kapitels die Berechnungsergebnisse den technologischen Randbedingungen gegenübergestellt und ein Kompromiß diskutiert. Dieser Spezialfall eines DBR-Oberflächengitters zehnter Ordnung mit V-förmigen Profil wird darauf eigens simuliert und hinsichtlich der für eine optimale Realisierung wichtigen Designvariablen der Gitterstruktur betrachtet.

Im fünften Abschnitt dieser Arbeit werden die zur technologischen Realisierung der im vorangegangenen Kapitel berechneten Gitterstrukturen nötigen Verfahren vorgestellt. Die experimentelle Umsetzung der berechneten und skizzierten Gitterstrukturen wird ebenso vorgestellt wie ein Kurzprozeß, der die Wirksamkeit des Gitters in Test-Bauelementen (im Pulsbetrieb) nachweist.

Im sechsten Kapitel wird beschrieben, wie diese Gitterstrukturen in einen vollständigen Standard-Bauelementprozeß integriert werden, um Laserdioden zu erhalten, die wellenlängenselektiv im Dauerstrichbetrieb (vergleichbar Standard-Laserdioden ohne integriertes Gitter) operieren. Anhand zweier verschiedener Lasertypen (i.e. DBR-Rippenwellenleiterlaser und -Trapezlaser) wird die Wirkung der integrierten DBR-Oberflächengitter zehnter Ordnung mittels elektro-optischer Messungen diskutiert und entsprechende Anwendungen dafür motiviert.

Das letzte Kapitel faßt die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick in die Weiterentwicklung der hier entwickelten DBR-Oberflächengitter für rot-emittierende Kantenemitter und deren weitere, zukünftige Anwendungen.

Kapitel 2

Der Kantenemitter

In diesem Kapitel werden die grundlegende Funktionsweise und die Eigenschaften von horizontal emittierenden Halbleiterlasern erläutert. Desweiteren werden die Charakteristika rot-emittierender Kantenemitter beschrieben und der Stand der Wissenschaft und Technik anhand einer Literaturrecherche vorgestellt.

Grundsätzlich benötigt ein Halbleiterlaser wie alle übrigen Lasertypen (Gaslaser, Farbstofflaser, Festkörperlaser generell) folgende Attribute:

- Gewinnmedium für die Erzeugung von Photonen durch strahlende Rekombination von Elektron-Loch-Paaren
- Kavität zur Verstärkung der stimulierten Rekombination von Elektron-Loch-Paaren
- Energiequelle zur Versorgung mit Ladungsträgern

Das Gewinnmedium eines Halbleiterlasers wird durch Halbleiter-Material(ien) realisiert. Die den Halbleitern inhärente Eigenschaft, daß Ladungsträger über die – direkte – Bandlücke des Halbleitermaterials strahlend rekombinieren können, ermöglicht die Erzeugung von Photonen. Auf die strahlenden Rekombinationsprozesse wird im folgenden Unterkapitel eingegangen. Die dem Gewinnmedium zugrundeliegenden Halbleiterschichtstrukturen werden in Kap. 2.2 näher beschrieben.

Die Kavität eines Kantenemitters wird in horizontaler Richtung, also rechtwinklig zum Aufbau der Halbleiterschichtstruktur (sog. Vertikalstruktur) gebildet, indem die namensgebenden Kanten des Emitters als planparalleles Spiegelpaar eines Fabry-Pérot-Resonators (FP-Resonator) fungieren. Dies wird in Kap. 2.3 und 2.4 erläutert. Die spektrale Selektion eines Fabry-Pérot-Halbleiterlasers wird in Kap. 2.5 beschrieben. In Kap. 2.6 wird auf die Besonderheiten rot-emittierender Kantenemitter eingegangen, mit denen sich diese Arbeit beschäftigt.

2.1 Strahlende Übergänge

Abb. 2.1 stellt drei Übergänge R_{xy} zwischen einem Leitungs- (Energielevel: E_L) und einem Valenzband (E_V) eines Halbleiters dar. Die gefüllten Kreise stellen gefüllte Zustände (Elektronen) dar, die hohlen Kreise freie Zustände (Löcher).

Abb. 2.1 links zeigt die spontane Rekombination R_{sp} eines Elektrons aus dem Leitungsband mit einem Loch aus dem Valenzband unter Aussendung eines Photons. Wenn

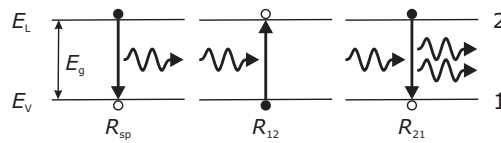


Abbildung 2.1: Strahlende Übergänge:

links: spontane Rekombination eines Elektron-Loch-Paares unter Emission eines Photons;

Mitte: stimulierte Ladungsträgererzeugung durch Absorption eines Photons;

rechts: stimulierte Rekombination unter Emission eines kohärenten Photons

dieser Übergang wiederholt stattfindet, so sind die Photonen in zufällige Richtungen und zu zufälligen Emissionszeiten abgestrahlt, und damit räumlich und zeitlich nicht kohärent.

In Abb. 2.1 Mitte ist die durch ein eingestrahktes Photon der Energie $E_{12} = h\nu \geq E_g = E_L - E_V$ stimulierte Generation R_{12} eines Elektron-Loch-Paares gezeigt.

Der dritte strahlende Übergang R_{21} (Abb. 2.1 rechts) – von A. Einstein 1916 als „Gegen“-Prozeß zur Absorption proklamiert – ist die durch ein eingestrahktes Photon stimulierte Rekombination eine Elektron-Loch-Paares zu einem weiteren, kohärenten Photon mit E_{21} . Mittels dieses Verstärkungsprozesses ist der Laserbetrieb definiert [Col95, Kap. 1.3].

Neben strahlenden Übergängen sind auch nicht-strahlende Übergänge möglich, aber für ein Laserbauelement unerwünscht. Zum Beispiel ermöglichen wachstumsbedingte Kristallgitter-Defekte und Grenzflächen Rekombinationszentren, die die Rekombinationsenergie auf Phononen übertragen können. Dies geschieht bei der Auger-Rekombination: Die Energie E_{21} wird auf ein weiteres Elektron übertragen, das seinen angeregten Zustand über Energieabgabe an Gitterschwingungen wieder verlässt [Col95, Kap. 1.3]. Die Auger-Rekombination nimmt allerdings erst für Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda > 1300$ nm stark zu [Col95, Kap. 2.8.4].

2.2 Halbleiterlaser-Schichtstrukturen

Eine sehr vorteilhafte Eigenschaft von Halbleiterlasern ist die Möglichkeit, die für die strahlenden Rekombinationsprozesse benötigten Ladungsträger direkt über elektrischen Strom zuzuführen. So ist ein externes optisches Pumpen des Gewinnmediums nicht nötig. Dies ist einer der Gründe für die hohe Effizienz von Diodenlasern [Col95, Kap. 1.4].

Die ersten Halbleiterlaser (vgl. Kap. 1) bestanden in vertikaler (Wachstums-)Richtung zunächst lediglich aus einem p-n-Übergang, der durch eine p-Dotierung des Halbleitermaterials (Akzeptor in z.B. GaAs: Zn; Mg; C) und eine n-Dotierung (Donator: z.B. Si) dort realisiert wird, wo sich die unterschiedlich dotierten Materialien treffen. Aufgrund der unterschiedlichen Energieniveaus fließt ein Diffusionsstrom, der dazu führt, daß nur ortsfeste Raumladungen zurückbleiben. Dieses Gebiet ist die sog. Raumladungs-

zone. Es entsteht eine Bandverbiegung des Leitungs- und Valenzbands, während die Fermi-Energie konstant bleibt [Sze07, Kap. 2.2].

Um Laserbetrieb zu erreichen, wird an diesen p-n-Übergang eine Spannung in Durchlaßrichtung (positiv geladener Pol an p-dotierte Schicht; negativer Pol an n-dotierte Schicht) angelegt. Diese wirkt der Ladungsträger-Diffusionsspannung entgegen, womit sich die Potentialdifferenz zwischen den Dotierbereichen verkleinert, und damit die Raumladungszone. Ferner spaltet das Fermi-Niveau in Quasi-Fermi-Niveaus $E_{F,L}$ und $E_{F,V}$ für Leitungs- und Valenzband auf. Wenn die angelegte Vorwärtsspannung ungefähr die Potentialdifferenz kompensiert, entsteht zwischen p- und n-Gebiet eine sog. aktive Zone (AZ), in der stimulierte Emission durch Rekombination von Elektronen und Löchern möglich ist. Sobald die Rekombinationsrate die Rate aller optischen Verluste übersteigt, ist die Schwelle zum Laserbetrieb erreicht [Cho99, Kap. 1.2].

Zu diesen Verlusten zählen auch die internen Verluste, die im Fall eines simplen p-n-Übergangs aufgrund des großen aktiven Volumens und der darin durch die Dotieratome zahlreich eingebrachten Störstellen hoch sind. In der Folge ist die Schwellenstromstärke sehr hoch und die elektro-optische Effizienz gering. Zudem ist der Ladungsträger wie der Photoneinschluß in Strukturen, die mittels Homoepitaxie hergestellt wurden, gering, so daß der erste elektrisch betriebene Halbleiterlaser nur bei tiefen Temperaturen (77 K) und nur mit kurzen Pulsen operierte [Hal62]. Dies liegt u.a. darin begründet, daß opto-elektronische Bauelemente Verbindungshalbleiter mit direkter Bandlücke benötigen, die in der Regel aus der III. und V. Hauptgruppe des Periodensystems der Elemente stammen und zu jener Zeit noch nicht gut verstanden waren.

Mit der Erfindung und Umsetzung der Doppel-Hetero-Struktur (DHS) [Kro63, Alf69] wurde die Nutzbarkeit von Halbleiterlasern deutlich erhöht, so daß Hayashi et al. 1970 einen ersten Halbleiterlaser im Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur realisieren konnten [Hay70], [Sze07, Kap. 12.4].

Die vertikale Struktur einer DHS besteht aus einem p-dotierten Material (p-Mantelschicht (p-MS)), der epitaktisch intrinsisch dotierten AZ und einem n-dotierten Material (n-MS) (p-i-n-DHS). Heterostrukturen können defektarm aufeinander abgedichtet werden, indem Materialien genutzt werden, deren Gitterkonstante ähnlich ist. Wie anhand des Bandschemas in Abb. 2.2 oben links gezeigt ist, läßt sich der Energieverlauf des Leitungs- und Valenzbands durch eine geeignete Auswahl der Materialien ($E_{g,AZ} < E_{g,MS}$ mit $E_{g,xy} = E_{L,xy} - E_{V,xy}$) so beeinflussen, daß die Diffusion der Ladungsträger eingeschränkt ist, und daher die Ladungsträgerkonzentration in der AZ steigt. Damit ist ein effizienter Ladungsträgereinschluß realisiert, so daß Elektronen innerhalb des Leitungsbands und Löchern im Valenzband eine hohe Besetzungswahrscheinlichkeit besitzen. Dies führt zu einer höheren Rekombinationswahrscheinlichkeit als im Fall eines reinen Homostruktur-p-n-Übergangs [Ung00, Kap. 1.1].

Aufgrund der in Abb. 2.2 verwendeten, extern applizierten Vorwärtsspannung herrscht kein thermisches Gleichgewicht mehr – um näherungsweise eine Beschreibung mittels der Boltzmann-Statistik zu ermöglichen, wird das Fermi-Niveau E_F wie oben genannt

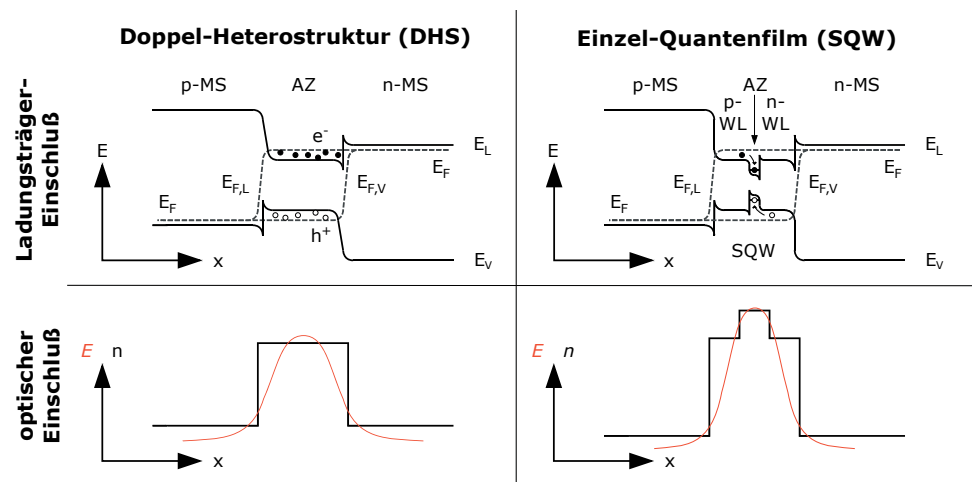


Abbildung 2.2: Skizze (nicht maßstabsgetreu) des ...

oben links: Ladungsträgereinschlusses anhand des Bandschemas einer DHS in Durchlaßrichtung

unten links: optischen Einschlusses anhand des Brechungsindexverlaufs in vertikaler Richtung und des resultierenden E-Felds für den Fall einer DHS

oben rechts: Ladungsträgereinschlusses anhand des Bandschemas einer SCH-Struktur mit SQW in Durchlaßrichtung

unten rechts: optischen Einschlusses anhand des Brechungsindexverlaufs in vertikaler Richtung und des resultierenden E-Felds für den Fall einer Sch-Struktur mit SQW

in der Raumladungszone in Quasi-Fermi-Niveaus $E_{F,L}$ und $E_{F,V}$ aufgespalten. Optischer Gewinn entsteht durch die Rekombination von Elektronen und Löchern über die direkte Bandlücke mit der Energie E_g . Wenn die angelegte Vorwärtsspannung die Diffusionsspannung übersteigt, sind Elektronen Majoritätsladungsträger im Leitungsband, Löcher im Valenzband. Es bildet sich eine sog. Inversionszone. Diese Voraussetzung wird auch als erste Laserbedingung bezeichnet [Her05, Kap. 1.5.3.1]:

$$E_{F,L} - E_{F,V} > h\nu \geq E_g \quad (2.1)$$

Abb. 2.2 links zeigt zudem im unteren Bereich den der Struktur entsprechenden Verlauf des Brechungsindex n , der einen optischen Einschuß des generierten Lichts E bewirkt, da für den überwiegenden Teil der Halbleitermaterialien gilt, daß diejenigen mit kleinerer Bandlücke E_g einen höheren Brechungsindex n aufweisen [Ung00, Kap. 1.1]. Ein weiterer Vorteil der DHS ist folglich, daß das in der aktiven Zone generierte Licht durch diesen optischen Einschuß nicht im mit Fremdatomen hoch dotierten Bereich der MS absorbiert wird [Col95, Kap. 1.4] – somit sind die internen Verluste geringer. Für den Fall, daß die Schichtdicke d zwischen den Grenzflächen der MS so stark verringert wird, daß sie die Größe der de-Broglie-Wellenlänge der Ladungsträger λ_B erreicht, ist der Ladungsträgerimpuls quantisiert [Bim99, Kap. 1.1.2]:

$$d_{\text{QW}} \sim \lambda_{\text{B}} = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{3m_{\text{eff}}k_{\text{B}}T}} \quad (2.2)$$

$$\approx \frac{1,22 \text{ nm}}{\sqrt{E_{\text{kin}}}} \quad (2.3)$$

Nach Formel (2.3) ergeben sich diskrete Energiewerte. Für einen Halbleiter reduzierter Dimension ist nun die energetische Größe der Bandlücke E_{g} von der chemischen Zusammensetzung sowie von der Dicke der eingeschlossenen Schicht d_{QW} und vom Barrierenmaterial abhängig, und somit konfigurierbar. Geschieht die Quantisierung in einer Raumrichtung (in der Regel in Wachstumsrichtung der Epitaxie), so stellt dies einen zweidimensionalen Quantenfilm (engl.: Quantum Well; QW) dar – s. Abb. 2.2 oben rechts für den Fall eines Einzel-Quantenfilms (engl.: Single QW; SQW) [Poh05, S. 2138ff.]¹.

Für QW-Laser wächst die Zustandsdichte stufenförmig und verursacht höheren Gewinn für bestimmte Wellenlängen sowie geringere Schwellenströme, weil weniger Zustände pro Ladungsträger zur Verfügung stehen. Damit ist Inversion nach Formel (2.1) schon bei geringeren Ladungsträgerkonzentrationen möglich. Es werden Schwellenstromdichten von $j_{\text{th}} = 50 \dots 100 \text{ A/cm}^2$ erreicht. Der differentielle Gewinn eines QW-Lasers ist größer als der eines DHS-Lasers, da die mit dem Strom weniger stark wachsenden elektrischen Verluste eine geringere Reduktion der Verstärkung verursachen. Die Laserschwelle eines QW-Laser hängt zudem weniger stark von der Temperatur ab – die charakteristische Temperatur T_0 ist daher höher [Mes08, Kap. 9.3].

Durch die Verwendung von dünnen QW ist allerdings die Relaxationsrate der Ladungsträger in den Potentialtopf QW gering, und es ist somit nötig, die Konzentration der Ladungsträger in der Nähe des QW durch eine zusätzliche Heterostruktur zu erhöhen [Mes08, Kap. 9.3].

Weiterhin ist der optische Einschluß der Photonen in einem dünnen QW sehr gering. Durch ein verfeinertes Design der Vertikalstruktur ist es möglich, den optischen Einschluß der Photonen aufgrund unterschiedlicher Brechungsindizes separat vom Ladungsträger-Einschluß zu führen, wie der Brechungsindexverlauf der Struktur in Abb. 2.2 unten rechts skizziert. Eine solche SCH-Struktur (engl. Separate Confinement Heterostructure; dt.: Heterostruktur mit separatem Einschluß (von Photonen und Ladungsträgern)) besteht aus p-MS, p-Wellenleiterschicht (p-WL), AZ, n-WL und n-MS (wobei auch gradierte Indexprofile (GRINSCH) einstellbar sind) [Ung00, Kap. 1.6].

Die genannten Schichtstrukturen werden mittels Heteroepitaxie auf einem Substrat und dann aufeinander abgeschieden. Heutzutage werden dazu aufgrund des Kompromisses zwischen Kristallqualität und Wachstumsgeschwindigkeit in der Regel metallorganische Gasphasenepitaxie (engl.: Metal Organic Chemical Vapor Phase Epitaxy; MOVPE) und Molekularstrahlepitaxie (engl.: Molecular Beam Epitaxy; MBE) auf einem geeigneten Halbleitersubstrat (für $\lambda > 610 \text{ nm}$: GaAs) genutzt. Dabei werden

¹zitiert nach: [Fei06]

mehrere Elemente der III- und V-Hauptgruppe² (ggf. mit Dotierstoffen versehen) einkristallin abgeschieden, um den gewünschten Bandverlauf und den gewünschten Brechungsindexverlauf zu realisieren sowie die Leitfähigkeit der Struktur zu gestalten.

2.3 Laterale Konfiguration eines Diodenlasers

Während der vertikale Schichtaufbau von Halbleiterlasern über epitaktisches Wachstum realisiert wird, so sorgt der anschließende laterale Strukturierungsprozeß mittels subtraktive Verfahren wie dem naß- und trockenchemischen Ätzen sowie additiver Verfahren wie der Beschichtung mit Metallen oder Isolierstoffen für die Möglichkeit, Licht- und Ladungsträger-Einschluß sowie Stromführung in lateraler Richtung zu beeinflussen.

In Abb. 2.3 sind verschiedene Konfigurationen von Kantenemittern in Vorder-, Drauf- und Rückansicht dargestellt. Abb. 2.3 ist dabei auf die für diese Arbeit relevanten Konfigurationen beschränkt.

Abb. 2.3 links zeigt am Beispiel eines sog. Breitstreifenlasers (engl.: Broad Area Laser; BAL) eine Stromführung durch das Aufbringen einer definierten Isolatoröffnung mit darüberliegendem Metallkontakt. Der breitflächige Metallkontakt sichert eine gute Entwärmung des Hochleistungsbauelements, während die Isolatoröffnung die Fläche des Stromeintrags begrenzt. Nur im Bereich des Stromeintrags (zzgl. einer gewissen Stromaufweitung) werden optische Moden verstärkt (Abb. 2.3 links unten), außerhalb davon ist das Material absorbierend und die Moden erfahren hohe Verluste. Je größer der Anteil des absorbierenden Bereichs zu dem verstärkenden ist, desto größer sind die internen Verluste, weshalb diese Konfiguration in der Regel nur für die Realisierung von (lateral multimodigen) BAL angewendet wird [Ung00, Kap. 1.5] und nicht für die Herstellung von Emittlern, die effizient im (lateralen) Grundmode operieren sollen.

Kantenemitter weisen aufgrund der unterschiedlichen Größen ihrer Apertur in vertikaler (Epitaxiestruktur) und lateraler Richtung unterschiedlich starke Strahldivergenzen auf. So ergibt sich in vertikaler Richtung ein Divergenzwinkel von 20 bis 50° (Halbwertsbreite; engl.: Full Width at Half Maximum; FWHM). Wohingegen ein BAL in lateraler Richtung unter einem Winkel von 5 bis 10° abstrahlt, so daß der emittierte Strahl eine elliptische Form hat [Erb00, Kap. 1.1], [Bra00, Kap. 2.1]. Diese muß je nach Anwendung mit Linsen bzw. Mikrolinsen für jede der beiden Richtungen korrigiert werden.

Um lateral einzelmodige Laser realisieren zu können, wird die in Abb. 2.3 Mitte gezeigte Konfiguration eines Rippenwellenleiterlasers (engl.: Ridge Waveguide Laser; RWL) verwendet: Hier wird zusätzlich zur Stromführung über eine seitliche Kanalätzung eine in lateraler Richtung schmale Rippe (engl.: Ridge Waveguide; RW) realisiert. Aufgrund des daraus resultierenden Brechungsindexunterschieds Δn_{eff} (Abb. 2.3

²für Hochleistungsdiode-Laser