

Halbleiterlaser

Hand-Out zum Seminarvortrag

Andreas Messer

3. Februar 2006

Bei Halbleiterlasern wird als aktives Medium ein Halbleiter verwendet. Häufig kommen GaAs, AlGaAs, GaP, InGaP, GaN, InGaAs, InP und GaInP zum Einsatz. Der Hauptunterschied zum Gaslaser ist die Bandstruktur der Halbleiter. Dadurch werden nicht nur diskrete Wellenlängen, sondern ganze Bereiche in der aktiven Zone verstärkt. Die für Laser notwendige Besetzungsinversion wird zwischen dem Valenz- und Leitungsband erzeugt. Die Elektronen aus dem Leitungsband rekombinieren dann mit den Löchern im Valenzband und emittieren dabei ein Photon. Diesen Übergang bezeichnet man auch als *Inter-Band-Übergang*. Bei Quantenkaskaden-Laser erfolgt der Übergang im Leitungsband (*Intra-Band-Übergang*).

1 Funktionsprinzip

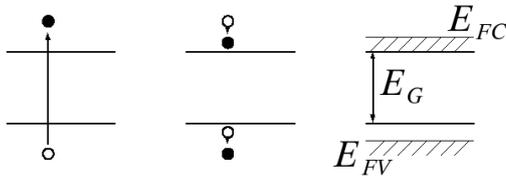


Abbildung 1: Entstehung einer Besetzungsinversion im Halbleiter

Die Laserbedingung besagt, dass eine Besetzungsinversion vorliegen muss. Wie entsteht diese im Halbleiter? Zunächst werden Elektronen durch einen Pumpvorgang vom Valenz- ins Leitungsband angehoben werden (siehe Abb. 1). Dort fällt das Elektron innerhalb von 10^{-13} s auf das untersterste freie Niveau. Im Valenzband fällt ein Elektron vom obersten besetzten Niveau in das vorher freigewordene Loch (entspricht einem Vier-Niveau-Laser). Durch mehrfache Wiederholung bildet sich die Besetzungsinversion.

Der so entstandene Zustand befindet sich nicht im thermischen Gleichgewicht. Um ihn zu beschreiben setzt man zwei Fermi-Verteilungen, eine für die Elektronen im Valenz- und eine für die im Leitungsband, an.

$$f_{C,V}(E) = \frac{1}{\exp((E - E_{FC,FV}) / (k_B T)) + 1} \quad (1)$$

Die Verteilung der Löcher im Leitungsband wird durch $(1 - f_V(E))$ beschrieben.

Mit den Gleichungen (1) kann die allgemeine Laserbedingung

$$N(E_2) > N(E_1)$$

für Laser neu formuliert werden:

$$f_C(E_2) > f_V(E_1) \Rightarrow E_{FC} - E_{FV} > E_2 - E_1 = h\nu$$

Durch die Bandlücke wird die Photonenenergie weiter eingeschränkt (und in groben Maße auch festgelegt).

$$E_{FC} - E_{FV} > h\nu \geq E_G$$

Es gibt verschiedene Möglichkeiten die Besetzungsinversion bei einem Halbleiter zu erreichen:

- durch optisches Pumpen,
- durch Beschuss mit hochenergetischen Elektronen oder
- durch Injektion von Minoritätsladungsträgern über einen pn-Übergang.

Der letzte Punkt ist der am häufigsten angewandte und wird daher etwas genauer beschrieben.

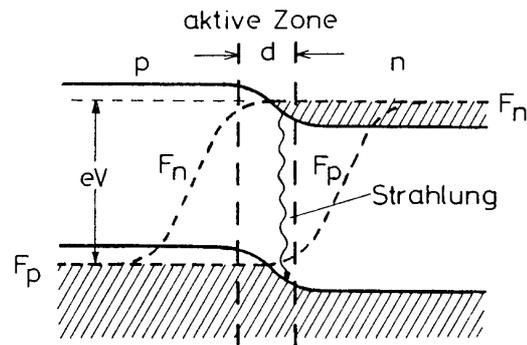


Abbildung 2: Besetzungsinversion am pn-Übergang (aus [3])

An einen pn-Übergang wird eine Spannung in Vorwärtsrichtung angelegt. Dadurch diffundieren Elektronen und Löcher auf die jeweils andere Seite. Damit entsteht eine dünne Zone in der Besetzungsinversion vorliegt. Die Zonendicke ist von der Diffusionslänge der Elektronen abhängig (bei GaAs etwa $1\mu m$).

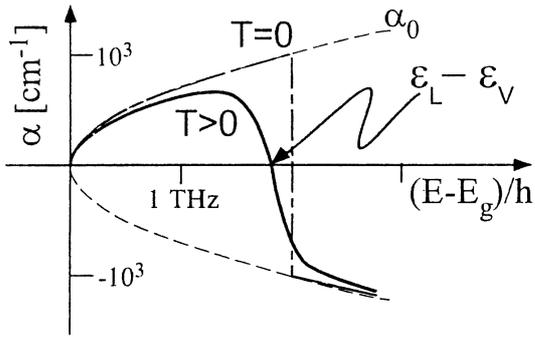


Abbildung 3: Absorption und Verstärkung (aus [4])

In der aktiven Zone findet dann eine Lichtverstärkung entsprechend der Elektronendichte statt. Diese setzt sich aus der Fermiverteilung und einer parabelförmigen Zustandsdichte (Festkörper, Näherung) zusammen. Die parabelförmige Zustandsdichte ist in Abb. 3 durch die gestrichelte Kurve α_0 dargestellt. Bei $T = 0$ ist die Fermi-Verteilung eine Stufen-Funktion (gestrichelte vertikale Linie in Abb. 3). Die dicke Linie beschreibt die Lichtverstärkung bei $T > 0$.

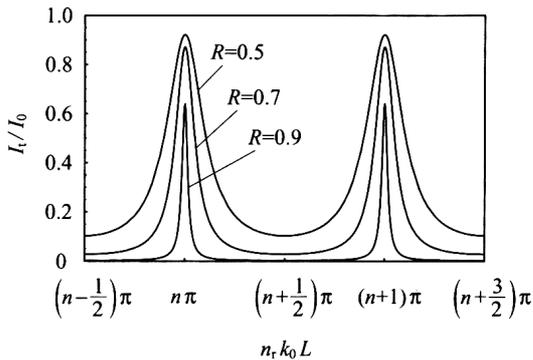


Abbildung 4: Übertragungscharakteristik eines Fabry-Perot-Resonators (aus [5])

Ein weiteres wichtiges Bauteils eines Lasers ist der Resonator. Hier werde ich kurz auf den Fabry-Perot-Resonator eingehen. Dieser wird durch zwei Spiegel an den gegenüberliegenden Seiten der aktiven Zone gebildet. Er reflektiert einen Teil des emittierten Laserlichtes zurück in die aktive Zone um die stimulierte Emission zu erhalten. Außerdem legt der Resonator die Frequenze(n) des emittierten Lichtes fest. Die Übertragungsfunktion

$$I_t = I_0 \frac{T^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(n_r k_0 L)}$$

des Resonators ist in Abb. 4 dargestellt (R - Reflektivität, T - Transmittivität, L - Länge des Resonators, n_r - Brechungsindex im Res., k_0 - Betrag des Wellenvektors der Welle im Vakuum). Man sieht sofort, dass der Resonator für viele, periodisch angeordnete Frequenzen durchlässig ist.

Resonatoren die nur für eine Frequenz durchlässig sind wie der der *distributed feedback*-Resonator (DFB) und der *distributed Bragg reflector* (DBR) sind nicht so einfach zu beschreiben. Eine gute Erklärung findet man in [5].

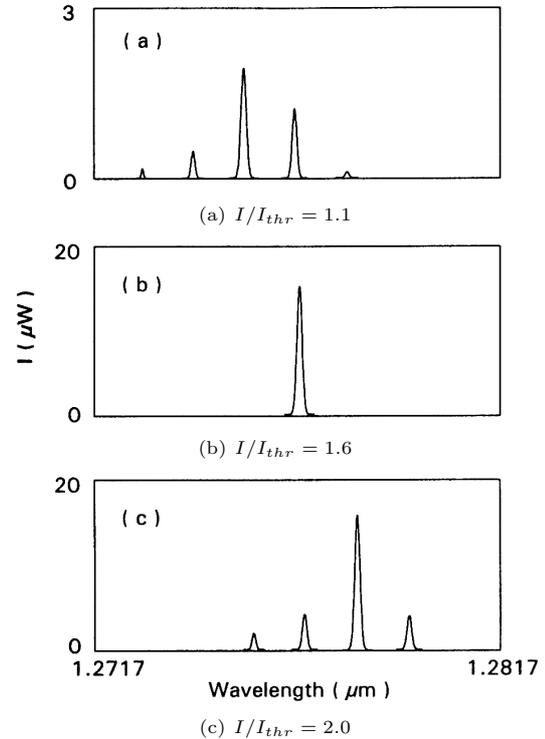


Abbildung 5: Emissionsspektrum eines Halbleiterlasers

Aus der Kombination Resonator und aktiver Zone ergibt sich dann das vom Laser emittierte Frequenzspektrum (Abb. 5). Das Spektrum hängt stark vom elektrischen Strom ab: Die Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone bestimmt deren Brechungsindex und somit die Grundfrequenz des Resonators. Außerdem konkurrieren die verschiedenen Schwingungsmoden des Resonators untereinander wodurch bestimmte Frequenzen komplett ausgeblendet werden.

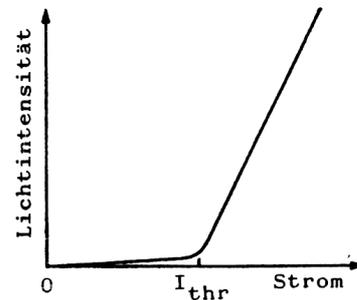


Abbildung 6: Intensitätskurve (aus [3])

Zum Schluss noch ein Blick auf die Intensitätskurve (Abb. 6). Damit die Laserbedingung erfüllt ist, muss

eine bestimmte ‘Mindest’-Besetzungsinversion erreicht werden. Daher existiert ein Schwellenstrom I_{thr} . Ist der Strom I kleiner als I_{thr} so überwiegt spontane Emission (wie bei einer LED). Wenn I größer als I_{thr} ist dann überwiegt die induzierte Emission und die Intensität nimmt stark zu.

Die Gleichungen für Schwellenstrom und Intensität lassen sich recht einfach herleiten. Dazu betrachten wir zunächst die beiden Bilanzgleichungen

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{ed} - G(n)S - \frac{n}{\tau_n} \quad (2)$$

$$\frac{dS}{dt} = G(n)S - \frac{S}{\tau_{ph}} + \beta_{sp} \frac{n}{\tau_r} \quad (3)$$

Die Gleichung (2) beschreibt die zeitliche Änderung der Elektronenkonzentration n in der aktiven Zone mit J als Stromdichte und d der Dicke der aktiven Zone (Elementarladung e). $G(n)$ ist die Verstärkungsrate durch stimulierte Emission, S die Photonendichte und τ_n die Lebensdauer der Ladungsträger. Die zweite Gleichung (3) beschreibt die zeitliche Änderung der Photonendichte. Dabei ist τ_{ph} die Lebensdauer der Photonen. Der letzte Term von (3) charakterisiert die spontane Emission, welche in unseren Berechnungen keine Rolle spielt. Die Verstärkungsrate kann durch

$$G(n) = \Gamma_a g_0 (n - n_0) \quad (4)$$

gut genähert werden. Dabei ist Γ_a der sogenannte Confinement-Faktor. Dieser beschreibt, wie groß der Anteil der aktiven Zone an der gesamten lichtführenden Zone ist. g_0 ist der Verstärkungskoeffizient und n_0 ist die Ladungsträgerkonzentration, bei der das Material gerade transparent ist. Unter der Annahme, das bei überwiegender spontaner Emission $S \approx 0$ ist und im stationären Zustand $d/dt = 0$ folgt aus (2)

$$n = \frac{J}{ed} \tau_n$$

eine Abhängigkeit für den Strom. Da diese Gleichung auch für den Schwellenstrom erfüllt sein wird, gilt

$$J_{th} = \frac{ed}{\tau_n} n_{th}. \quad (5)$$

Für stationäre Zustände erhält man mit (3) die Beziehung

$$G(n) = \Gamma_a g_0 (n - n_0) = \frac{1}{\tau_{ph}} \quad (6)$$

,welche auch für $n = n_{th}$ erfüllt ist. Aus (6) und (5) ergibt sich die Schwellenstromstärke zu

$$J_{th} = \frac{ed}{\tau_n} \left(\frac{1}{\Gamma_a g_0 \tau_{ph}} + n_0 \right). \quad (7)$$

Für den Intensitäts-Strom-Zusammenhang setzt man wiederum $d/dt = 0$ voraus. Gleichung (2) wird zu

$$S = \frac{1}{G(n)} \left(\frac{J}{ed} - \frac{n_{th}}{\tau_n} \right). \quad (8)$$

Dabei wurde davon ausgegangen, das bei Stromdichten größer J_{th} die Ladungsträgerdichte kaum noch zunimmt. Durch Einsetzen von (7) in (8) erhält man die Photonintensität im Laserbetrieb

$$S = \frac{\tau_{ph}}{ed} (J - J_{th}). \quad (9)$$

2 Aufbau

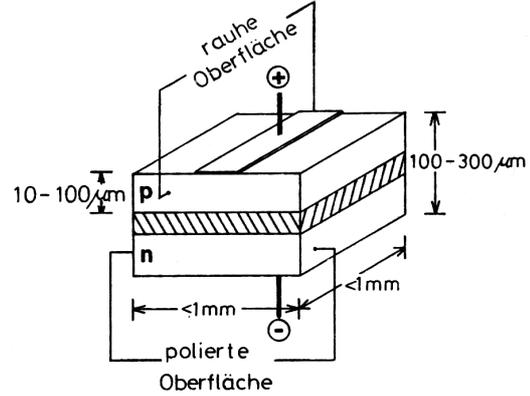


Abbildung 7: Prinzipieller Aufbau eines Halbleiterlasers (aus [3])

Der erste Halbleiterlaser wurde 1962 von *R.N. Hall u.a.* zum Leuchten gebracht. Der Aufbau dieses HL entsprach dem einer normalen pn-Diode (Abb. 7). Es werden jedoch sehr hoch dotierte Halbleiter verwendet (bei GaAs typisch $10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Der Resonator wird durch zwei planparallele Kristallflächen gebildet. Diese werden meist durch Spaltung entlang der Kristallebenen erzeugt. Diesen Aufbau bezeichnet man auch als *Homostruktur*. Diese Laserdiode hat keine weite Verbreitung aufgrund ihrer extremen Betriebsbedingungen gefunden: Die Schwellenstromdichte betrug $8,5 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$. Das würde einem Strom von $21,2 \text{ A}$ bei einer Kantenlänge von $0,5 \text{ mm}$ bedeuten. Die Diode musste während der Versuche auf 80 K gekühlt werden. Die Schwellenstromdichte kann man auf zwei Arten verringern: Erhöhen der Ladungsträgerkonzentration in der aktiven Zone (durch Verkleinern der aktiven Zone) und durch Bündelung des Lichtstrahls in der aktiven Zone (durch die kleinen Abmessungen wird viel vom erzeugten Licht aus der aktiven Zone herausgebeugt). Letzteres erreicht man durch Wellenleiter.

3 Wellenleiter

Wellenleiter werden auch bei anderen Lasertypen zum Konzentrieren des Laserlichtes benutzt. Im optischen Bereich gibt es zwei Typen von Wellenleitern:

- Stufenprofil-Wellenleiter und
- Gradienten-Wellenleiter.

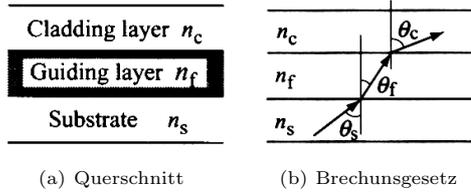


Abbildung 8: Dünnschicht-Wellenleiter-Struktur (aus [5])

Der Stufenprofil-Wellenleiter entspricht einer Glasfaser (Abb. 8). Die Wellenleitung erfolgt durch Totalreflexion an den Grenzflächen. Bei Dünnschicht-WL gilt aufgrund des Fertigungsverfahrens meist $n_f > n_s \geq n_c$. Der kritische Winkel ergibt sich aus dem Brechungsgesetz zu

$$\sin \Theta_{f,c,f,s} = \frac{n_{c,s}}{n_f}.$$

Man unterscheidet drei Ausbreitungs-Moden in diesem Wellenleiter:

- *Radiation Mode*: $\Theta_f < \Theta_{fc} \leq \Theta_{fs}$
- *Substrate Radiation Mode*: $\Theta_{fc} < \Theta_f \leq \Theta_{fs}$
- *Guided Mode*: $\Theta_{fc} \leq \Theta_{fs} < \Theta_f < \pi/2$

Dabei ist die Guided Mode die Wichtigste.

Der Wellenleiter bildet selbst einen Resonator und erlaubt somit nur bestimmte Frequenzen. In Abb. 9

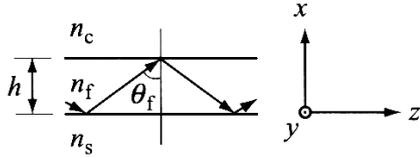


Abbildung 9: Zur Modenberechnung des Indexprofil-WL (aus [5])

ist der Strahlenverlauf in dem Wellenleiter dargestellt. Das elektrische Feld dieser Welle lässt sich unter Vernachlässigung des Zeitanteils durch

$$E = E_0 \exp(-ik_0 n_f (\pm x \cos \Theta_f + z \sin \Theta_f)) \quad (10)$$

darstellen. Stellt man sich nun ein sich in z -Richtung parallel zur Welle bewegendes Bezugssystem vor, so sieht es so aus als ob die Welle mit sich selbst interferiert. Man erhält aus (10) dann sofort die Resonanzbedingung

$$2k_0 n_f h \cos \Theta_f - \phi_c - \phi_s = 2\pi m \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

mit den Phasensprüngen ϕ_c und ϕ_s an den Grenzflächen. Aus dieser Bedingung folgt sofort, dass Θ_f quantisiert ist.

Diese Form von Wellenleitern ist einfach herzustellen und das Licht lässt sich leicht einkoppeln. Allerdings haben sie eine große Modendispersion, die durchlaufenden Impulse werden also stark verformt (Impulsverbreiterung etwa $30 - 50 \text{ ns/km}$). Dieses Problem wird vom Gradienten-WL gelöst.

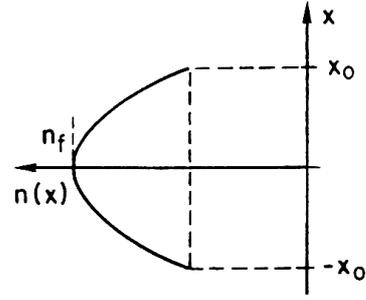


Abbildung 10: Brechungsindexprofil eines Gradienten-WL (aus [3])

Im Gradienten Wellenleiter hat Brechungsindex einen parabelförmigen Verlauf (Abb. 10):

$$n(r) = n_f \left(1 - \frac{1}{2} \mu^2 r^2 \right) \quad (11)$$

Um zu berechnen, wie der Lichtstrahl von dem Gradienten-WL geführt wird, benutzen wir die paraxiale Näherung (Abstand r vom Mittelpunkt, Winkel α zur Normalen). In Abb. 11 ist der Verlauf eines paraxialen

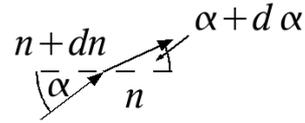


Abbildung 11: Paraxialer Strahl im Gradienten WL

Strahls im Wellenleiter dargestellt. Das Brechungsgesetz lautet nun:

$$\begin{aligned} \text{const} &= n(r) \sin(\pi/2 - \alpha) \\ &= n(r) (1 - \tan^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Mit der Näherung $\tan^2 \alpha \approx \alpha \approx (dr/dz)^2$ geht (12) in

$$\text{const} = n(r) \left(1 - \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

über. Durch Zeitableitung und Näherung $d^2 r/dz^2 \ll 1$ erhält man die DGL

$$0 = \left(\frac{dr}{dz} \right) \cdot \left(\left(\frac{d}{dr} n(r) \right) - n(r) \left(\frac{d^2 r}{dz^2} \right) \right). \quad (14)$$

die DGL (14) hat zwei Lösungen: der erste Term ergibt $r = \text{const}$. Aus dem zweiten Term kann erhält man durch Einsetzen von (11) die DGL

$$\left(1 - \frac{1}{2} (\mu r)^2 \right) \left(\frac{d^2 r}{dz^2} \right) + \mu^2 r = 0$$

Die mit der Annahme $r \ll 1/\mu$ in

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \mu^2 r = 0 \quad (15)$$

übergeht. (15) hat die Lösung

$$r(z) = r_0 \cos(\mu z - \phi).$$

Die Lichtwelle bewegt sich also wellenförmig um den Kern. Der Gradientenwellenleiter hat eine wesentlich kleinere Modendispersion als der Stufenprofil-Wellenleiter (Impulsverbereiterng 0,1-1 ns/km). Er ist jedoch teurer herzustellen und die Lichteinkopplung gestaltet sich schwieriger.

4 Verbesserte Typen

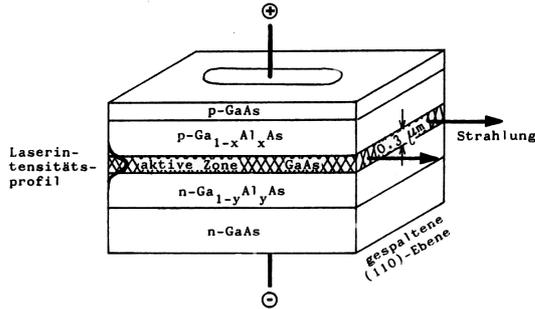


Abbildung 12: GaAs-GaAlAs Laser mit Doppel-Heterostruktur $x, y \sim 0,3$ (aus [3])

In der Doppel-Heterostruktur-Laserdiode wurden zwei Konzepte vereint. Der Aufbau aus insgesamt fünf Schichten bildet einen Wellenleiter und eine Potentialbarriere, die verhindert, dass Ladungsträger aus der aktiven Zone heraus diffundieren können (siehe Abb. 13). Die aktive Zone ist nur $0,1 - 0,5 \mu\text{m}$ dick.

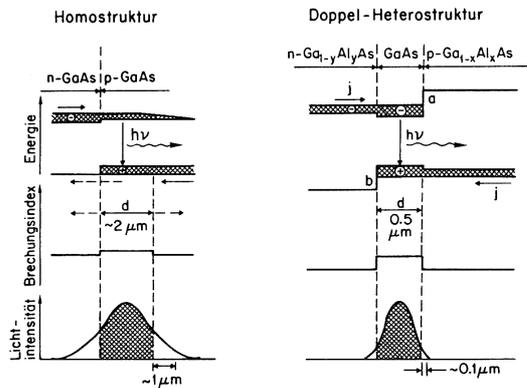


Abbildung 13: Vergleich von Homo- und Heterostruktur (aus [3])

Abbildung 13 zeigt einen Vergleich der Energie- und Brechungsindex-Strukturen von Homo- und Heterostruktur Laserdioden. Man sieht sofort die bessere Lichtführung und die Potentialbarriere der Heterostruktur.

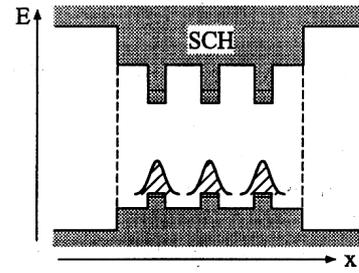


Abbildung 14: Multiple Quantum-Well Laser mit SCH-Struktur (aus [4])

Eine weitere Verbesserung brachte der Quantum-Well Laser. In diesem ist die aktive Zone so dünn, dass Quanteneffekte auftreten. Die parabolische Zustandsdichte im Festkörper wird durch eine Zustandsdichte mit Treppenförmigkeit abgelöst (Abb. 15). Dadurch sinkt die Schwellen-

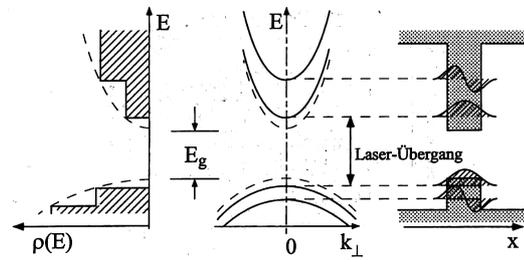


Abbildung 15: Zustandsdichte und Bandstruktur vom QW Laser (aus [4])

stromstärke noch weiter.

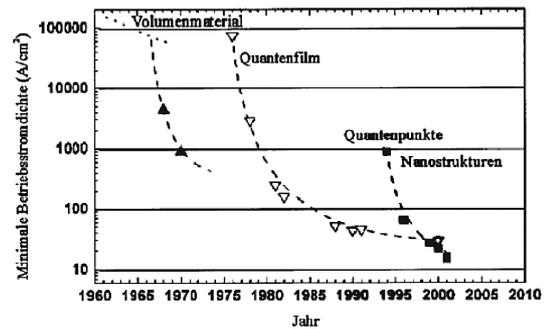


Abbildung 16: Entwicklung der Schwellenstromdichten

In Abbildung 16 ist die zeitliche Entwicklung der Schwellenstromstärke gezeigt. Die niedrigsten Stromstärken haben dabei die Quantenpunkt-Laser. Bei diesen besteht die aktive Zone aus vielen kleinen Quantenpunkten. Dadurch entsteht eine Zustandsdichte, die aus vielen Delta-Funktions-Peaks besteht.

5 Anwendung

Der größte Vorteil der Halbleiterlaser besteht in ihrer Ansteuerung durch elektrischen Strom. Dadurch sind hohe Modulationsfrequenzen möglich. Weiter Vorteile sind die kleine Bauform und der hohe Wirkungsgrad von etwa 50 %. Nachteilig wirkt sich nur der beugungsbedingte große Austrittswinkel aus. Ihren Durchbruch hatten die Halbleiterlaser im Bereich der optischen Datenspeicherung. Bei CDs und DVDs werden Informationen

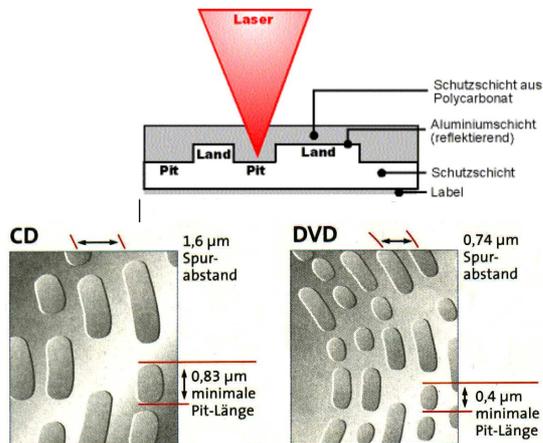


Abbildung 17: CD und DVD

in Form eines Höhenprofils auf einer reflektierenden Scheibe gespeichert (Abb. 17). Dabei sind die Strukturen so fein, dass nur Laserlicht so stark fokussiert werden kann, um die Informationen fehlerfrei auslesen zu können.

Weitere Anwendungen sind z.B. Nachrichtenübertragung, Pumpen von Festkörperlaser, Spektroskopie oder Entfernungsmessung.

6 Literaturverzeichnis

Literatur

- [1] Encyclopedia of laser physics and technology. http://www.rp-photonics.com/semiconductor_lasers.html.
- [2] Optische Speicher. <http://www.uni-weimar.de/~petter>.
- [3] Fritz Kurt Kneubühl and Markus Werner Sigrüst. *Laser*. Teubner, Stuttgart, 1988.
- [4] Dieter Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Teubner, Stuttgart, 1999.
- [5] Takahiro Numai. *Fundamentals of Semiconductor Lasers*. Springer, New York, 2004.