



Entwicklung einer Messumgebung zur Kenngrößenbestimmung von Laserdioden

Masterarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Ingenieur
Masterstudium Telematik

Maximilian Henkel

eingereicht an der Technischen Universität Graz

Betreuer Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Erich Leitgeb
Institut für Hochfrequenztechnik

Graz, Mai 2015

Eidesstattliche Erklärung¹

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, am _____
Datum

Unterschrift

¹Beschluss der Curricula-Kommission für Bachelor-, Master- und Diplomstudien vom 10.11.2008;
Genehmigung des Senates am 1.12.2008

Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich bei allen, die mich bei der vorliegenden Arbeit unterstützt und begleitet haben.

Im Speziellen danke ich meinem Betreuer Prof. Erich Leitgeb, durch dessen Unterstützung und Rat ich dieses Projekt fertigstellen konnte. Weiters möchte ich Daniel für die Wiederbelebung der Freude des Forschens danken und Konstantin für die Bestärkung darin. Ich danke meinen Eltern und Gerda für die bedingungslose Unterstützung und Ermöglichung meines Studiums. Mein großer Dank gilt Kerstin, die mich beständig und liebevoll motiviert und unterstützt.

Kurzfassung

Die schnell fortschreitende Weiterentwicklung optischer Speichermedien verursacht vielfach eine Entsorgung noch funktionstüchtiger Komponenten. Vor allem im Massenmarkt, wie im Bereich der Unterhaltungselektronik, wurde durch die Einführung der Blu-Ray Disc ein Großteil der bis dahin verwendeten Laufwerke obsolet. Die Rückwärtskompatibilität zu der zuvor verwendeten Digital-Versatile Disc (DVD) sowie Compact-Disc (CD) legt für viele eine Deponierung der alten Laufwerke nahe. Dadurch stehen die, in derartigen Geräten verwendeten, meist noch funktionstüchtigen Komponenten in großer Anzahl und sehr preisgünstig zur Verfügung.

Eine Vielzahl der enthaltenen, zum Teil hochwertigen, optischen Bauteile könnten jedoch durchaus auch für andere Anwendungen eingesetzt werden. Vor allem die erst durch die Massenfertigung erschwinglich gewordenen Halbleiterlaser sind vielfältig einsetzbar. Dies gestaltet sich jedoch aufgrund der Bauteilabweichungen oder der oft schwer verfügbaren Datenblätter als zu umständlich. Eine präzise Kenntnis über die elektrischen und optischen Eigenschaften dieser Halbleiter ist wegen ihrer starken Temperaturabhängigkeit für ihre Anwendung jedoch unabdinglich.

Daher widmet sich diese Arbeit der Bestimmung der elektrischen und optischen Eigenschaften der in CD- und DVD-Laufwerken verwendeten Halbleiterlaser. Um deren Verhalten nachvollziehbar beschreiben zu können, werden aus einer umfassenden Erarbeitung der theoretischen, physikalischen Grundlagen die inneren Vorgänge von Laserdioden und anderer optoelektronischer Halbleiter erklärt. Auf Basis dessen wurde zur Erfassung ein geeigneter Messaufbau, der vor allem eine temperaturgeregelte Aufnahme der Kennwerte ermöglicht, entworfen, realisiert und in unterschiedlichen Messanordnungen evaluiert. Dieser Aufbau wurde zusätzlich hinsichtlich des Einsatzes leicht verfügbarer und kostengünstiger Bauteile optimiert, um eine einfache und für die Allgemeinheit taugliche Realisierbarkeit zu gewährleisten.

Schlagerörter: Halbleiterlaser, Laserdiode, Temperaturstabilisierung, CD, DVD

Abstract

The rapid development of optical storage devices often leads to a disposal of still functional components. For instance the advent of the Blu-Ray Disc to a mass market like consumer electronics made most of by then used devices obsolete. Backwards compatibility to previous technologies like Digital-Versatile Disc (DVD) and Compact-Disc (CD) motivates in many cases to discard those old drives. The mostly functional components contained in those devices are hence available in big amounts and at a low price.

Since many of the contained optical parts are of high-quality they could definitely get used in other and unforeseen ways. Especially semiconductor lasers which eventually got affordable by means of mass production have a wide range of application. Unfortunately, the limited access to data sheets or component variations prevent this effort. In particular the high dependence on temperature changes makes a precise knowledge of the electrical and optical properties mandatory for a future implementation.

Thus this thesis focuses to determine the optoelectrical parameters of semiconductor lasers used in CD and DVD drives. For a deep understanding of their operating principles a thorough review of the physical concepts is also part of this thesis. This provides the basis on which a suitable measurement setup was designed, built up and evaluated in different arrangements. In particular the temperature control during the measurement was a strong requirement. Moreover the use of commonly available and affordable parts was a key point to allow an implementation which is feasible for everyone.

Keywords: laser diode, semiconductor laser, temperature control, CD, DVD

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	iv
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Gliederung der Arbeit	2
2 Physikalische Grundlagen	3
2.1 Harmonischer Oszillator	3
2.2 Bändermodell	5
2.3 Absorption & Emission	10
2.4 Thermoelektrizität	13
3 Optoelektronische Halbleiter	16
3.1 Lumineszenzdiode	16
3.2 Halbleiterlaser	18
3.2.1 Energiepumpe	19
3.2.2 Aktives Medium	19
3.2.3 Optischer Resonator	20
3.2.4 Stationäres Verhalten	23
3.2.5 Aufbau	23
3.3 Photodiode	25
4 Implementierung der Messungen	27
4.1 Temperaturregelung	28
4.2 Laserdiodenansteuerung	29
4.3 Strahlungsleistungsmessung	31
4.4 Messaufbau	33
5 Messergebnisse	36
5.1 Stationäres Verhalten	36
5.2 Spektrale Leistungsdichte	41
6 Zusammenfassung	44

Inhaltsverzeichnis

Literatur	46
A Anwendung in optischen Speichermedien	48
A.1 Optische Laufwerke	48
A.2 Optischer Lesekopf	48
A.3 Quadranten-Photodetektor	50
B Weitere Messergebnisse	52
B.1 Kennlinien	52
B.2 Spektrale Leistungsdichte	54

Abbildungsverzeichnis

2.1	Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion ($g = 1$) [vgl. 24, S. 234, 12, S. 461] . . .	7
2.2	Schematische Bandstruktur quasi-freier Elektronen in einem direkten Halbleiter [vgl. 24, S. 232]	10
2.3	Elektronenübergang unter Photonenmitwirkung [vgl. 23, S. 63]	12
2.4	Einfaches Thermoelement [14, S. 3]	13
2.5	Einfache Wärmepumpe [14, S. 8]	14
3.1	Entartet dotierter p-n-Übergang ohne und mit angelegter Vorwärtsspannung [vgl. 23, S. 100, 24, S. 280]	17
3.2	Spontane und stimulierte Emission im Bändermodell [vgl. 2, S. 97] . . .	19
3.3	Idealisierte Widerstandskennlinie einer Laserdiode [5, S. 179]	23
3.4	Combo-CD/DVD-Laserdiode inkl. Kühlkörper (aus SF-HD68V2)	24
3.5	Idealisierte Widerstandskennlinie einer p-n-Photodiode [5, S. 198]	26
4.1	Überblick über den Versuchsaufbau	27
4.2	Spannungsteiler mit Thermistor DLA97013P (103HT) bei 3,3 V Versorgungsspannung	28
4.3	Eingangsstufe der Temperaturregelung	30
4.4	Signalanpassung für die Ausgangsstufe der Temperaturregelung	30
4.5	Ausgangsstufe der Temperaturregelung	30
4.6	Aufgebaute Temperaturregelung	31
4.7	Schaltbild der Laserdiodenkonstantstromquelle	31
4.8	Schaltbild des Impedanzwandlers für die Photodiode	32
4.9	Übersichtsbild des Messaufbaus	35
4.10	Großaufnahme der Laserdiodenhalterung mit Kühlkörper	35
4.11	Messaufbau für die spektrale Leistungsdichtemessung	35
5.1	Temperaturabhängige Widerstandskennlinie einer CD-RW-Laserdiode . .	38
5.2	Temperaturabhängige optische Leistung einer CD-RW-Laserdiode	38
5.3	Widerstandskennlinie einer Combo- <u>CD</u> /DVD-Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen	39
5.4	Spannungsverlauf der internen Photodiode einer Combo- <u>CD</u> /DVD-Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen	39

Abbildungsverzeichnis

5.5	Widerstandskennlinie einer Combo-CD/ <u>DVD</u> -Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen	40
5.6	Spannungsverlauf der internen Photodiode einer Combo-CD/ <u>DVD</u> -Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen	40
5.7	Vergleich der internen (Combo-CD/ <u>DVD</u> -Laserdiode) zur externen Photodiode	41
5.8	Spektrale Leistungsverteilung einer CD-RW-Laserdiode bei 25 °C	42
5.9	Spektrale Leistungsverteilung einer CD-RW-Laserdiode bei 40 mA	42
5.10	Spektrale Leistungsdichte einer CD-RW-Laserdiode bei 36 mA & 25 °C	43
5.11	Spektrale Leistungsdichte einer CD-RW-Laserdiode bei 98 mA & 25 °C	43
A.1	Optisches System des Pick Up Heads [vgl. 1, S. 7]	49
A.2	Offene Rückseite eines optischen Pickups	50
A.3	Großaufnahme eines Quadranten-Photodetektor ICs (aus L10438S)	51
B.1	Elektrische Spannung und optische Leistung einer CD-RW-Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen	52
B.2	Elektrische Spannung einer Combo- <u>CD</u> / <u>DVD</u> -Laserdiode und der integrierten Photodiode bei unterschiedlichen Temperaturen	53
B.3	Elektrische Spannung einer Combo-CD/ <u>DVD</u> -Laserdiode und der integrierten Photodiode bei unterschiedlichen Temperaturen	53
B.4	Spektrale Leistungsdichte einer CD-RW-Laserdiode bei 40 mA, 25 °C	54
B.5	Spektrale Leistungsdichte einer CD-RW-Laserdiode bei 40 mA, 35,9 °C	54

Tabellenverzeichnis

4.1	Vermutliche Parameter der Photodiode FD-9 [25]	33
4.2	Vergleichsmessung bei 780 nm der Photodiode FD-9 mit dem optischem Leistungsmessgerät HP8152A	33
5.1	Ermittelte Kenngrößen der unterschiedlichen Laserdioden	36
A.1	Spezifizierte Eigenschaften des optischen Lesekopfes	49

Kapitel 1

Einleitung

Am Beginn einer technischen Entwicklung ist neben einer Idee und einem Anwendungsbereich vor allem auch die Kenntnis über die vorhandenen Mittel entscheidend. Oftmals ergibt sich auch daraus erst der Ansatz für eine Weiter- oder Neuentwicklung. Dieses Interesse an der Funktionsweise und der eingesetzten Technik in optischen Laufwerken bildete den Ursprung dieser Arbeit.

Da notwendige Vorarbeiten und eine Machbarkeitsabschätzung im Rahmen einer Projektarbeit am Institut für Regelungstechnik der Technischen Universität Graz stattgefunden haben, sind Erkenntnisse und Teilergebnisse aus dieser in diese Arbeit eingegangen.

1.1 Motivation

Durch die Einführung der Blu-Ray Disc wurde, wie auch schon bei der Digital-Versatile Disc (DVD), eine beträchtliche Menge, der in Verwendung befindlichen, Laufwerke obsolet. Die Rückwärtskompatibilität zu der zuvor verwendeten DVD beziehungsweise Compact-Disc (CD) legt damit oftmals eine Entsorgung der alten Laufwerke nahe. In einem Massenmarkt, wie im Bereich der Unterhaltungselektronik, werden aus diesem Grund eine beträchtliche Menge funktionstüchtiger Geräte ausgemustert oder ersetzt. Dadurch stehen die für den Messaufbau verwendeten Komponenten in großer Anzahl und sehr preisgünstig zur Verfügung.

Im Falle der optischen Laufwerke handelt es sich um eine technisch anspruchsvolle Lösung, wie im Anhang A überblicksmäßig ersichtlich ist. Eine Realisierung erfordert für gewisse Teile eine hohe Präzision der Fertigung und hochwertige Komponenten, um eine erfolgreiche Datenverarbeitung in diesen Geräten zu erreichen. Das macht die enthaltenen Elemente, allen voran die erst durch die Massenfertigung erschwinglich gewordenen Halbleiterlaser, attraktiv für einen anderweitigen Einsatz.

Kapitel 1 Einleitung

Dies ist jedoch nur unter der Voraussetzung möglich, dass die Kenndaten verfügbar sind. Die Verfügbarkeit der entsprechenden Datenblätter und die aufgrund des hohen Integrationsgrades oft fehlenden oder schwer erkennbaren Typenbezeichnungen erschweren die erfolgreiche, alternative Verwendung erheblich.

Die teils hohen Bauteilabweichungen und die geringe Toleranz bei einem, auch kurzzeitigen, Betrieb außerhalb der Spezifikation stellen speziell beim Halbleiterlaser ein besonderes Hindernis dar. Da die Kennlinien optoelektronischer Komponenten überdies eine starke thermische Abhängigkeit besitzen, ist eine präzise Kenntnis über die elektrischen und optischen Eigenschaften der unbekanntesten Laserdioden essentiell.

Um die Extraktion und Verwendung der Komponenten für die Allgemeinheit zu ermöglichen, wurden weitestgehend leicht verfügbare und kostengünstige Bauteile eingesetzt.

1.2 Gliederung der Arbeit

Zur Erarbeitung eines soliden Fundaments für die nachfolgenden Betrachtungen wird in Kapitel 2 näher auf die physikalischen Grundlagen eingegangen. Ein besonderes Augenmerk wurde hierbei auch auf die tiefgehende Untersuchung der Vorgänge auf atomarer Ebene gelegt. Darauf aufbauend werden in Kapitel 3 einige optoelektronische Halbleiter vorgestellt und deren Wirkungsweise anhand der behandelten, theoretischen Modelle erklärt. Die Beschreibung des Aufbaus sowie der verwendeten Komponenten erfolgt in Kapitel 4. Den Abschluss bildet Kapitel 5 mit einer Präsentation der Messergebnisse und deren Interpretation.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

Aufgrund der in Kapitel 3 notwendigen physikalischen Zusammenhänge und aufgrund des engen Bezugs der optoelektronischen Halbleiter zueinander, wird in diesem Abschnitt eine Übersicht über die hierfür wichtigsten physikalischen Kenntnisse gegeben. Dadurch kann nachfolgend auf die detaillierten Herleitungen an den jeweiligen Stellen verzichtet werden und die gesammelten Erkenntnisse dieses Kapitels genutzt werden.

Dazu wird zunächst auf den physikalisch vielfach auftretenden harmonischen Oszillator eingegangen. Dieser führt beispielsweise zur Erklärung der Nullpunktschwingungsenergie.

Weiters wird das in der Elektrotechnik häufig eingesetzte Bändermodell überblicksmäßig erfasst, um die realen Vorgänge und die damit getroffenen Annahmen für die später behandelten optoelektronischen Halbleiterübergänge fundiert beschreiben zu können.

Letztlich wird die Thermoelektrizität einen Einblick in das innere Verhalten eines Thermoelements geben, das im eingesetzten Messaufbau eine Kernaufgabe zur Stabilisierung der stark temperaturabhängigen Halbleiter übernimmt.

2.1 Harmonischer Oszillator

Der harmonische Oszillator modelliert die harmonischen Schwingungen, die eine bewegte Masse ausführt, wenn auf sie eine Rückstellkraft der Größe $F = -kx$ wirkt. In dieser Beschreibung ist die Auslenkung x entlang der Oszillationsachse und k die Rückstellkonstante, wie beispielsweise die Federkonstante eines Feder-Masse-Systems. Den Ausgangspunkt dieser Beschreibung bildet die zeitunabhängige Schrödingergleichung (2.1), da die potentielle Energie U nicht zeitabhängig ist [vgl. 7, S. 559].

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0 \quad (2.1)$$

Kapitel 2 Physikalische Grundlagen

Durch Einführung der Schwingungskreisfrequenz ω kann die potentielle Energie des harmonischen Oszillators umgeformt werden [vgl. 7, S. 564].

$$2\pi\nu = \omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (2.2)$$

$$E_{pot} = \frac{1}{2}kx^2 = \frac{\omega^2}{2}x^2 \quad (2.3)$$

Damit ergibt sich durch Einsetzen in (2.1) die folgende Form [vgl. 7, S. 564].

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - \frac{\omega^2}{2}mx^2 \right] \Psi = 0 \quad (2.4)$$

Durch die Einführung der Abkürzungen y und C lässt sich

$$y = x\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \quad C = \frac{2E}{\hbar\omega} \quad (2.5)$$

dann die Webersche Differentialgleichung (2.6) erkennen [vgl. 7, S. 564].

$$\frac{d^2\Psi}{dy^2} + (C - y^2)\Psi = 0 \quad (2.6)$$

Als Lösungsansatz wird nun $\Psi(y)$ (2.7) zu

$$\Psi(y) = e^{-\frac{y^2}{2}} H(y) \quad \frac{d^2\Psi}{dy^2} = e^{-\frac{y^2}{2}} \left[\frac{d^2H}{dy^2} - 2y\frac{dH}{dy} + (y^2 - 1)H \right] \quad (2.7)$$

gewählt und damit ergibt sich durch Einsetzen eine vereinfachte Form [vgl. 7, S. 564].

$$\frac{d^2H}{dy^2} - 2y\frac{dH}{dy} + (C - 1)H = 0 \quad (2.8)$$

Der noch unbestimmte Term $H(y)$ wird nun als Polynom über einen Reihenansatz ausgedrückt [vgl. 7, S. 565].

$$H = \sum_{i=0}^{\infty} a_i y^i \quad (2.9)$$

Durch Ableitung und Einsetzen in (2.8) ergibt sich letztlich [vgl. 7, S. 565].

$$\sum_{i=2}^{\infty} i(i-1)a_i y^{i-2} - \sum_{i=1}^{\infty} 2ia_i y^i + \sum_{i=0}^{\infty} i(C-1)a_i y^i = 0 \quad (2.10)$$

Kapitel 2 Physikalische Grundlagen

Ein Koeffizientenvergleich dieses Ausdrucks mit dem Reihenansatz in (2.9) erhält man schließlich die Bestimmungsgleichung für die Koeffizienten a_j . Hierbei ist zu beachten, dass die Koeffizienten für a_0 und a_1 frei wählbar sind und damit die restlichen Koeffizienten determiniert sind [vgl. 7, S. 565].

$$(j+2)(j+1)a_{j+2} = [2j - (C-1)]a_j \quad (j = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.11)$$

Aufgrund der Exponentialfunktion im Ansatz (2.7) strebt $\Psi(y)$ für große y gegen Null, wenn es sich bei dem in (2.9) angesetzten Polynom um ein endliches Polynom handelt. Daher müssen ab einem bestimmten n seine Koeffizienten a_{n+1}, a_{n+2}, \dots verschwinden. Durch Einsetzen von $j = n$ gelangt man zu einer weiteren Version der Bestimmungsgleichung, aus der mit $a_n \neq 0$ und $a_{n+2} = 0$ die letzte Unbekannte C bestimmt werden kann [vgl. 7, S. 565].

$$0 = a_{n+2} = \frac{2n - (C-1)}{(n+2)(n+1)} a_n \quad (2.12)$$

$$2n - (C-1) = 0 \quad \Rightarrow \quad C = \frac{2E}{\hbar\omega} = 2n + 1 \quad (2.13)$$

Durch eine Umformung ergeben sich damit die quantisierten Energiezustände E_n [vgl. 7, S. 565].

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.14)$$

2.2 Bändermodell

Das Bändermodell bietet ein adäquates Näherungsverfahren zur Erfassung der Leitungseigenschaften von Festkörpern. Dieses bietet durch eine „Versmierung“ der tatsächlich, durch die Atomorbitale definierten, möglichen Energiezustände eine einfacher handhabbare Theorie, die die elektrische Leitfähigkeit der Stoffe in makroskopischerer Weise zu beschreiben vermag [vgl. 26, S. 6].

Ausgehend von einem einzelnen Elektron mit der effektiven Masse m , der potentiellen Energie E_0 und dem Impuls p kann dessen Energie mit

$$E = E_0 + \frac{p^2}{2m} \quad (2.15)$$

angegeben werden. Der Impuls wird als gerichtete Größe interpretiert und kann alternativ auch durch den Wellenvektor \vec{k} ausgedrückt werden.

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (2.16)$$

Kapitel 2 Physikalische Grundlagen

In Festkörpern wird die Bewegung eines Elektrons jedoch potentiell durch eine (periodische) elektrische Potentialstruktur behindert. Im Falle einer im allgemeinen anisotropen Gitterstruktur, ist auch die Richtung des Impulses \vec{p} maßgeblich für die Ausbreitungsbedingungen. Die Elektronenenergie stellt innerhalb eines Festkörpers keine eindeutige Funktion des Wellenvektors mehr dar [vgl. 29, S. 61].

Für die Modellierung der Bedingungen in einem Halbleiterkristall oder anderen periodischen Strukturen wird nach dem Bloch-Theorem eine periodische Wellenfunktion $\psi(\vec{r})$ der Elektronen als Ansatz für die Schrödingergleichung herangezogen. In einem periodischen Potential ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen in Bereichen mit positiven Ionen größer als an Orten negativen Potentials. Daher stellen sich abhängig vom Verhältnis des Wellenvektors \vec{k} zur Periodizität der Potentialstruktur R_e unterschiedliche Energiewerte ein [vgl. 12, S. 465].

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + E_{pot}(\vec{r}) \right] \psi = E\psi \quad (2.17)$$

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \psi_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}_e) e^{-i\vec{k}\vec{R}_e} \quad (2.18)$$

Für $|\vec{k}| \ll |2\pi/R_e|$ nähert sich die Energie der Elektronen dem Fall an, bei dem sich die Elektronen (quasi-)frei bewegen können [vgl. 12, S. 465].

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.19)$$

Umgekehrt ergibt sich für $|\vec{k}| \rightarrow |2\pi/R_e|$ eine periodische Lösung ψ [siehe 12, S. 466]. Diese Lösungsstruktur ist abhängig von der Periodizität der Gitterstruktur und bestimmt damit eine diskrete Anzahl möglicher Wellenvektoren \vec{k} [vgl. 12, S. 467]. Damit können bestimmte Energiewerte $E(k)$ nicht eingenommen werden. Diese unmöglichen Zustände bilden somit eine Energielücke E_g . Abhängig vom konkreten Material und damit von der Potentialstruktur im Inneren des Körpers können bestimmte Bereiche ΔE identifiziert werden, die mögliche energetische Zustände beschreiben. Diese durch Energielücken getrennten Bereiche werden als Energiebänder bezeichnet. Trotz der letztendlich diskreten Energiezustände innerhalb eines Energiebands, kann dieses wegen der verhältnismäßig kleinen Abstände der Energieniveaus als quasi kontinuierlich betrachtet werden [12, S. 468].

Abhängig vom Material und der Art der Atombindung können die Elektronen nun überdies unterschiedlich dicht gepackt sein. Um zu einer Abschätzung für das höchste Energieniveau mit der minimalen Gesamtenergie zu kommen, wird zunächst die Elektronendichte mit $n_e = N/V$ angesetzt. Damit sei ein Volumen V definiert, das N Elektronen enthält. Bei Beachtung des Pauliprinzips bei der Besetzung der möglichen Zustände stellt das höchste Energieniveau bei maximaler Packungsdichte die Fermi-Energie E_F dar [12, S. 458, 460].

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n_e)^{\frac{2}{3}} \quad n_e = N/V \quad (2.20)$$

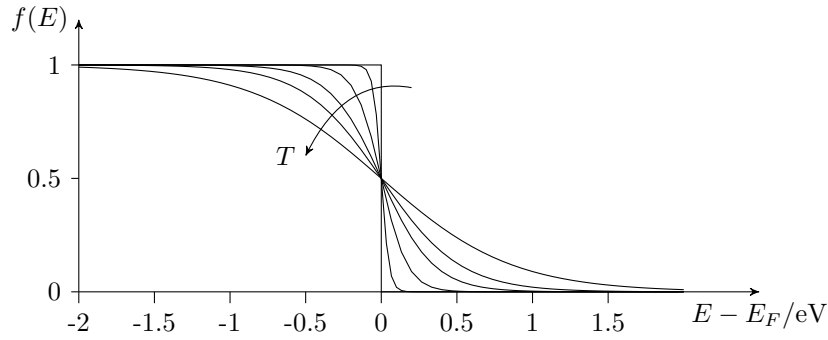


Abbildung 2.1: Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion ($g = 1$) [vgl. 24, S. 234, 12, S. 461]

Die Besetzung der Energiezustände ist jedoch zusätzlich von der absoluten Temperatur T abhängig. Die Wahrscheinlichkeit der bei einer bestimmten Temperatur auftretenden Stöße von Elektronen mit den Atomrümpfen und die damit verbundene Energieüberträge $\pm\Delta E$ beschreibt im thermischen Gleichgewicht, in dem beide Vorgänge gleich wahrscheinlich sind, die Boltzmann-Verteilung mit der Boltzmann-Konstante $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ [12, S. 461].

$$\frac{p(E_1)}{p(E_2)} = e^{-\Delta E/k_B T} \quad (2.21)$$

Daraus ergibt sich nach weiterer Rechnung [12, S. 461] eine statistische Verteilung für die Besetzungswahrscheinlichkeit durch ein Elektron für die Zustände mit der Energie E . Diese Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion (2.22) mit dem Entartungsfaktor g ist zur Veranschaulichung in Abbildung 2.1 für $g = 1$ dargestellt [15, S. 144].

$$f(E) = g \frac{1}{e^{(E-E_F)/k_B T} + 1} \quad g = \begin{cases} 1 & \text{Bandzustände} \\ \frac{1}{2} & \text{Donatorzustände} \\ 2 & \text{Akzeptorzustände} \end{cases} \quad (2.22)$$

Bei dieser ist auffällig, dass die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für den Extremwert $T = 0$ lediglich Energiewerte unterhalb der Fermi-Energie zulässt. Somit ordnen sich die Elektronen im absoluten Nullpunkt alle unterhalb der durch E_F bestimmten Grenze an [24, S. 234].

In einem Festkörper können die Atomelektronen auf den inneren Schalen als fest gebunden an den Atomkern angenommen werden. Diese sind innerhalb eines engen Volumens um den Kern lokalisiert und treten daher kaum in Wechselwirkung mit den Nachbaratomen. Damit sind für die weiteren Betrachtungen der Leitungserscheinungen vor allem die quasi-freien, delokalisierten Elektronen von Interesse [vgl. 12, S. 468].

Wenn sich das Fermi-niveau innerhalb eines Energiebands befindet, dann ordnen sich die Elektronen im thermischen Gleichgewicht unterhalb dieser Grenze an, indem alle N

Kapitel 2 Physikalische Grundlagen

erlaubten Werte des Wellenvektors \vec{k} mit Elektronen besetzt werden. Beim Anlegen einer äußeren Spannung an ein solches Material, können Elektronen die Energie aufnehmen und sich in Richtung des vorgegebenen Feldes bewegen. Damit fließt ein elektrischer Strom und ein solches teilweise besetztes Band wird daher als Leitungsband bezeichnet. Das Material ist somit ein elektrischer Leiter [vgl. 12, S. 469].

Falls genau doppelt so viele Zustände im Energieband vorhanden sind, wie Valenzelektronen zur Verfügung stehen, dann kann das Band vollständig gefüllt werden. Wenn nun oberhalb des, als Valenzband bezeichneten, gefüllten Bandes eine Bandlücke $\gg k_B T$ ist, dann kann auch im Falle einer Temperaturerhöhung oder durch das Anlegen einer Spannung das freie, erlaubte Band nicht erreicht werden. Deshalb werden Festkörper mit einem Fermi-Niveau innerhalb des verbotenen Bereichs und einer ausreichend großen Bandlücke als Isolatoren bezeichnet [vgl. 12, S. 469].

Wenn diese Bandlücke jedoch aufgrund der Fermi-Dirac-Verteilung bei Temperaturen $T > 0$ einen Übergang vom Valenzband ins Leitungsband ermöglicht, dann handelt es sich hierbei um einen Halbleiter [vgl. 12, S. 483].

In einem Halbleiter werden durch eine äußere Anregung Elektronen ($-e$) vom Valenzband ins Leitungsband gehoben und hinterlassen dabei eine freie Stelle im Valenzband. Diese fehlende positive Ladung ($+e$) wird als Loch bezeichnet. Damit stellt sich bei einer konstanten Spannung ein thermischer Gleichgewichtszustand ein, obwohl sich der Halbleiter im Ungleichgewicht befindet. In dieser Betrachtung ist eine getrennte Definition der (Quasi-)Fermi-Niveaus für Leitungs- und Valenzband sinnvoll [vgl. 24, S. 234].

$$f_V(E) = \frac{1}{e^{(E-E_{F,v})/k_B T} + 1} \quad (2.23)$$

$$f_C(E) = \frac{1}{e^{(E-E_{F,c})/k_B T} + 1} \quad (2.24)$$

In dieser Betrachtung können die Elektronen im Leitungsband und die Löcher im Valenzband jeweils als freie Teilchen betrachtet werden. Dies ermöglicht eine konsistente Behandlung ihres Verhaltens. Zur Anpassung wird dazu die effektive Masse eines Elektrons im Leitungsband m_c und eines Lochs m_v eingeführt [vgl. 12, S. 485,488]. Deren Energien ergeben sich mit der Leitungsbandunterkante E_c mit dem zugehörigen Wellenvektor \vec{k}_{01} an dieser Stelle und der Valenzbandoberkante E_v sowie \vec{k}_{02} zu

$$E_c(\vec{k}) = E_c + \frac{\hbar^2}{2m_c} (\vec{k} - \vec{k}_{01})^2 \quad (2.25)$$

$$E_v(\vec{k}) = E_v + \frac{\hbar^2}{2m_v} (\vec{k} - \vec{k}_{02})^2 \quad (2.26)$$

Für diese beiden Quasi-Fermi-Niveaus muss nun auch die zugehörige Fermi-Energie E_F jeweils neu definiert werden. Die Elektronendichte n_e der angeregten Elektronen ergibt

Kapitel 2 Physikalische Grundlagen

sich mit $\rho_B(k) = \frac{k^2}{\pi^2}$ aus allen Zustandsdichten $\rho_c(E)$

$$\rho_c(E) = \rho_c(k) \frac{dk}{dE} = \frac{1}{2\pi} (2m_c/\hbar^2)^{3/2} \sqrt{E - E_c} \quad (2.27)$$

$$\rho_v(E) = \frac{1}{2\pi} (2m_v/\hbar^2)^{3/2} \sqrt{E_v - E} \quad (2.28)$$

und ihren Auftrittswahrscheinlichkeiten gemäß der Fermi-Dirac-Verteilung zu

$$n_e = \int_{E_c}^{\infty} \rho_c(E) \frac{1}{e^{(E-E_{F,c})/k_B T} + 1} dE \quad (2.29)$$

Bei der Temperatur $T = 0$ wird $f_C(E)$ zum Einheitssprung bei $E_{F,c}$ und das Integral vereinfacht sich nach [vgl. 24, S. 236] auf

$$n_e = \int_{E_c}^{E_{F,c}} \rho_c(E) dE = \frac{1}{2\pi} (2m_c/\hbar^2)^{3/2} \int_{E_c}^{E_{F,c}} \sqrt{E - E_c} dE \quad (2.30)$$

$$= \frac{1}{2\pi} (2m_c/\hbar^2)^{3/2} \frac{2}{3} (E - E_c)^{3/2} \Big|_{E_c}^{E_{F,c}} = \frac{1}{3\pi} (2m_c/\hbar^2)^{3/2} (E_{F,c} - E_c)^{3/2} \quad (2.31)$$

$$E_{F,c} = E_c - \frac{\hbar^2}{2m_c} (3\pi n_e)^{2/3} \quad (2.32)$$

$$E_{F,v} = E_v - \frac{\hbar^2}{2m_v} (3\pi n_h)^{2/3} \quad (2.33)$$

In ähnlicher Weise ergibt sich auch das Fermi-Niveau im Valenzband mit entsprechend angepassten Integralgrenzen und Annahmen für die Fermi-Dirac-Verteilung beim absoluten Nullpunkt mit der Löcherdichte n_h [vgl. 24, S. 236].

Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 2.2 die schematische Bandstruktur eines Halbleiters im Ruhezustand und im hochangeregten Zustand dargestellt. In diesem Fall handelt es sich, da das Maximum des Valenzbands und das Minimum des Leitungsbands direkt übereinander lokalisiert sind, um einen direkten Halbleiter. Falls diese Extrema gegeneinander verschoben sind, dann wird ein solches Material als indirekter Halbleiter bezeichnet. Bei indirekten Halbleitern muss für einen Übergang neben der Bandlückenenergie E_g noch Arbeit für die Impulsänderung aufgewendet werden. Dies geschieht über die Emission oder Absorption eines Phonons [vgl. 12, S. 489].

Zur gezielten Beeinflussung des Fermi-Niveaus können Halbleiter durch Dotierung mit Fremdatomen verändert werden. Hierzu können einerseits als Donatoren bezeichnete Atome, die ein überschüssiges Valenzelektron besitzen, und andererseits Akzeptoren, die eine zusätzliche Bindungsstelle einbringen, eingesetzt werden. Der Einsatz eines Donators wird n-Dotierung genannt und ein Akzeptor entsprechend p-Dotierung. Diese unabgesättigten zusätzlichen Zustände scheinen normalerweise innerhalb der Bandlücke auf. Durch eine ausreichend hohe Dotierung kann dieser Zustand bis in das Leitungs- bzw. Valenzband hinein verschoben werden und stellt damit auch bei niedrigen Temperaturen eine ausreichende Anzahl an möglichen Zuständen sicher. Durch eine entsprechende Dotierung kann somit gezielt die Lage der Fermi-Energie und damit die Leitungsart (Elektronen- oder Löcherleitung) und -möglichkeit beeinflusst werden [vgl. 24, S. 236].

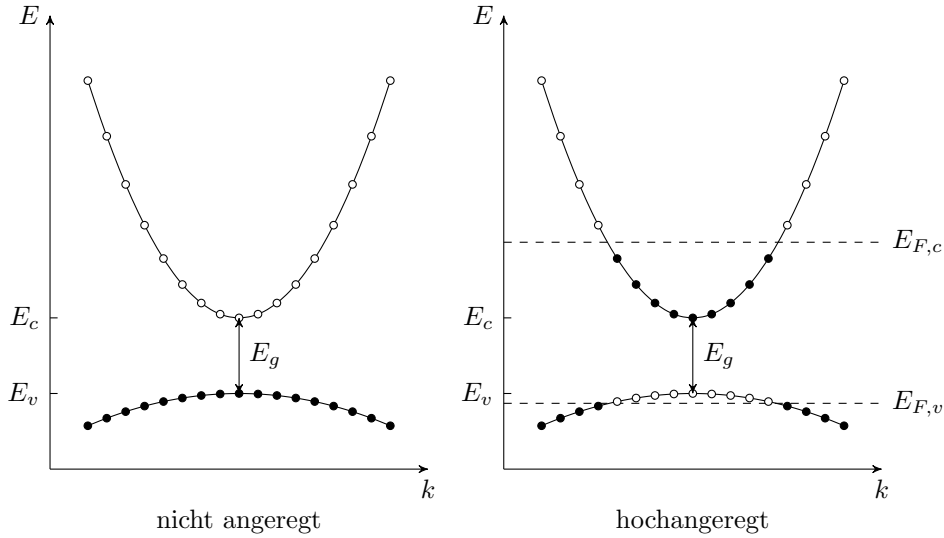


Abbildung 2.2: Schematische Bandstruktur quasi-freier Elektronen in einem direkten Halbleiter [vgl. 24, S. 232]

2.3 Absorption & Emission

Zur vereinfachten Behandlung der Emissions- und Absorptionserscheinungen wird an dieser Stelle der in [24] und [8] beschriebene Ansatz von Einstein [13] verfolgt. Dieser geht von einem Ensemble von Zwei-Niveau-Atomen mit den Energieniveaus E_i als energetisch höherem und E_k als niedrigerem Zustand im thermischen Gleichgewicht mit einem Strahlungsfeld im Hohlraum aus [vgl. 24, S. 216]. Der damit entstehende Energiespeicher kann somit Energie aufnehmen und (strahlend oder nicht strahlend) abgeben. Ausgehend von dem Energieerhaltungssatz $E_i - E_k = h\nu = \hbar\omega$ können nun verschiedene Fälle für die Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld, welches eine spektrale Energiedichte von $\omega_\nu(\nu) = n(\nu) \cdot h \cdot \nu$ besitzt, auftreten. Hierbei ist $n(\nu)$ als Anzahl der Photonen $n(\nu)$ pro Volumen im Einheitsintervall $\Delta\nu = 1\text{s}^{-1}$ bei der Frequenz ν definiert [vgl. 12, S. 233].

Wird nun von einem Atom die Energie eines Photons $h\nu$ aus einem Modus des Strahlungsfeldes aufgenommen, so erhöht sich die Energie dieses Mikrosystems auf $E_i = E_k + h\nu$. Dieser Vorgang wird als Absorption bezeichnet und kann nur in Anwesenheit eines Strahlungsfeldes auftreten [vgl. 15, S. 133]. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Übergang pro Zeiteinheit wird mit

$$W_{ki} = B_{ki} \cdot \omega_\nu(\nu)$$

beschrieben. Die eingeführte Proportionalitätskonstante wird als „Einstein-Koeffizient für die Absorption“ bezeichnet [vgl. 12, S. 234].

Kapitel 2 Physikalische Grundlagen

Als Gegenstück zur Absorption kann das Strahlungsfeld auch den Anlass für den Übergang des Atoms in den niederwertigen Zustand E_k darstellen, wobei dessen Energie um ΔE reduziert wird. Entsprechend wird das Strahlungsfeld um die Energie eines Photons $h\nu = \Delta E$ erhöht. Dabei überlagert sich das Feld des zum Modus hinzugekommenen Photons mit dem auslösenden und es kommt damit zu einer phasenrichtigen Verstärkung des vorhandenen Feldes [vgl. 15, S. 133]. Dieser Vorgang wird als induzierte oder stimulierte Emission bezeichnet. Analog wird nun die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Übergang mit

$$W_{ik} = B_{ik} \cdot \omega_\nu(\nu)$$

definiert und der enthaltene Faktor B_{ik} als „Einstein-Koeffizient der induzierten Emission“ definiert [vgl. 12, S. 234]. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Übergang hängt maßgeblich von der Besetzungszahl $n(\nu)$ des Modus des Strahlungsfeldes ab.

Bei einem Atom, welches keiner Störung ausgesetzt ist, sollte die aufgenommene Energie unendlich lange erhalten bleiben. Experimentell konnte jedoch beobachtet werden, dass die Energie ohne eine ersichtliche Störung nach einer gewissen Zeit abgegeben wird. Dieses Verhalten wird in der Quantenelektrodynamik dadurch begründet, dass die magnetische und die elektrische Feldstärke durch eine Unschärferelation verknüpft sind. Damit kann nicht mehr garantiert werden, dass das elektrische *und* das magnetische Feld an allen Raumpunkten gleichzeitig Null wird. Es können jedoch im quantendynamischen Vakuum die Erwartungswerte für die elektrische Feldstärke \vec{E} und die magnetische Feldstärke \vec{H} Null werden. Allerdings ist aufgrund der Unschärferelation der Erwartungswert für die Energiedichte $\epsilon_0 \vec{E}^2/2 + \mu_0 \vec{H}^2/2$ auf eine minimale Gesamtenergie $\hbar\omega/2 = h\nu/2$ in jedem Modus des Feldes begrenzt. Dieses Ergebnis wurde auch in Gleichung (2.14) mit $n = 0$ als absolutes Minimum des harmonischen Oszillators erhalten. Diese „Nullpunktsenergie“ ist damit auch im quantenelektrodynamischen Vakuum vorhanden. Die schwankenden Feldstärken um den Erwartungswert der Energiedichte stellen jedoch für ein Atom Störungen dar und dies kann im angeregten Zustand ohne äußere Einflüsse eine *spontane Emission* eines Lichtquants auslösen. Da alle Moden die gleiche Nullpunktsenergie aufweisen, ist diese Emission in jede Mode des Strahlungsfeldes gleich wahrscheinlich [vgl. 15, S. 132]. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Vorgang wird durch den „Einstein-Koeffizient der spontanen Emission“ A_{ik} ausgedrückt [vgl. 12, S. 234].

$$W_{ik}^{spont} = A_{ik}$$

Im Gegensatz zum Grundzustand, der eine unendlich lange Lebensdauer besitzt und damit genau bestimmbar ist, lässt sich die Energie eines angeregten Zustands nur mit der Unsicherheit $\Delta W \Delta t \geq \hbar/2$ innerhalb der Beobachtungszeit Δt bestimmen. Somit ist der energetische Zustand nie genau bekannt und es lässt sich daher nur ein Erwartungswert für die Energie eines spontan emittierten Photons mit $h\nu_0$ angeben. Zur stochastischen Beschreibung wird dazu eine Linienform $\rho(\nu)$ mit einem Maximum bei ν_0 und einer Linienbreite $\Delta\nu$ definiert. Die Linienbreite ist hierbei umgekehrt proportional zur Lebensdauer τ_{sp} [vgl. 15, S. 134].

Kapitel 2 Physikalische Grundlagen

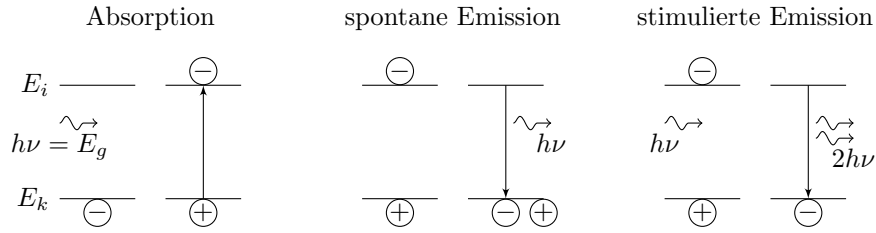


Abbildung 2.3: Elektronenübergang unter Photonenmitwirkung [vgl. 23, S. 63]

Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 2.3 alle drei beschriebenen energetischen Zustandsübergänge unter Photonenmitwirkung am Beispiel eines Elektronenübergangs dargestellt.

Durch die Forderung nach einem stationären Gleichgewicht, in dem die Zustandsbesetzungszahlen N_i und N_k zeitlich konstant sind, ergibt sich [vgl. 29, S. 49]

$$-\dot{N}_i = A_{ik}N_i + B_{ik} \cdot \omega_\nu(\nu) \cdot N_i = B_{ki} \cdot \omega_\nu(\nu) \cdot N_k = \dot{N}_k \quad (2.34)$$

aufgrund der Gleichheit der Emissions- und Absorptionsrate. Im Falle des thermischen Gleichgewichts gilt die Boltzmann-Verteilung mit der Boltzmann-Konstanten $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ gemäß

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} \quad (2.35)$$

mit dem statistischen Gewicht $g = (2J + 1)$ eines Zustandes mit der Gesamtdrehimpulsquantenzahl J [vgl. 12, S. 234]. Diese beschreibt statistisch die wahrscheinlichste Verteilung eines Makrosystems, die aus einer Ansammlung überlagerter Mikrosysteme unterschiedlicher Verteilungen besteht. Hiernach nimmt die Anzahl N der Mikrosysteme im jeweiligen Zustand exponentiell mit der Gesamtenergie ab [vgl. 29, S. 50].

Durch Einsetzen und Umformen ergibt sich weiters eine spektrale Energiedichte von [vgl. 12, S. 234]

$$\omega_\nu(\nu) = \frac{A_{ik}/B_{ik}}{(g_i/g_k)(B_{ik}/B_{ki})(e^{-\frac{h\nu}{k_B T}})} \quad (2.36)$$

Die gleiche Energiedichteverteilung muss sich nach [vgl. 24, S. 217] auch ergeben, wenn die Energie eines Photons $h\nu$ mit der mittleren Photonenzahl n_{ph} pro Mode

$$\bar{n}_{ph} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (2.37)$$

und der spektralen Dichte $N(\nu)$ der möglichen Moden des elektromagnetischen Feldes multipliziert wird.

$$N(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \quad (2.38)$$

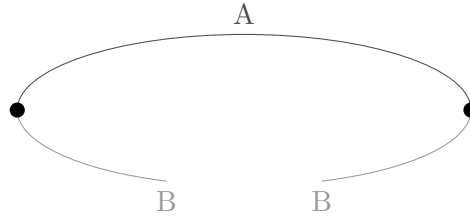


Abbildung 2.4: Einfaches Thermoelement [14, S. 3]

Hiermit folgt für die spektrale Energiedichte das Plancksche Strahlungsgesetz [vgl. auch 29, S. 50]

$$\omega_\nu(\nu) = h\nu\bar{n}_{ph}N(\omega) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (2.39)$$

Aus dem Koeffizientenvergleich der beiden Gleichungen, da diese für alle Temperaturen T und Frequenzen ν gültig sind, ergeben sich die *Einstein-Koeffizienten* zu [vgl. 12, S. 234]

$$B_{ik} = \frac{g_k}{g_i} B_{ki} \quad (2.40)$$

$$A_{ik} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ik} \quad (2.41)$$

2.4 Thermoelektrizität

Peltier- bzw. thermoelektrische Elemente nutzen den thermoelektrischen Effekt aus. Schematisch ist ein einfaches Thermoelement in Abbildung 2.4 zu sehen. Dieses besteht aus zwei unterschiedlichen leitfähigen Materialien (A, B) mit zwei Verbindungspunkten. Der erste thermoelektrische Effekt, der Seebeck-Effekt, wurde 1821 von T. J. Seebeck beobachtet und tritt an der Kontaktstelle zweier unterschiedlicher elektrischer Leiter in Form einer Thermospannung auf, die proportional zur Temperatur an der Kontaktstelle ist [vgl. 14, S. 1,3]. Dieses Kontaktpotential entsteht durch die Thermodiffusion der Leitungselektronen. Der höchste besetzte Energiezustand der Elektronen eines Metalls bestimmt die notwendige Austrittsarbeit. Werden nun zwei Leiter mit unterschiedlich hohen Austrittsarbeiten in Kontakt miteinander gebracht, dann fließen Elektronen von dem Leiter 1 mit der kleineren Austrittsarbeit in den Leiter 2 mit der höheren. Hierdurch entsteht eine Raumladung, die ein entgegengesetztes Feld erzeugt und die Elektronen wieder zurücktreibt. Nach Abschluss dieses Vorgang weisen die Leiter unterschiedliche Potentiale ϕ_1 und ϕ_2 auf, was eine Kontaktspannung $U = \phi_2 - \phi_1$ an der Verbindungsstelle zur Folge hat. [vgl. 11, S. 75] Am Beispiel des einfachen Thermoelements ergibt sich jeweils ein Spannungsabfall an den beiden schwarzen Punkten, die sich bei gleicher Temperatur aufheben. Liegt jedoch eine Temperaturdifferenz ΔT der

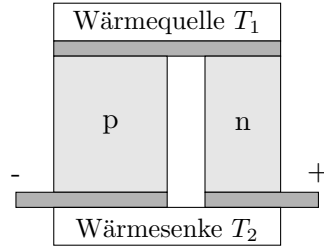


Abbildung 2.5: Einfache Wärmepumpe [14, S. 8]

beiden Materialübergänge vor, so kann diese an der durchbrochenen Stelle über die ihr proportionale Spannung U erfasst werden [vgl. 14, S. 3]. Dieser Zusammenhang wird durch den differentiellen Seebeck-Koeffizienten α_{AB} beschrieben.

$$\alpha_{AB} = \frac{U}{\Delta T} \quad (2.42)$$

Das Gegenstück hierzu ist der 1834 vom französischen Uhrmacher J. Peltier entdeckte Peltier-Effekt, der bei der gleichen Anordnung aufgrund eines elektrischen Stroms einen Wärmetransport q zur Folge hat. An den Kontaktstellen tritt damit je nach Stromrichtung jeweils ein Kühleffekt ($-q$) und ein Heizeffekt (q) auf [vgl. 14, S. 1,3]. Diese Proportionalität des Wärmetransports q zum zugeführten Strom I wird durch den Peltier-Koeffizienten π_{AB} beschrieben.

$$\pi_{AB} = \frac{q}{I} \quad (2.43)$$

Da der Seebeck-Koeffizient α_{AB} leichter messbar ist, hilft eine zusätzliche Gleichung (2.44), die beide Koeffizienten über die absolute Temperatur T in Zusammenhang bringt. Diese ist die erste der beiden Kelvin-Gleichungen [vgl. 14, S. 3].

$$\pi_{AB} = \alpha_{AB} T \quad (2.44)$$

$$\tau_A - \tau_B = T \frac{d\alpha_{AB}}{dT} \quad (2.45)$$

Die zweite Kelvin-Gleichung (2.45) stellt die Verbindung des Thomson-Koeffizienten τ zum Seebeck-Koeffizienten her. Die Koeffizienten in den bisherigen Formeln gehen durchwegs von einem Materialübergang (AB) aus. Um diese differentiellen Koeffizienten für ein Material als Absolutwert anzugeben, kann der absolute Koeffizient eines zweiten Leiters mit Null angenommen werden. Da die differentiellen Seebeck- bzw. Peltierkoeffizienten zwischen allen Supraleiterpaaren Null sind, ist es sinnvoll einem Supraleiter den jeweils absoluten Koeffizienten Null zuzuweisen. Daher wird in der Praxis ein Supraleiter als Zweitmaterial zur Bestimmung der absoluten Koeffizienten eingesetzt [vgl. 14, S. 4].

In Abbildung 2.5 ist eine einfache Wärmepumpe bzw. ein einzelnes Peltier-Element dargestellt. Dieses ermöglicht, unter Vernachlässigung des thermischen Widerstands

Kapitel 2 Physikalische Grundlagen

zur Wärmequelle bzw. -senke und Abstrahlungsverlusten, eine Kühlleistung q_1 an der Wärmequelle [14, S. 9]. Somit wird ein thermischer Energietransport von der Quelle zur Senke durchgeführt, welche jeweils eine absolute Temperatur von T_1 und T_2 haben.

$$q_1 = (\alpha_p - \alpha_n)IT_1 - (T_2 - T_1)(K_p + K_n) - I^2(R_p + R_n)/2 \quad (2.46)$$

Dabei wirken sich die letzten beiden Terme kühlleistungsmindernd aus. Dies ist zum einen die thermische Erwärmung durch den ohmschen Widerstand eines Materials in der Größe I^2R . Diese teilt sich jeweils zur Hälfte auf die Wärmequelle und -senke auf. Damit ergibt sich $I^2(R_p + R_n)/2$. Zum anderen wird die Kühlleistung durch die thermische Leitfähigkeit der Materialien K_p bzw. K_n gemindert, was im mittleren Term in Form der Wärmeleitung berücksichtigt wird [vgl. 14, S. 9].

Kapitel 3

Optoelektronische Halbleiter

Der Entwurf eines Messaufbaus und die Interpretation der Messergebnisse setzen ein fundiertes Verständnis der inneren Vorgänge des Messobjekts voraus. Dazu wird in diesem Kapitel ein Überblick über die konkreten physikalischen Vorgänge innerhalb optoelektronischer Halbleiter gegeben.

Zunächst wird hierzu die prinzipielle Funktionsweise der Diode und die spontane Emission anhand der Lumineszenzdiode erläutert. Darauf aufbauend erfolgt eine Erklärung der in Halbleiterlasern auftretenden Effekte und eine Erarbeitung wichtiger Kenngrößen zur Charakterisierung. Den Abschluss bildet ein Abschnitt über den zur Emission inversen Effekt, der Absorption, am Beispiel der Photodiode.

3.1 Lumineszenzdiode

Eine Lumineszenzdiode (LED) ist eine Halbleiterdiode, in welcher durch einen Stromfluss in Durchlassrichtung Überschussladungsträger in das neutrale N- und P-Gebiet injiziert werden. Bei der darauf folgenden strahlenden Rekombination (Injektionslumineszenz) entsteht eine inkohärente Strahlung [vgl. 23, S. 98, 2, S. 93].

Die hierfür notwendigen strahlenden Elektronenübergänge müssen den Energie- und den Impulserhaltungssatz erfüllen. Wegen des kleinen Impulses $h\nu/c$ des entstehenden Photons darf beim (direkten) Elektronenübergang jedoch nahezu keine Impulsänderung auftreten [vgl. 29, S. 61].

Wie in Abschnitt 2.2 bereits ausgeführt, wird aufgrund des periodischen Potentialfeldes und der Anisotropie des Kristallgitters im Halbleiter die Elektronenbewegung so stark beeinflusst, dass die einnehmbaren Energiezustände eines Elektrons von der Richtung des Impulses bzw. vom Wellenvektor \vec{k} abhängig werden. In ähnlicher Weise können auch die Defektelektronen im Valenzband angesehen werden. Dadurch kann je nach Halbleitermaterial eine Verschiebung des k-Wertes für das absolute Maximum des Valenzbandes zum absoluten Minimum des Leitungsbandes auftreten. Bei Auftreten

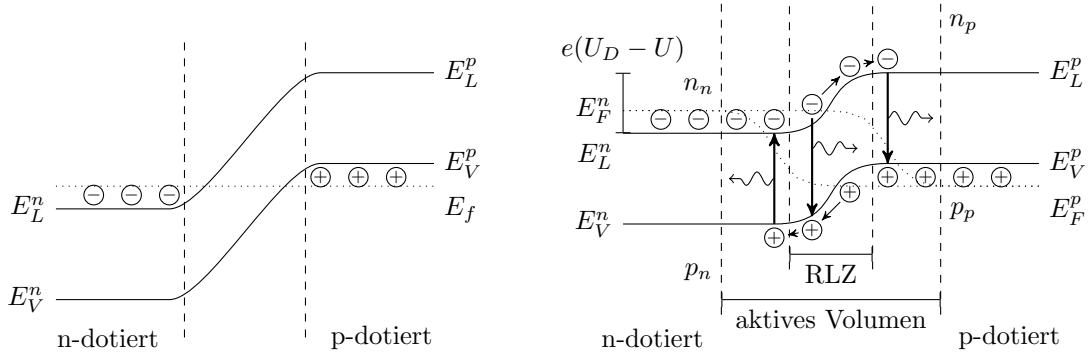


Abbildung 3.1: Entartet dotierter p-n-Übergang ohne und mit angelegter Vorwärtsspannung [vgl. 23, S. 100, 24, S. 280]

einer solchen Verschiebung handelt es sich um einen indirekten Halbleiter, im Gegensatz zum direkten Halbleiter [vgl. 29, S. 61].

Damit die strahlenden Rekombinationsvorgänge möglichst häufig auftreten, wird für LEDs ein p-n-Übergang eines direkten Halbleiters genutzt [vgl. 29, S. 68]. Die hohe Rekombinationsstrahlung des Materials (GaP, GaAs-Mischkristalle) tritt bei der Injektion von Ladungsträgern durch Anlegen einer Flussspannung in unmittelbarer Umgebung der Sperrschicht auf [vgl. 23, S. 99].

In Abbildung 3.1 ist links ein p-n-Übergang eines direkten Halbleiters ohne angelegte Spannung im Sinne des Bändermodells schematisch dargestellt. In diesem bildet sich bei der Verbindung des n-dotierten mit dem p-dotierten Halbleiter in der Übergangszone durch Rekombination der Ladungsträger ein elektrisches Feld aus. Nach dem Rekombinationsvorgang stellt sich im thermischen Gleichgewicht im n-dotierten Gebiet eine Elektronenkonzentration n_n und Löcherkonzentration p_n ein. Diese sind neben der Temperatur auch von den Bandkanten E_L^n und E_V^n abhängig. Eine entsprechende Konzentration bildet sich ebenso auf der Seite des p-dotierten Gebiets aus [vgl. 12, S. 494, 23, S. 99].

$$n_n = n_0 \cdot e^{-\frac{E_L^n - E_F}{k_B T}} \quad p_n = p_0 \cdot e^{-\frac{E_V^p - E_F}{k_B T}} \quad (3.1)$$

$$n_p = n_0 \cdot e^{-\frac{E_L^n - E_F}{k_B T}} \quad p_p = p_0 \cdot e^{-\frac{E_V^p - E_F}{k_B T}} \quad (3.2)$$

Da es sich um das gleiche Halbleitermaterial handelt ist der Bandabstand unabhängig von der Dotierung gleich [vgl. 12, S. 494].

$$E_g = E_L^n - E_V^n = E_L^p - E_V^p \quad (3.3)$$

Daher muss außerhalb der Raumladungszone das Verhältnis der jeweiligen Elektronen- und Löcherdichten gleich sein [vgl. 12, S. 494].

$$n_n p_n = n_p p_p = n_i^2 = \frac{n_0}{p_0} \cdot e^{-\frac{E_g}{k_B T}} \quad (3.4)$$

Kapitel 3 Optoelektronische Halbleiter

Zur Bestimmung der Diffusionsspannung U_D wird der Potentialunterschied der Bandkanten herangezogen [vgl. 12, S. 494].

$$e \cdot U_D = \Delta E_{pot} = E_L^p - E_L^n = E_V^p - E_V^n = k_B T \ln \frac{n_n}{n_p} = k_B T \ln \frac{p_p}{p_n} \quad (3.5)$$

Wenn an den Übergang nun eine äußere Spannung U_a in umgekehrter Richtung zur Potentialdifferenz an der Sperrschicht angelegt wird, dann ändert sich das Verhältnis der Ladungsträger in einem Gebiet des Halbleiters um $\delta n/n$. Damit ergibt sich die Trägerstromdichte $\vec{j}(n)$ durch die Kontaktfläche in Richtung von \vec{C} [vgl. 12, S. 495].

$$\frac{\delta n}{n} = e^{-\frac{e(U_D \pm |U_a|)}{k_B T}} \quad (3.6)$$

$$\vec{j}(n) = \vec{C} \cdot n \cdot e^{-\frac{e(U_D \pm |U_a|)}{k_B T}} \quad (3.7)$$

Aus der Berücksichtigung aller möglichen Arten des Ladungsträgeraustauschs folgt die Gesamtstromdichte j mit der Schwellstromdichte j_S [vgl. 12, S. 495].

$$j = j(n_n) - j(n_p) + j(p_p) - j(p_n) \quad (3.8)$$

$$= (j(n_p) + j(p_n)) \left(e^{\frac{eU_a}{k_B T}} - 1 \right) \quad (3.9)$$

$$= j_S \left(e^{\frac{eU_a}{k_B T}} - 1 \right) \quad (3.10)$$

3.2 Halbleiterlaser

Im Juli 1960 wurde durch Theodore H. Maiman der erste erfolgreiche Betrieb eines durch eine Blitzlampe gepumpten Rubinlasers berichtet [vgl. 12, S. 271]. Dieser war eine Weiterentwicklung des in den 1950er Jahren entwickelten Masers (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) und nutzte die Erkenntnisse von Charles Hard Townes und Arthur L. Schawlow [vgl. 16, S. 862].

Für einen erfolgreichen Laser-Betrieb sind nach Demtröder [vgl. 12, S. 271] drei Komponenten wesentlich:

- eine Energiepumpe zur Energiezufuhr, um den Zustand einer Besetzungsinversion zu erzeugen;
- ein aktives Medium, in dem durch gezielte Energiezufuhr eine Besetzungsinversion erreicht wird. Dabei wird die Besetzungsverteilung $N(E_i)$ größer als $N(E_k)$ eines tieferen Niveaus E_k ;
- ein optischer Resonator. Dieser speichert die vom aktiven Medium emittierte Fluoreszenz in wenigen Moden des Strahlungsfeldes. Damit wird in diesen Moden die Photonenzahl $n \gg 1$ und die induzierte Emission wird viel wahrscheinlicher

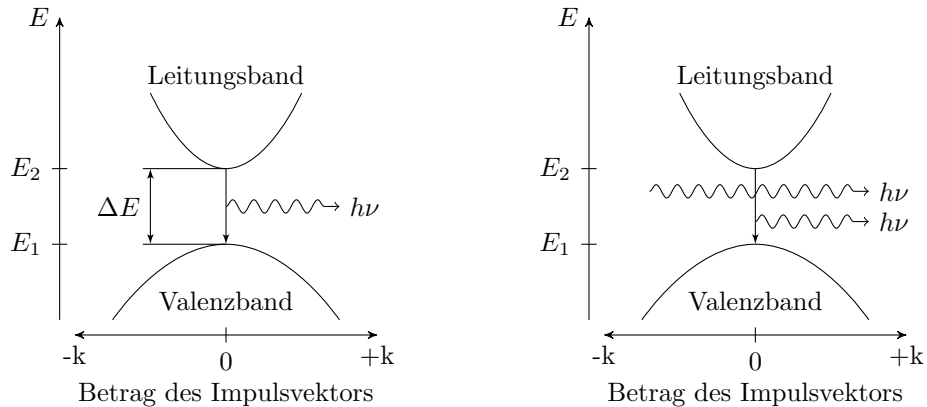


Abbildung 3.2: Spontane und stimulierte Emission im Bändermodell [vgl. 2, S. 97]

als die spontane Emission. Zusätzlich werden die neu emittierten Photonen in das aktive Medium zurückgeführt, womit aus dem Strahlungsverstärker ein Strahlungsozillator wird.

3.2.1 Energiepumpe

Die Anzahl der Elektronen im Valenzband ist im Falle des thermischen Gleichgewichts deutlich größer als diejenige im Leitungsband. In diesem Zustand ist die Absorption eines einfallenden Photons wahrscheinlicher als eine stimulierte Emission eines weiteren Photons. Die zur stimulierten Emission erforderliche Besetzungsinversion wird beim Halbleiterlaser durch die Injektion von Ladungsträgern in ein aktives Kristallvolumen erreicht. Dieses ist, wie bei der Lumineszenzdiode in Abschnitt 3.1, als p-n-Übergang ausgebildet [vgl. 2, S. 97]. Damit entspricht ein Halbleiterlaser, der unterhalb der Stromdichte j_t betrieben wird, einer Lumineszenzdiode [vgl. 8, S. 223] und die Strom-Spannungs-Kennlinie somit einer Shockley-Diode [5, S. 179]. Damit ergibt sich ein exponentieller Anstieg bis zum Schwellstrom I_{th} .

3.2.2 Aktives Medium

Beim Durchtritt einer elektromagnetischen Welle durch ein Medium, wird deren Intensität I wegen der Absorption durch das Medium nach dem Beer-Lambert'schen Absorptionsgesetz abgeschwächt [vgl. 12, S. 272].

$$I(\nu, z) = I(\nu, 0)e^{-\alpha(\nu)z} \quad (3.11)$$

Bei einer Frequenz ν ist der Absorptionskoeffizient $\alpha(\nu)$ einerseits vom Absorptionsquerschnitt $\sigma(\nu)$ abhängig. Zum anderen beeinflussen die Besetzungsdichten N_i, N_k der am

Kapitel 3 Optoelektronische Halbleiter

Absorptionsübergang beteiligten Niveaus ($E_k \rightarrow E_i$) mit den statistischen Gewichten g_i , g_k die Stärke der Absorption [vgl. 12, S. 272].

$$\alpha(\nu) = (N_k - (g_k/g_i)N_i)\sigma(\nu) \quad (3.12)$$

Falls nun eine negative Absorption $\alpha(\nu) < 0$, somit eine Verstärkung, aufgrund von $N_k - (g_k/g_i)N_i < 0$ auftritt, so wird eine durchlaufende Welle entsprechend verstärkt. Diese Umkehr der thermischen Gleichgewichtsverteilung wird als Inversion bezeichnet. Damit handelt es sich nun um ein *aktives Medium*, das die Welle abhängig von der durchlaufenen Distanz z um $e^{-\alpha(\nu)z}$ verstärkt [vgl. 12, S. 272].

Damit diese Besetzungsinversion in einem Halbleiter auftritt, muss für die Fermiverteilung $f(E_L) > f(E_V)$ gelten. In diesem Zustand ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons im Leitungsband höher als im Valenzband. Dies ist genau der umgekehrte Fall des thermischen Gleichgewichts. Bei Berücksichtigung der Quasiferminiveaus E_F^n und E_F^p ergibt sich aus dieser Forderung [vgl. 23, S. 86]:

$$E_F^n - E_F^p = \Delta E_F = h\nu > E_L - E_V = E_g \quad (3.13)$$

Da zusätzlich im Übergangsbereich einer p-n-Sperrschicht mit angelegter Spannung die Gleichung [vgl. 23, S. 164, 29, S. 63]

$$e \cdot U \lesssim (E_F^n - E_F^p) \quad (3.14)$$

gilt, kann die Bedingung für die Besetzungsinversion für einen Halbleiter mit [vgl. 23, S. 164]

$$E_F^n - E_F^p > E_g \approx e \cdot U \quad (3.15)$$

angegeben werden.

3.2.3 Optischer Resonator

Als nächster Schritt wird das verstärkende Medium in einen optischen Resonator eingebracht. Hierdurch können spontan emittierte Photonen den Prozess der stimulierten Emission auslösen und die Eigenschwingungen des Resonators anregen. Diese Selbsterregung tritt genau dann auf, wenn die Welle der Eigenschwingung nach einem Durchlauf so verstärkt wurde, dass die entstandenen Verluste ausgeglichen werden konnten. Diese Verluste beinhalten die Absorption und Streuung im aktiven Medium sowie durch Transmission und Absorption der Spiegel und die an ihren Rändern auftretende Beugung [vgl. 29, S. 54].

Ein entsprechend angeregtes Medium kann zu einem $\alpha < 0$ führen und es ergibt sich eine längenabhängige Intensitätsverstärkung. In einem Resonator mit zwei planparallelen Spiegeln, die in einem Abstand der Länge L zueinander angeordnet sind, ist

Kapitel 3 Optoelektronische Halbleiter

ein vollständiger Durchlauf nach zweimaliger Reflexion abgeschlossen. Damit kann die Verstärkung $G(\nu)$ über einen Weg der Länge $2L$ angegeben werden. Die Berücksichtigung der Verluste pro Resonatorumlauf, die durch die Transmission an den Spiegeln, Absorption, Streuung und Beugung auftreten, erfolgt durch den Verlustkoeffizienten γ [vgl. 12, S. 272].

$$G(\nu) = \frac{I(\nu, 2L)}{I(\nu, 0)} = e^{-\alpha(\nu)2L - \gamma} \quad (3.16)$$

Für den Laserbetrieb soll nun genau die Verstärkung durch das aktive Medium größer werden als die auftretenden Verluste. Diese Forderung ist erfüllt, wenn $G(\nu) \geq 1$ ist [vgl. 12, S. 272].

$$G(\nu) = e^{-\alpha(\nu) \cdot 2L - \gamma} \geq 1 \quad (3.17)$$

$$0 \leq -\alpha(\nu) \cdot 2L - \gamma = -2L(N_k - (g_k/g_i)N_i) \cdot \sigma(\nu) - \gamma \quad (3.18)$$

Daraus lässt sich der Schwellwert ΔN_{Schw} für die minimal notwendige Inversionsdichte bestimmen [vgl. 12, S. 273].

$$\Delta N_{Schw} = \frac{\gamma}{2L \cdot \sigma(\nu)} \leq (g_k/g_i)N_i - N_k \quad (3.19)$$

Zusätzlich muss im Laserbetrieb, wenn der Schwellwert erreicht wurde, die Bedingung, dass die Welle nach zweimaligem Umlauf in Phase und Amplitude gleich ist, erfüllt sein. Falls dies nicht der Fall ist, würde dies zu destruktiver Interferenz führen. Daher kann zusammen mit der Wellenzahl k , die die Länge einer vollständigen Schwingung in einem Medium mit dem Brechungsindex n darstellt, ein Phasenunterschied $\Delta\phi$ mit einem ganzzahligen Vielfachen l von 2π angesetzt werden [vgl. 30, S. 851].

$$\Delta\phi = 2L \cdot k = l2\pi \quad k = n \frac{2\pi}{\lambda} \quad (l = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.20)$$

Dies kann auch als Bedingung für die Wellenlänge λ oder die Frequenz ν ausgedrückt werden [vgl. 30, S. 851].

$$\lambda = \frac{n2L}{l} \quad \nu = l \frac{c}{n2L} \quad (3.21)$$

Damit können sich bei einer bestimmten Resonatorlänge nur die durch l bestimmten diskreten Wellenlängen ausbreiten. Diese werden als longitudinale Lasermode bezeichnet und treten in einem Frequenzabstand $\Delta\nu$ beziehungsweise Wellenlängenabstand $\Delta\lambda$ auf [vgl. 23, S. 183].

$$\Delta\nu = \nu_l - \nu_{l-1} = (l - (l-1)) \frac{c}{n2L} = \frac{c}{n2L} \quad (3.22)$$

$$\Delta\lambda = \lambda_l - \lambda_{l+1} = \frac{\lambda^2}{2Ln \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right)} \approx \frac{\lambda^2}{2Ln} \quad (3.23)$$

Kapitel 3 Optoelektronische Halbleiter

Für eine möglichst allgemeine Betrachtung des Resonators werden Differentialgleichungen für die Besetzungszahlen der beteiligten Zustände und die Energie der Eigenschwingungen des Resonators angesetzt. Diese beschreiben die zeitlichen Zu- und Abgänge der Energiebilanz und werden daher als Bilanzgleichungen bezeichnet [vgl. 29, S. 54]. Die erste Bilanzgleichung der Elektronenpopulation ergibt sich aus dem rechten Teil der Gleichung 2.34. Da es sich um ein aktives Medium handelt, muss diese noch um die durch die Energiepumpe zugeführten Ladungsträger $N_i R$ ergänzt werden.

$$\dot{N}_i = N_i R - A_{ik} N_i - B_{ik} \cdot \omega_\nu(\nu) \cdot N_i \quad (3.24)$$

Im Falle des Halbleiterübergangs handelt es sich bei dem Zustand E_i mit der Zustandsdichte N_i um das Leitungsband. Die Ladungsträgerinjektion erfolgt über die Injektionsstromdichte j in eine aktive Zone mit der Dicke d . Das Absinken der Trägerdichte n entsteht einerseits durch spontane Übergänge der Ladungsträger mit einer Wahrscheinlichkeit $A_{ik} = 1/\tau_{sp}$ und andererseits durch stimulierte Emission [vgl. 23, S. 170]. Zur Berücksichtigung der nicht strahlenden Rekombination aufgrund von Auger-Prozessen und Störstellen im verbotenen Bandbereich wird statt der spontanen Emissionswahrscheinlichkeit τ_{sp} eine effektive mit τ_{eff} eingeführt [vgl. 15, S. 167].

Die induzierte Emissionsrate ist proportional zum Einstein-Koeffizienten B_{ik} der stimulierten Emission, zur Trägerdichte n und zur spektralen Energiedichte des Strahlungsfeldes. Eine Photonenkonzentration $p(\nu)/V$ im Volumen V der aktiven Zone und der Energie $h\nu$ besitzen eine spektrale Energiedichte $p(\nu)/V \cdot h\nu$ [vgl. 23, S. 170]. Dieser letzte Term ergibt sich äquivalent aus den Betrachtungen des Abschnitts 2.3 und der Definition der spektralen Energiedichte $\omega_\nu(\nu)$. Zusammenfassend kann das Verhalten der Elektronendichte im Leitungsband n in der folgenden Bilanzgleichung formuliert werden. Zur vereinfachten Notation wird die spektrale Energiedichte der Photonen durch n_{ph} dargestellt [vgl. 23, S. 170, 20, S. 350, 8, S. 237].

$$\dot{n} = \frac{j}{ed} - \frac{n}{\tau_{eff}} - B_{ik} \cdot n_{ph} \cdot n \quad (3.25)$$

Die zeitliche Änderung der Photonenkonzentration n_{ph} in den Lasermoden

$$\dot{n}_{ph} = -\frac{n_{ph}}{\tau_{ph}} + \frac{n}{\tau_{eff}} \gamma + B_{ik} \cdot n_{ph} \cdot n \quad (3.26)$$

sinkt durch die endliche Lebensdauer τ_{ph} der Photonen. Gleichzeitig bewirken die spontanen strahlenden Übergänge mit der Wahrscheinlichkeit $1/\tau_{eff}$ eine Erhöhung der Photonenanzahl. Mit dem Faktor γ wird der Umstand berücksichtigt, dass nicht jeder spontan strahlende Übergang zur jeweiligen Mode beiträgt [vgl. 23, S. 170].

Dieses System gekoppelter Differentialgleichungen kann zur Beschreibung der Modulationseigenschaften [8, S. 237, 29, S. 55] sowie zur Erklärung der homogenen Linienverbreiterung [29, S. 56] herangezogen werden. Zur Beschreibung der stationären Bedingungen lassen sich die Gleichungen in einem Arbeitspunkt bei verschwindenden Ableitungen lösen und liefern die Grundlage für die Herleitung des in Abschnitt 3.2.4 vorgestellten Verhaltens [vgl. 15, S. 185]

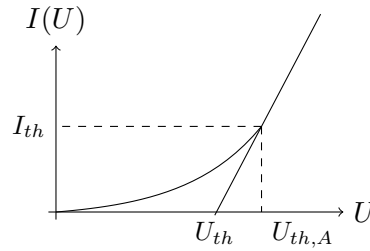


Abbildung 3.3: Idealisierte Widerstandskennlinie einer Laserdiode [5, S. 179]

3.2.4 Stationäres Verhalten

Das Widerstandsverhalten einer Laserdiode ist zur Veranschaulichung schematisch in Abbildung 3.3 graphisch dargestellt. Ab dem Erreichen der Laserschwelle steigt die Kennlinie linear mit dem Strom an. Die Laserschwelle bzw. das Überwiegen der stimulierten Rekombination tritt ab der Spannung $U_{th} \approx W_g/e$ ein, bei welcher die Spannung ausreichend groß zur Überwindung der Bandlücke W_g für ein Elektron mit der Ladung e wird. Damit ist der Abstand der Quasiferminiveaus größer als die Bandlücke und alle durch eine Stromerhöhung zusätzlich eingebrachten Ladungsträger werden in stimuliert emittierte Photonen umgesetzt [vgl. 5, S. 179]. Die Steigung in diesem Bereich der Kennlinie wird durch den Widerstand R_S beeinflusst. Dieser Serienwiderstand in der Ersatzschaltung der realen Diode berücksichtigt den Wirkwiderstand der Zuleitungen, der Kontakte und der Halbleitergebiete außerhalb der Diffusionszonen [vgl. 5, S. 53].

$$U_A(I) = \begin{cases} U_T \ln \left(\frac{I}{I_S} + 1 \right) + R_S I & I < I_{th} \\ U_{th} + R_S I = U_{th,A} + R_S (I - I_{th}) \approx \frac{W_g}{e} + R_S I & I > I_{th} \end{cases} \quad (3.27)$$

3.2.5 Aufbau

Die Grundlage für einen Halbleiterlaser bildet ein p-n-Übergang. Durch Anlegen einer Vorwärtsspannung werden in den dotierten Halbleiterzonen Elektronen aus dem n-Gebiet in das p-Gebiet injiziert und die dadurch entstehenden Löcher in umgekehrter Richtung. Durch die darauf einsetzende spontane (strahlende) Rekombination entsteht der Effekt der Lumineszenz. Der Grenzbereich, in dem die optische Verstärkung auftritt, wird als aktive Zone bezeichnet [vgl. 24, S. 279].

Der optische Resonator wird durch die parallelen Grenzflächen des Halbleiterkristalls gebildet. Da der Brechungsindexunterschied an den Auskoppelflächen mit $n \approx 3,5$ und die daraus resultierende Reflektivität $R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \approx 0,31$ relativ groß ist, ist eine zusätzliche Verspiegelung nicht notwendig [vgl. 24, S. 280].

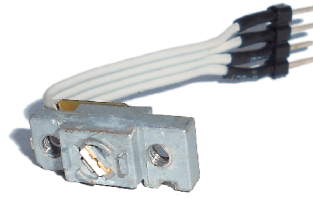


Abbildung 3.4: Combo-CD/DVD-Laserdiode inkl. Kühlkörper (aus SF-HD68V2)

Zur Realisierung von Halbleiterlasern werden vorwiegend verschiedene Mischverbindungen aus der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems der Elemente verwendet. Diese werden als III-V-Verbindungen bezeichnet und beinhalten beispielsweise $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$ und $Al_xGa_{1-x}As$. Zusätzlich werden auch II-VI-Verbindungen genutzt. Die Variablen x und y in den Summenformeln beeinflussen maßgeblich die elektrischen und optischen Eigenschaften der Materialien. Von besonderem Interesse ist hierbei der Brechungsindex n , die Bandlücke E_g und ob es sich um einen direkten oder indirekten Halbleiter handelt. Beispielsweise ist $Al_xGa_{1-x}As$ für $0 \leq x < 0.38$ ein direkter Halbleiter und hat näherungsweise eine Bandlücke E_g sowie einen Brechungsindex n von [vgl. 24, S. 283, 15, S. 148]

$$E_g \approx 1,424 + 1,247 \cdot x \quad [E_g] = \text{eV} \quad (3.28)$$

$$n \approx 3,59 - 0,71 \cdot x + 0,0091 \cdot x^2 \quad (3.29)$$

In Abbildung 3.4 sind in einem Gehäuse kombiniert eine Photodiode sowie CD- und DVD-Laserdioden zu sehen. Weiters sind auch die vier Pole des Flachbandkabels und der Kühlkörper sichtbar. Diodenlaser unterliegen einer starken Temperaturabhängigkeit und ändern dahingehend ihre elektrischen und optischen Eigenschaften. Empirisch wurde eine Abhängigkeit des Schwellstroms I_{th} von der absoluten Temperatur T festgestellt, wobei T_0 eine materialspezifische Temperatur darstellt [5, S. 172]. I_0 gibt somit den Schwellstrom bei 0 K an.

$$I_{th}(T) = I_0 \cdot e^{\frac{T}{T_0}} \quad (3.30)$$

Somit ändert sich bei gleichbleibendem Versorgungsstrom durch eine Temperaturänderung, aufgrund des Schwellstroms, auch die Strahlungsleistung. Um dennoch eine konstante Strahlungsabgabe gewährleisten zu können, ist die Verwendung einer Photodiode im gleichen Gehäuse eine häufig anzutreffende Konfiguration bei Laserdioden mit geringer Strahlungsleistung [vgl. 21]. Dies wurde bei allen untersuchten Laufwerken bei Vorhandensein einer integrierten Photodiode durch eine einfache Rückkopplung des Photodiodenstroms zur Steuerung des Laserdiodenstroms erreicht.

3.3 Photodiode

Die einfachste Realisierung einer Photodiode auf Basis des Sperrschichteffekts ist ein einfacher p-n-Übergang. In diesem wird aufgrund der eingestrahlten Strahlungsleistung ein Strom I_{ph} induziert. Das Verhältnis des Stroms zur optischen Leistung P_{opt} wird als *spektrale* Empfindlichkeit R_i bezeichnet, da diese von der Wellenlänge λ abhängig ist [5, S. 197].

$$R_i(\lambda) = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \quad (3.31)$$

Die Widerstandskennlinie eines p-n-Übergangs genügt der von Shockley berechneten Shockley-Diodengleichung. Hierin berücksichtigt die Temperaturspannung $U_T = k_B T / e$, mit der Boltzmann-Konstante k_B und der Elektronenladung e , den von der absoluten Temperatur T abhängigen Verlauf [vgl. 5, S. 52, 27, S. 6]. Der Sättigungssperrstrom I_s beschreibt den im Sperrbereich auftretenden Strom von ungefähr 10^{-12} A. . . 10^{-6} A [vgl. 27, S. 5].

$$I(U) = I_s \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right) \quad \text{für } U \geq 0 \quad (3.32)$$

Genau genommen gilt diese idealisierte Kennlinie nicht für negative Betriebsspannungen, allerdings stimmt sie qualitativ mit dem Verhalten überein, dass in dieser Betriebsart ein kleiner negativer Strom fließt. Dieser ist jedoch im allgemeinen größer als $I = -I_s$ [vgl. 27, S. 6]. In Verbindung mit diesen Eigenschaften ergibt sich die elektrische Kennlinie einer p-n-Photodiode zu [5, S. 198]

$$I(U) = I_s \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right) - R_i(\lambda) P_{opt} \quad (3.33)$$

Hierzu sind in Abbildung 3.5 die Widerstandskennlinien bei stärker werdender optischer Leistung aufgetragen. Die eingezeichneten drei Quadranten stellen die Betriebsarten einer Photodiode dar. Im ersten Quadranten wird diese in Durchlassrichtung mit einer positiven Vorspannung betrieben und arbeitet daher als Photosensor bzw. strahlungsgesteuerter Widerstand. Die Ausgangsspannung entspricht dem Logarithmus der einfallenden Strahlungsleistung [vgl. 23, S. 238]. Wird hingegen eine negative Vorspannung angelegt und daher der Sperrbetrieb erzwungen, befindet sie sich im Betriebsbereich des dritten Quadranten. Dort arbeitet sie als Photostromgenerator und der entstehende Strom ist zur eingestrahlten Leistung proportional. Im vierten Quadranten ohne angelegte Vorspannung arbeitet die Photodiode als Solarzelle im photovoltaischen Betrieb.

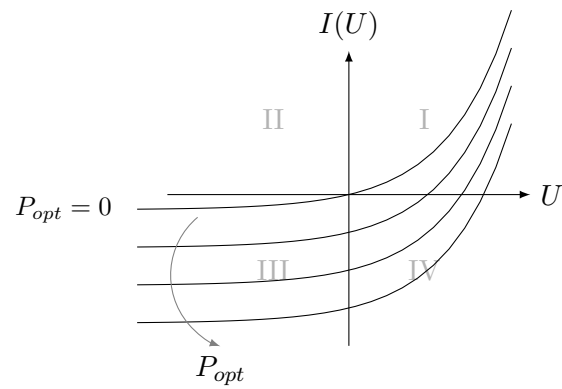


Abbildung 3.5: Idealisierte Widerstandskennlinie einer p-n-Photodiode [5, S. 198]

Kapitel 4

Implementierung der Messungen

In diesem Abschnitt wird die Konzeption des Messaufbaus schrittweise erarbeitet. Hierzu fließen teilweise Erkenntnisse, Erfordernisse und Erklärungen aus einer Projektarbeit [17] am Institut für Regelungstechnik der Technischen Universität Graz ein.

Bei dem verwendeten Messsystem handelt es sich um die Datenerfassungs- und Steuerungskarte National Instruments PCI 6251 (PCI Multi IO - V1) mit 2 Analogausgängen. Daraus resultiert als Anforderung, dass die Realisierung lediglich zwei analoge Ausgänge benötigen darf, damit dieses System genutzt werden kann.

Der Versuchsaufbau ist überblicksweise in Abbildung 4.1 dargestellt. Die zu vermessende Laserdiode wird mit einer Konstantstromquelle betrieben und die an ihr abfallende Spannung sowie der zugeführte Strom zur digitalen Erfassung bereitgestellt. Zusätzlich wird der Photostrom einer eventuell vorhandenen, in die Laserdiode integrierten, Photodiode erfasst. Um die Temperatur beim Betrieb konstant zu halten, kommt eine Temperaturregelung zum Einsatz, bei der die Solltemperatur vorgegeben werden kann. Gleichzeitig wird die aktuelle Temperatur zur Abnahme bereitgestellt. Zur Bestimmung der abgestrahlten Leistung der Laserdiode wird eine Photodiode mit einer passenden Verstärkerschaltung verwendet.

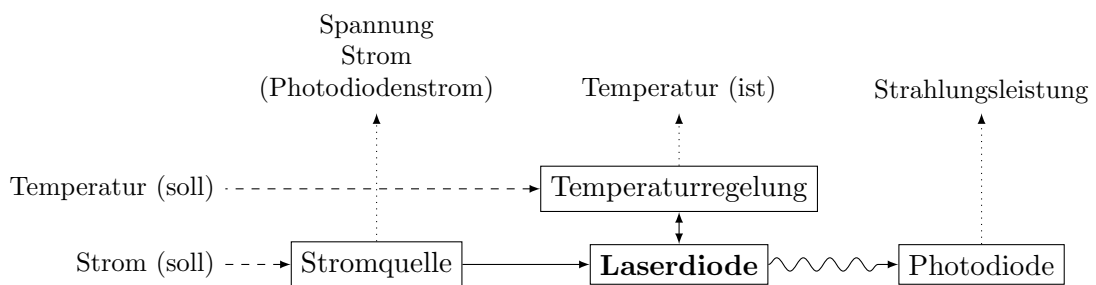


Abbildung 4.1: Überblick über den Versuchsaufbau

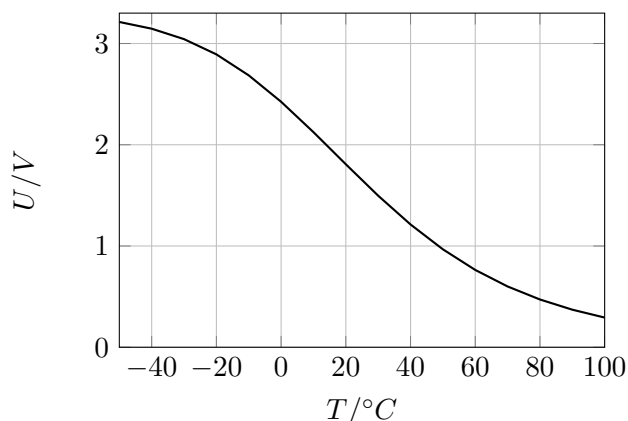


Abbildung 4.2: Spannungsteiler mit Thermistor DLA97013P (103HT) bei 3,3 V Versorgungsspannung

4.1 Temperaturregelung

Um eine gezielte Einstellung der thermischen Eigenschaften der getesteten Laserdiode zu erreichen, wird ein als Analogregelkreis entworfener Temperaturregler verwendet. In diesem wird die aktuelle Temperatur mittels eines Thermistors erfasst und nach Vergleich mit dem vorgegebenen Sollwert ein entsprechender Wärmetransport durch ein Peltier-Element durchgeführt. Als Steuergröße ist dazu lediglich ein analoger Ausgang der Messeinrichtung notwendig.

Zur Temperaturmessung wird ein SMD-Thermistor der Reihe DLA97013P (103HT) eingesetzt. Dieser bildet einen Spannungsteiler mit einem $10\text{ k}\Omega$ -Widerstand, an dem eine zur Temperatur proportionale Spannung abfällt. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.2 für eine Spannungsversorgung von $3,3\text{ V}$ dargestellt. Es ist gut ersichtlich, dass im relevanten Temperaturbereich um die Raumtemperatur ein nahezu linearer Zusammenhang zur messbaren Spannung besteht. Zur Temperatureinstellung dient ein Peltier-Element vom Typ TEC1-01703.

Die Schaltung zur Temperaturregelung entspricht im Wesentlichen der von Horowitz & Hill [18, S. 105] vorgestellten. In der Eingangsstufe in Abbildung 4.3 wird zunächst die Differenz von Ist- und Solltemperatur gebildet. Dazu wird der Thermistor an den Eingang $JP1$ angeschlossen und bildet damit über den $10\text{ k}\Omega$ -Widerstand $R4$ den temperaturabhängigen Spannungsteiler am nicht-invertierenden Eingang des Differenzverstärkers. Die Solltemperatur wird über den invertierenden Eingang $JP2$ vorgegeben. Durch die verwendete Differenzverstärkerstufe mit einer hochohmigen Quelle in Form eines Stromspiegels als Kollektorwiderstand wird eine hohe Differenzverstärkung erreicht [vgl. 27, S. 377]. Damit bewirken bereits kleine Temperaturdifferenzen eine hohe Aussteuerung. Zusätzlich wird durch den Stromspiegel im Emitterzweig eine kleine, negative Gleichtaktverstärkung und damit eine gute Gleichtaktunterdrückung erreicht.

Die so gewonnene Differenzspannung wird über die Kollektorschaltung in Abbildung 4.4 in einen zu ihr proportionalen Strom gewandelt, um eine geringe Rückwirkung auf den Differenzverstärker zu gewährleisten. Um den hohen Leistungsbedarf des Peltier-Elements bereitstellen zu können, wird als Endstufe ein Motortreiber eingesetzt. Über den Stromspiegel wird für den hierzu erforderlichen Vollbrückenbetrieb des Treibers TLE4202 noch ein invertiertes Signal generiert.

Der Motortreiber-Baustein TLE4202-B kann bis zu 2 A als Stromquelle bzw. -senke an seinen Ausgängen $Q1$ und $Q2$ bereitstellen [28]. In Abbildung 4.5 sind die beiden Differenz-Eingänge $I1 - I3$ und $I2 - I3$ zu sehen, die durch das zuvor gewonnene differentielle Signal angesteuert werden. Zur Strombegrenzung für das niederohmige Peltier-Element wurden die Hochleistungs-Vorwiderstände ($R5 - R9$) eingefügt und die transienten Spannungsspitzen werden durch die Boucherot-Glieder $C2$, $R13$ und $C3$, $R14$ gefiltert. Für die visuelle Funktionsüberprüfung sind zusätzlich noch die antiparallel geschalteten LEDs $D1$ und $D2$ enthalten.

Der Temperatur-Regelkreis wird über die thermische Kopplung des Thermistors mit dem Peltier-Element geschlossen. Die Bestückungsseite der fertig aufgebauten Schaltung ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

4.2 Laserdiodenansteuerung

Durch den steilen Verlauf der Widerstandskennlinie einer Diode [27, S. 5] ist der Laserdiode ein möglichst konstanter Strom einzuprägen. Da zusätzlich die Spannung mit der Temperatur variiert, sollte der Ausgangswiderstand der Stromquelle möglichst hoch sein. Weiters soll die Steuerung des Ausgangsstroms über einen hochohmigen Eingang erfolgen, um die Anbindung an das digitale Steuersystem nicht zu überlasten. Weiters besitzen Laserdioden eine hohe Sensibilität gegenüber Überspannungen und Rückwärtsbetrieb (typ. 2 V). Optimalerweise sollte auch die Temperaturstabilität möglichst hoch sein.

In Abbildung 4.7 ist das Schaltbild der Konstantstromquelle zur Ansteuerung der Laserdiode zu sehen. Die vorgestellte Schaltung erreicht durch Verwendung einer Emitterschaltung mit Stromgegenkopplung am Steuereingang einen verhältnismäßig hohen Eingangswiderstand, der maßgeblich durch den Stromverstärkungsfaktor des Transistors und den Emitterwiderstand R_E bestimmt wird [27, S. 145,115]. Dies ergibt sich aufgrund des im Normalbetrieb vernachlässigbar kleinen Basisstroms, der ungefähr um den Faktor $B \approx 200$ kleiner als der Kollektorstrom ist. Der Kollektorstrom soll hierbei im Bereich von 0 mA... 50 mA steuerbar sein. Damit ergibt sich für den Eingangswiderstand im Normalbetrieb

$$R_e = \frac{U_e}{I_B} \approx \frac{U_{BE} + I_C R_E}{I_C / B} = B \left(\frac{U_{BE}}{I_C} + R_E \right) \quad (4.1)$$

Der Eingangswiderstand liegt damit bei mindestens $R_E B \approx 100 \Omega \cdot 200 = 20 \text{ k}\Omega$ zuzüglich eines vom Kollektorstrom abhängigen Summanden. Als Arbeitswiderstand

Kapitel 4 Implementierung der Messungen

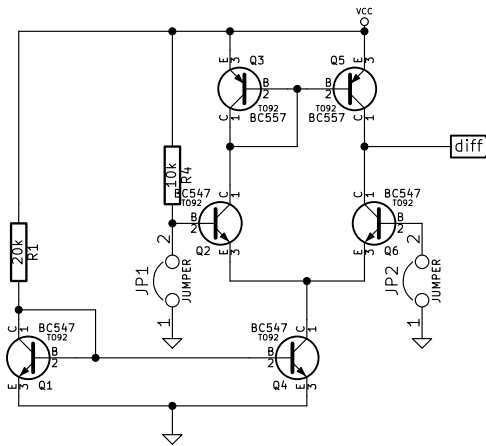


Abbildung 4.3: Eingangsstufe der Temperaturregelung

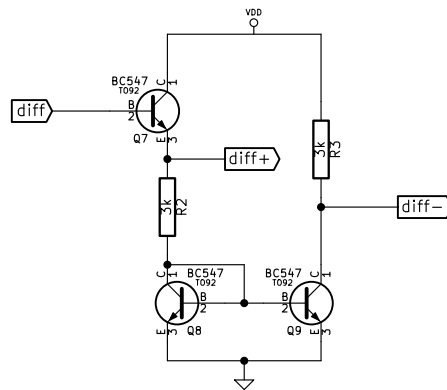


Abbildung 4.4: Signalanpassung für die Ausgangsstufe der Temperaturregelung

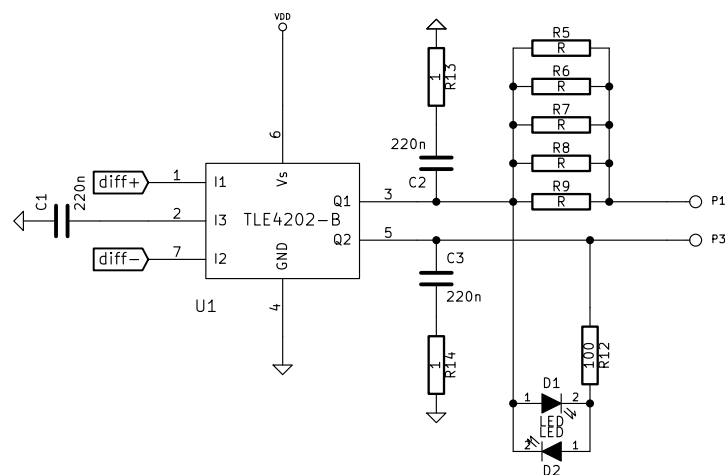


Abbildung 4.5: Ausgangsstufe der Temperaturregelung



Abbildung 4.6: Aufgebaute Temperaturregelung

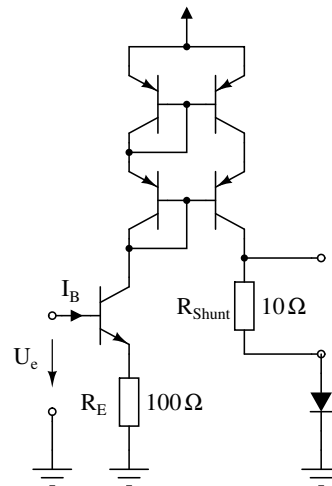


Abbildung 4.7: Schaltbild der Laserdiodenkonstantstromquelle

für den Eingangstransistor dient der niederohmige Eingang des Stromspiegels. Die hochohmige Abgabe des erzeugten Stroms an die Last erfolgt durch einen p-n-p-Kaskode-Stromspiegel [27, S. 328]. Eine weitere wichtige Eigenschaft dieser Anordnung ist die Unterdrückung von Spannungsspitzen am Ausgang, da der Kaskode-Stromspiegel kein Überschwingen in der Sprungantwort aufweist bzw. als Tiefpassfilter wirkt [27, S. 337].

Insgesamt ergibt sich damit eine Spannungs- zu Stromwandlung, die kombiniert mit einer kapazitiven Filterung der Versorgungsspannung eine Beschädigung einer Laserdiode als Verbraucher sehr unwahrscheinlich macht.

4.3 Strahlungsleistungsmessung

Die Messung der abgegebenen optischen Strahlungsleistung ist zur Bestimmung des Betriebsbereichs einer Laserdiode unerlässlich. Da bei einer unbekanntem Laserdiode

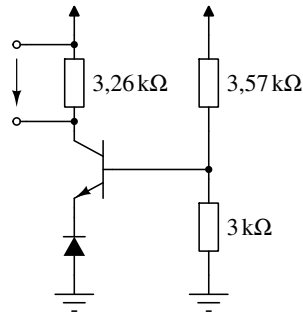


Abbildung 4.8: Schaltbild des Impedanzwandlers für die Photodiode

keine integrierte Photodiode vorausgesetzt werden kann, ist eine externe Referenzmessung für den Versuchsaufbau wichtig. Dies kann auch zu Vergleichszwecken hilfreich sein. Dazu soll die gemessene optische Leistung in Form einer hierzu proportionalen Spannung erfasst werden.

Eine Photodiode liefert, wenn sie im Sperrbereich betrieben wird, einen zur Bestrahlungsstärke E proportionalen Strom [23, S. 238]. Um diesen Betrieb über einen weiten Bereich zu ermöglichen, wird ein Transimpedanzverstärker bzw. Strom-Spannungswandler [27, S. 166] in Form der Anordnung in Abbildung 4.8 verwendet. Hierbei wird über den Spannungsteiler an der Basis (rechts) eine konstante Betriebsspannung für die Photodiode in der Größenordnung von

$$U_{Diode} = U_{Vcc} \frac{3 \text{ k}\Omega}{3 \text{ k}\Omega + 3,57 \text{ k}\Omega} - U_{BE} \quad (4.2)$$

bereitgestellt. Damit ist sichergestellt, dass die Photodiode als Photostromgenerator arbeitet und im dritten Quadranten ihrer Kennlinie betrieben wird (siehe Abschnitt 3.3). Im Normalbetrieb, solange der Spannungsabfall an der Diode nicht U_{Diode} übersteigt, wird der Photostrom unverändert zum Lastwiderstand (links oben) übertragen und kann über die hierdurch entstehende Spannung am Widerstand bestimmt werden.

Zur Anwendung gelangt hierbei eine russische Photodiode „FD-9“, deren vermutliche Kennwerte in Tabelle 4.1 angeführt sind. Eine Abschätzung für die Empfindlichkeit S bei einer Wellenlänge von 780 nm wurde durch eine Referenzmessung mit dem optischen Leistungsmessgerät HP HP8152A bewerkstelligt. Dazu wurde die Photodiode im Sperrbereich betrieben und die zum Photostrom proportionale Spannung über einen 3,26 kΩ-Widerstand erfasst. Zusätzlich wurde, bei unterschiedlichen Bestrahlungsstärken durch eine Laserdiode, die optische Leistung durch das Messgerät bestimmt. Die Messpunkte sind in Tabelle 4.2 angeführt. Dabei ergab sich eine mittlere Empfindlichkeit von ungefähr $0,613 \text{ A W}^{-1}$.

Material	Ge	
spektrale Empfindlichkeit	0,4 . . . 1,8	μm
maximale Empfindlichkeit	1,5	μm
integrale Empfindlichkeit	17	mA lm^{-1}
Dunkelstrom	10	μA
Zeitkonstante	120	ns
Spannungsversorgung	10	V

Tabelle 4.1: Vermutliche Parameter der Photodiode FD-9 [25]

V_{ph} V	P_{opt} mW	I_{ph} μA	S A/W
0,0134	$5,55 \times 10^{-3}$	4,110	0,741
0,0202	$9,52 \times 10^{-3}$	6,196	0,651
0,028	$15,77 \times 10^{-3}$	8,589	0,545
3,68	2,322	1129	0,487
2,09	1,002	641,1	0,640

Tabelle 4.2: Vergleichsmessung bei 780 nm der Photodiode FD-9 mit dem optischem Leistungsmessgerät HP8152A

4.4 Messaufbau

Der Messaufbau (Abbildung 4.9) besteht aus der Datenerfassungs- und Steuerungskarte Sensoray Model 626 mit der Platine MultiQ-PCI von Quanser als Anschlussystem. Damit wird der Temperaturregler, die Konstantstromquelle für die Laserdiode und die Photodiode zur Messung der Strahlungsleistung angesteuert und ausgelesen. Zur Ansteuerung des Datenerfassungssystems wird ein Simulink-Modell genutzt. Dadurch können die, während des Messvorgangs aufgenommenen, Werte dargestellt und nachfolgend gespeichert werden.

Die Laserdiode, der Thermistor zur Temperaturmessung und die gegenüber angeordnete Photodiode sind in Abbildung 4.10 zu sehen. Für die Laserdiode werden die Eingänge 0-2 genutzt um Spannungsabfall, Strom und den Spannungsabfall über einen 10Ω -Widerstand einer eventuell vorhandenen internen Photodiode zu messen. Der von der externen Photodiode abgegebene Photostrom wird über den Transimpedanzverstärker in eine zu ihm proportionale Spannung gewandelt und über Eingang 3 aufgenommen. Wie in Abbildung 4.9 zu erkennen ist, wird der Verstärker und die Konstantstromquelle für die Laserdiode über eine getrennte Stromversorgung betrieben. Der Spannungsabfall am Thermistor dient gleichzeitig als Eingang für die Temperaturregelung und wird über Eingang 4 (rot-graues Kabel) erfasst.

Die Steuerung des Laserdiodenstroms erfolgt über Ausgang 0 (rot-weißes Kabel). Die Konstantstromquelle liefert über eine Steuerspannung im Bereich von ca. $0,7\text{V} \dots 4\text{V}$

Kapitel 4 Implementierung der Messungen

einen konstanten Strom im Bereich von ca. 0 mA... 50 mA an die Laserdiode. Die Temperatur wird über den analogen Ausgang 1 (orange-weißes Kabel) gesteuert und der Regler hält diese bei Raumtemperatur in einem Bereich von ca. 22,5 °C... 35 °C konstant, als Antwort auf eine Eingangsspannung von ca. 1,83 V... 1,43 V.

Zur Erfassung des abgestrahlten Spektrums wurde ein optischer Spektrumanalysator des Typs Anritsu MS9710A [22] eingesetzt. Der Aufbau in Abbildung 4.11 entspricht dabei weitestgehend der Darstellung in Abbildung 4.1, wobei zur Erfassung ein Glasfaserkabel mit einer Kollimatorlinse eingesetzt wurde, um den Anschluss an die FC/PC-Schnittstelle des Analysators umzusetzen. Weiters wurde die Ansteuerung und Erfassung nicht mit der beschriebenen Datenerfassungskarte vorgenommen, sondern mit Labornetzteilen und Multimetern umgesetzt. Der Spektrumanalysator ermöglicht durch seinen Messbereich von 600 nm... 1750 nm eine Vermessung aller im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Halbleiterlaser mit einer spektrale Auflösungsgenauigkeit von bis zu 0,07 nm, die auch eine Untersuchung der Linienbreite gestattet [siehe 22, A-2].

Kapitel 4 Implementierung der Messungen

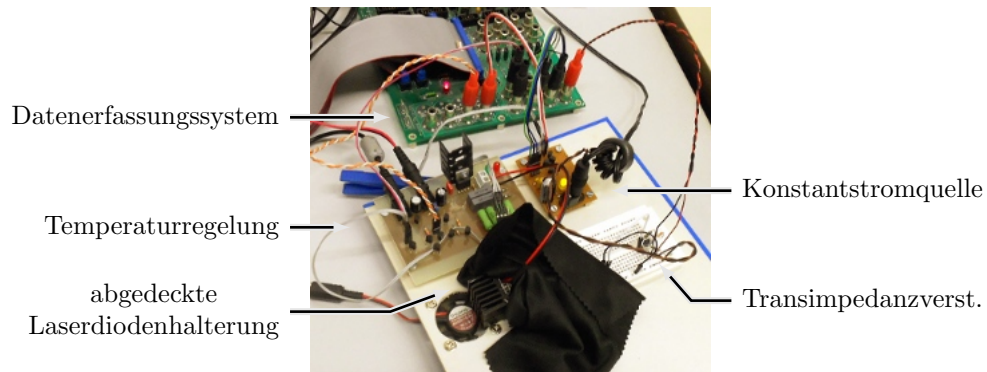


Abbildung 4.9: Übersichtsbild des Messaufbaus

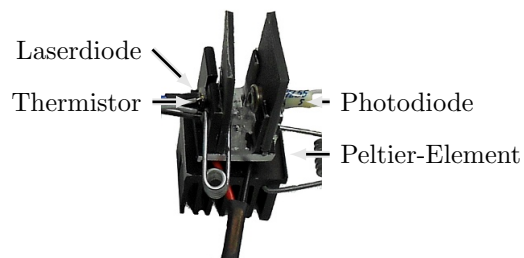


Abbildung 4.10: Großaufnahme der Laserdiodenhalterung mit Kühlkörper

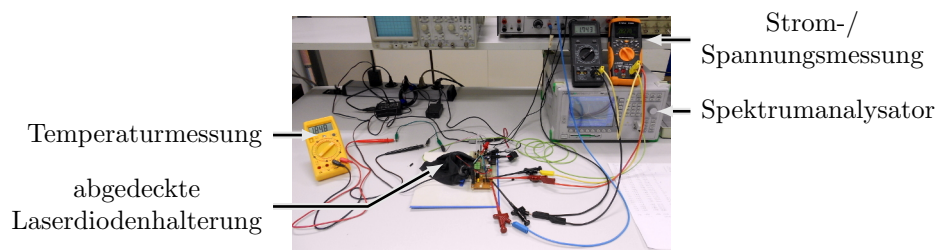


Abbildung 4.11: Messaufbau für die spektrale Leistungsdichtemessung

Kapitel 5

Messergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Laserdioden untersucht. Einerseits wurde aus dem Pickup Head TZA1020HP eines Medion MD9898 CD-RW-Laufwerks (Nov. 1999) eine Laserdiode extrahiert. Diese besitzt keine integrierte Photodiode und es konnten daher nur die optischen Messwerte der Photodiode des Messaufbaus aufgenommen werden. Andererseits wurde aus dem Lesekopf SF-HD68V2 eines LG GDR-H30N DVD-ROM-Laufwerks (Aug. 2007) eine kombinierte CD/DVD-Laserdiode (Abbildung 3.4) ausgebaut. Diese besitzt ferner eine interne Photodiode, die zur Bestimmung der optischen Ausgangsleistung herangezogen wurde. Da essentielle Vorarbeiten im Rahmen einer Projektarbeit [17] am Institut für Regelungstechnik der Technischen Universität Graz stattfanden, wurden einige Ansätze und Folgerungen dieses Kapitels aus dieser weitergehend ausgeführt.

5.1 Stationäres Verhalten

Ein Teil der ermittelten Kenngrößen sind zusammenfassend in Tabelle 5.1 angeführt. In Abbildung 5.1 ist die Strom-Spannungs-Kennlinie der CD-RW-Laserdiode zu sehen.

	T °C	I_{th} mA	U_{th} V	$U_{th,A}$ V
CD-RW	25	33,23	1,652	1,761
CD-RW	35	35,00	1,635	1,746
Combo- <u>CD</u> /DVD	25	22,44	1,707	1,899
Combo- <u>CD</u> /DVD	35	25,00	1,689	1,900
Combo-CD/ <u>DVD</u>	25	22,12	1,913	2,107
Combo-CD/ <u>DVD</u>	35	24,03	1,911	2,104

Tabelle 5.1: Ermittelte Kenngrößen der unterschiedlichen Laserdioden

Deutlich erkennbar ist der zunächst exponentielle Verlauf und der ab der Laserschwelle bei ca. 32 mA eintretende lineare Verlauf. Dies deckt sich gut mit den theoretischen Erkenntnissen aus Abschnitt 3.2 beziehungsweise im Speziellen mit Abbildung 3.3. Das Eintreten des Lasereffekts ist noch deutlicher in der Zunahme der optischen Leistung (Abbildung 5.2) zu sehen. Hier lässt sich auch ein genauere Wertebereich von $I_{th} \approx 33 \text{ mA} \dots 35 \text{ mA}$ bei den gemessenen Temperaturen erkennen. Die zackigen Abweichungen sind auf Ungenauigkeiten bei der Temperaturregelung zurückzuführen.

Die Widerstandskennlinien der CD-Laserdiode aus dem DVD-ROM-Laufwerk sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Gut erkennbar ist wiederum der Knick im Verlauf beim Überschreiten der Laserschwelle. Offenbar tritt diese jedoch im Vergleich zum CD-RW-Laser früher ein. Aus Abbildung 5.4 lässt sich ein Bereich von $I_{th} \approx 23 \text{ mA} \dots 25 \text{ mA}$ ablesen. Die Schwellspannung bewegt sich jedoch in einem ähnlichen Bereich von ungefähr 1,7 V zu vergleichsweise 1,65 V bei der CD-RW-Laserdiode. Auffallend ist außerdem, dass die Kennlinie bei 22,5 °C nicht vollständig aufgenommen wurde. Dies liegt vermutlich an dem relativ großen zusätzlichen Kühlkörper. Die thermische Kopplung an das Temperaturregelsystem ist daher schwerer durchführbar. Das schlechtere Kühlverhalten wirkte sich damit auch auf die Messung der DVD-Laserdiode aus.

Abbildung 5.5 zeigt den Widerstandsverlauf des DVD-Diodenlasers. Dieser hat eine Schwellspannung von $U_{th} \approx 1,9 \text{ V}$. Hier ist jedoch der Übergang vom exponentiellen zum linearen Verlauf nicht mehr so deutlich sichtbar, wie bei den CD-Exemplaren. Dafür lässt sich in diesem Fall ein leichtes Auseinanderdriften der Kennlinien bei verschiedenen Temperaturen erkennen, das von Bludau [5, S. 173] beschrieben wird. Das optische Verhalten (siehe Abbildung 5.6) ist, dem des im gleichen Gehäuse verbauten CD-Lasers, jedoch sehr ähnlich und weist ebenfalls einen Schwellstrom von $I_{th} \approx 23 \text{ mA} \dots 25 \text{ mA}$ auf.

Aufgrund des elektrischen und optischen Verhaltens sowie der Gehäuseform und der Pinbelegung könnte es sich bei der Combo-CD/DVD-Laserdiode um eine ROHM RLD2WMFV2 [21] handeln.

Abschließend ist eine Gegenüberstellung der intern und extern aufgenommenen Strahlungsleistung in Abbildung 5.7 dargestellt. Der obere Ausreißer bei der Messung der CD-Laserdiode stammt von einer Verschiebung der externen Photodiode oder der Laserdiode. Die nachfolgenden Messungen wurden jedoch ohne Positionsveränderungen durchgeführt. Die sich ergebenden Abweichungen vom CD- zum DVD-Betrieb sind mit großer Sicherheit auf die unterschiedlichen verwendeten Wellenlängen in Verbindung mit den unterschiedlichen Materialien der Photodioden zurückzuführen. Vermutlich wird im Combo-CD/DVD-Diodenlaser eine Photodiode auf Silizium-Basis eingesetzt, wohingegen die externe Photodiode einen Germanium Halbleiter nutzt. Damit ergeben sich unterschiedliche spektrale Empfindlichkeiten [vgl. 5, S. 208], deren Differenz bei unterschiedlichen Wellenlängen in Erscheinung tritt.

Im Rahmen der Messungen war auffällig, dass durch die Realisierung der Konstantstromquelle mit Bipolartransistoren ein Leckstrom im Bereich von ungefähr 13,64 μA

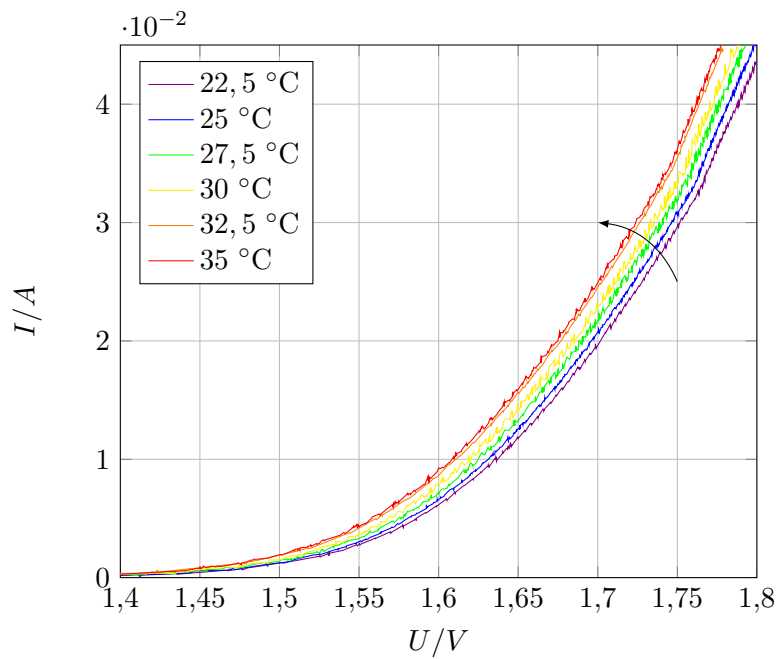


Abbildung 5.1: Temperaturabhängige Widerstandskennlinie einer CD-RW-Laserdiode

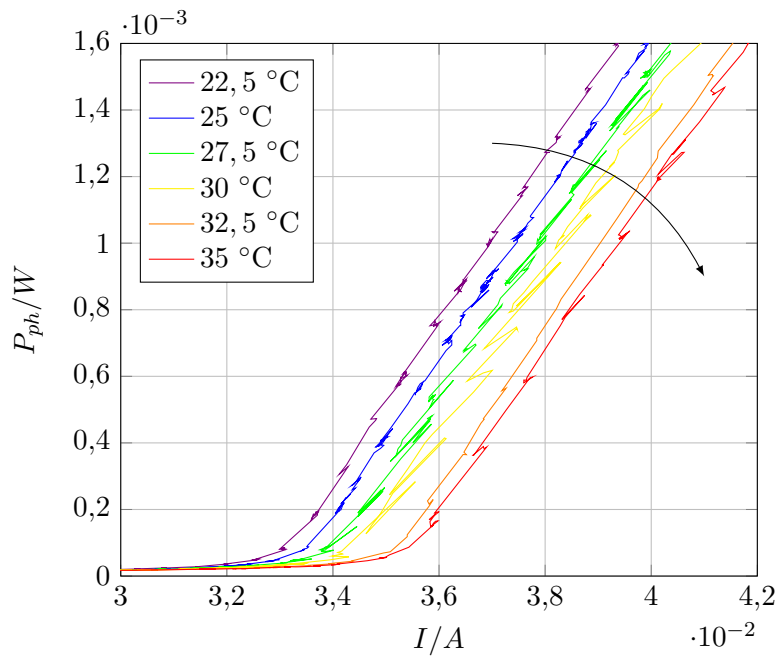


Abbildung 5.2: Temperaturabhängige optische Leistung einer CD-RW-Laserdiode

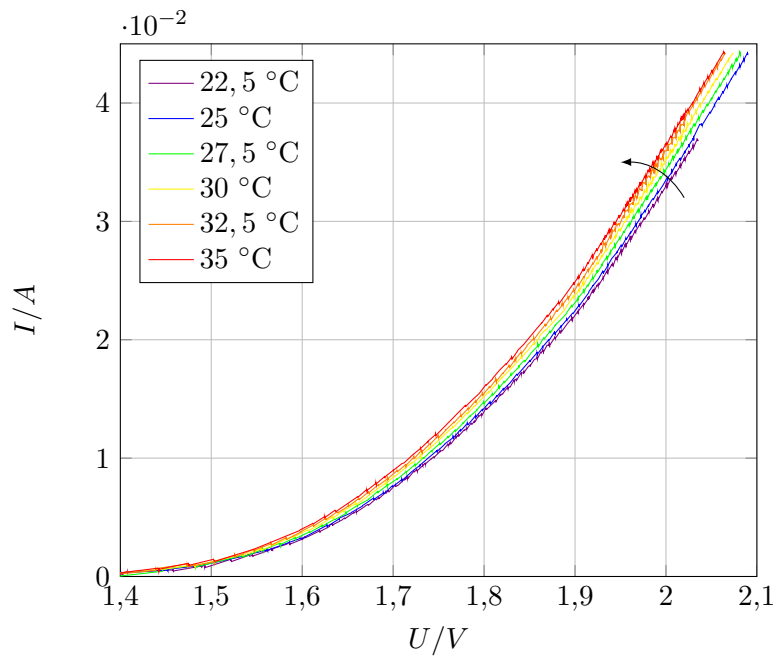


Abbildung 5.3: Widerstandskennlinie einer Combo-CD/DVD-Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen

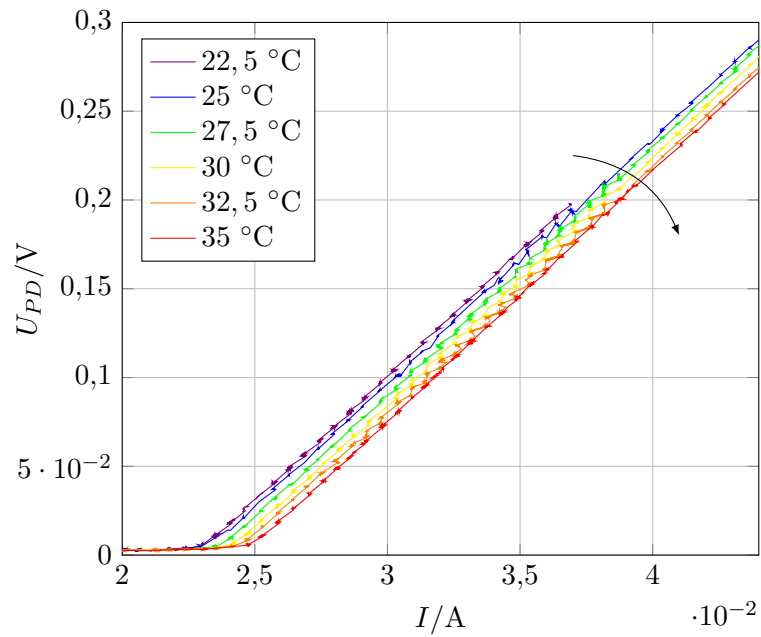


Abbildung 5.4: Spannungsverlauf der internen Photodiode einer Combo-CD/DVD-Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen

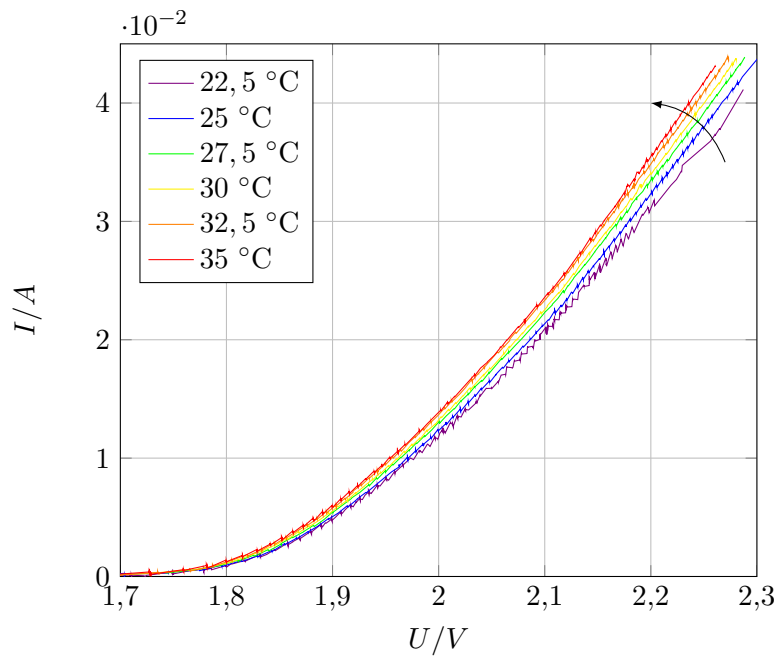


Abbildung 5.5: Widerstandskennlinie einer Combo-CD/DVD-Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen

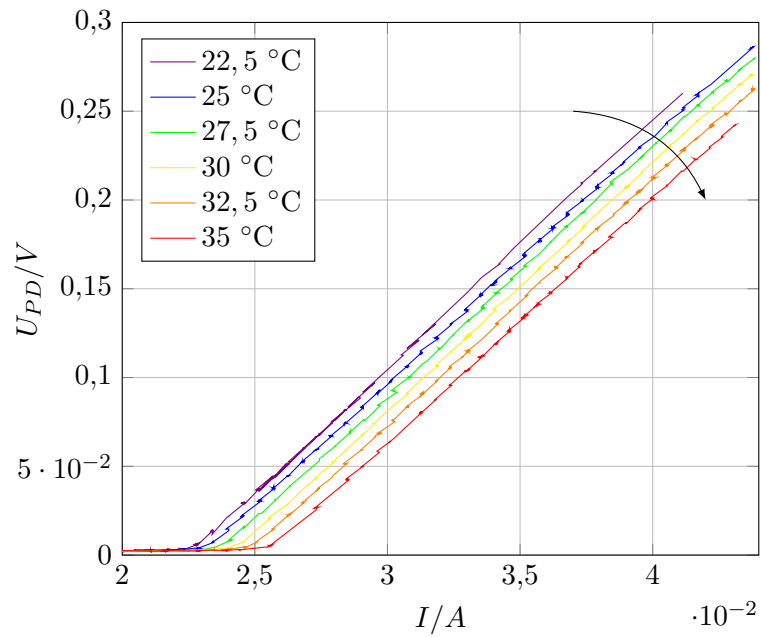


Abbildung 5.6: Spannungsverlauf der internen Photodiode einer Combo-CD/DVD-Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen

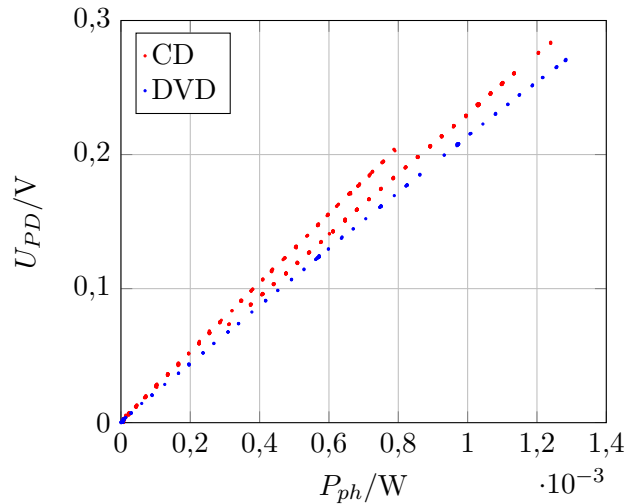


Abbildung 5.7: Vergleich der internen (Combo-CD/DVD-Laserdiode) zur externen Photodiode

auftritt. Dieser führte zu einem Spannungsabfall an den Laserdioden und es ließen sich daher keine Kennlinien bis zum Spannungsnullpunkt aufnehmen.

5.2 Spektrale Leistungsdichte

Bei der in den Abbildungen 5.8 und 5.10 dargestellten optischen Leistungsverteilung ist besonders das wellenförmige Profil auffällig. Dies entsteht durch die in Abschnitt 3.2.3 behandelte Resonatorlänge und tritt in Abständen von ungefähr 0,35 nm auf. Somit lässt sich durch diesen Frequenzabstand der longitudinalen Moden des Resonators (3.23) die Resonatorlänge L bestimmen. Zur Berechnung wurde hierbei ein geschätzter Brechungsindex $n = 3,5$ angenommen.

$$L = \frac{\lambda^2}{2n\Delta\lambda} \approx 248,3 \mu\text{m} \quad (5.1)$$

Die temperaturabhängig Emissionsverteilung in Abbildung 5.9 zeigt eine Wellenlängenverschiebung von $0,24 \text{ nm K}^{-1}$. Weiters nimmt die Strahlungsleistung mit steigender Temperatur ab.

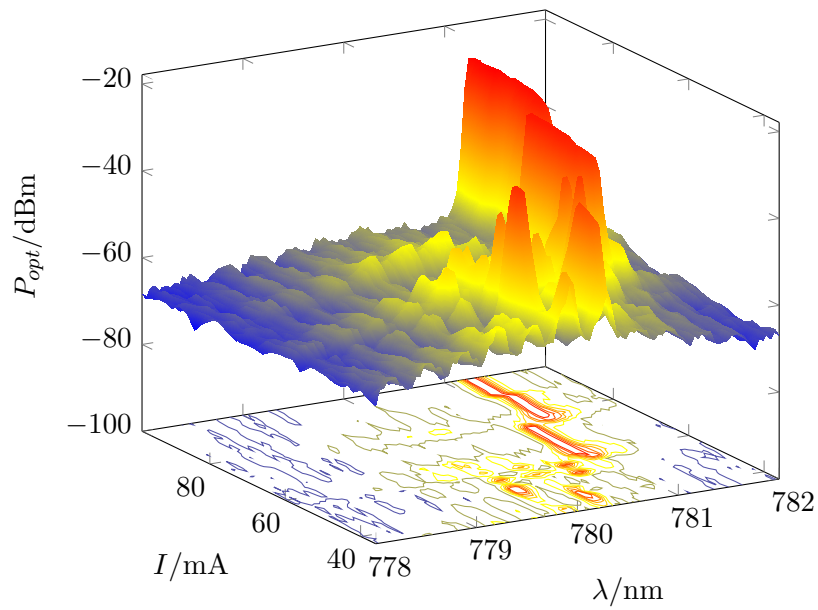


Abbildung 5.8: Spektrale Leistungsverteilung einer CD-RW-Laserdiode bei 25 °C

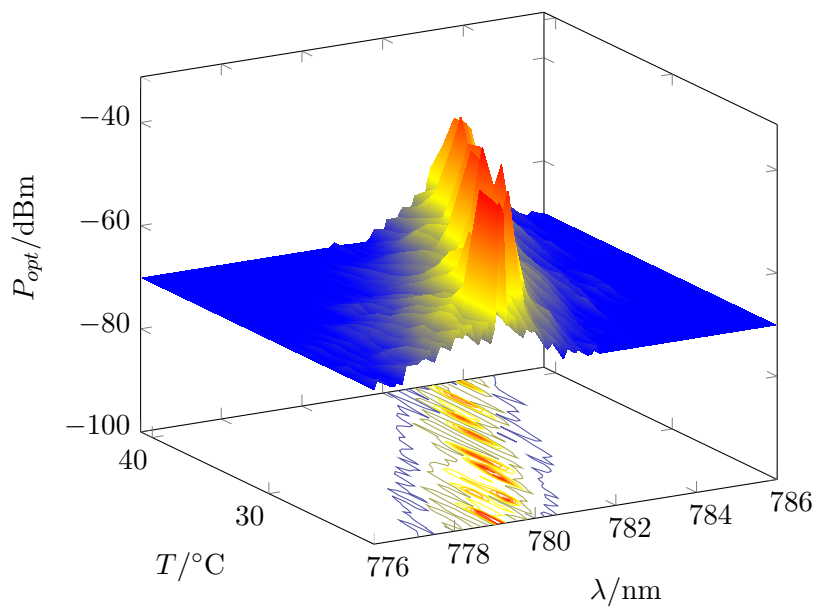


Abbildung 5.9: Spektrale Leistungsverteilung einer CD-RW-Laserdiode bei 40 mA

Kapitel 5 Messergebnisse

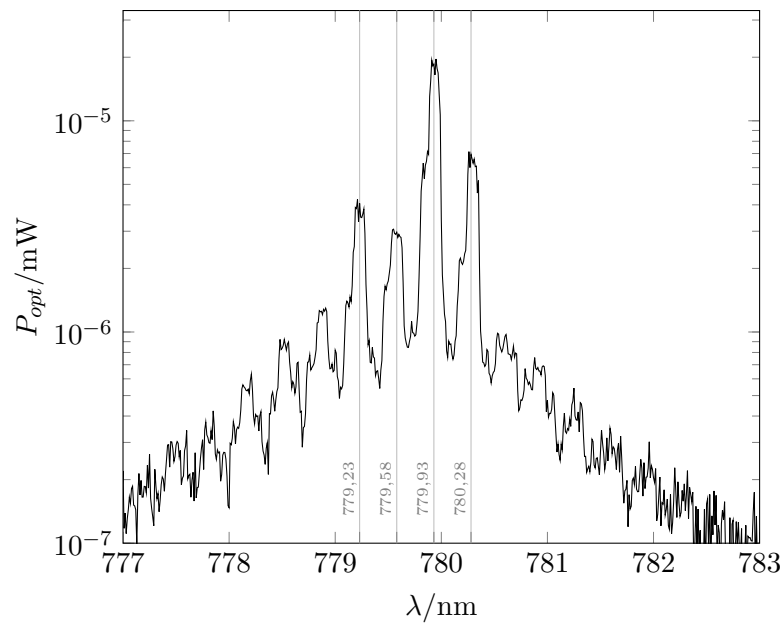


Abbildung 5.10: Spektrale Leistungsdichte einer CD-RW-Laserdiode bei 36 mA & 25 °C

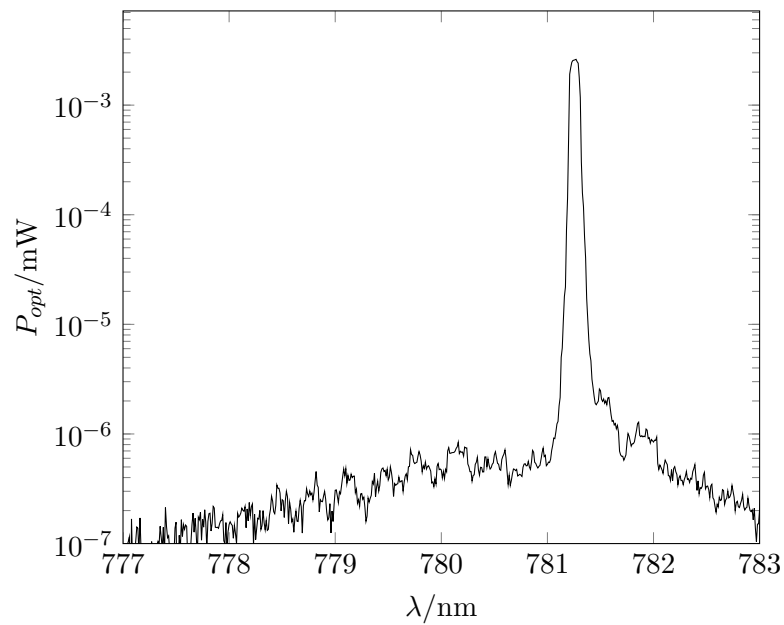


Abbildung 5.11: Spektrale Leistungsdichte einer CD-RW-Laserdiode bei 98 mA & 25 °C

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zunächst die, für die optoelektronischen Halbleiter essentiellen, physikalischen Erkenntnisse im Bereich der Quantenmechanik, der Halbleiter und der optischen Wechselwirkung mit Materie auf theoretischer Basis innerhalb des zweiten Kapitels untersucht. Anschließend wurde im dritten Kapitel die praktische Bedeutung für unterschiedliche optoelektronische Elemente, wie die Lumineszenzdiode, den Halbleiterlaser und die Photodiode hergestellt. Besonders die Laserdiode wurde in dieser Betrachtung eingehender, im Hinblick auf den Entwurf einer adäquaten Messeinrichtung, untersucht. Im vierten Kapitel wurde die Realisierung eines solchen Messsystems vorgestellt. Dazu wurde auch auf den systematischen und elektronischen Entwurf eingegangen sowie die besonderen Vorkehrungen, die für einen zerstörungsfreien Betrieb einer unbekanntesten Laserdiode notwendig sind. Das fünfte Kapitel widmete sich der praktischen Durchführung eines Versuchsaufbaus, um das vorgestellte System im Praxisbetrieb zu testen. Hierbei wurden die aufgenommenen Kennlinien und die ermittelten Kenngrößen aufbereitet und diskutiert.

Diese Arbeit konnte somit aufzeigen, dass die vorgesehene Wiederverwertung der elektronischen Wertstoffe in Massenprodukten offenbar mit verhältnismäßig einfachen Mitteln möglich ist. Lediglich der Entwurf eines passenden Messverfahrens und die Untersuchung solcher Produkte erfordert einen gewissen, wenn auch einmaligen, Aufwand. Weiters gilt zu beachten, dass die beschädigungsfreie Extraktion der Laserdioden aus den untersuchten Geräten mit großer Vorsicht erfolgen muss.

Für zukünftige Arbeiten im Bereich der Nutzung obsoleter optischer Laufwerke böte sich beispielsweise der im Abschnitt A.3 des Anhangs beschriebene Quadranten-Photodetektor an. Diese Hochgeschwindigkeitsphotodioden mit integrierten Impedanzwandlern erscheinen zur Datenübertragung oder zu Vermessungszwecken als durchaus nutzbar. Auch die verwendete, zum Teil äußerst präzise, Mechanik zur Steuerung des Lesekopfes und der Fokussierung kann für manche Anwendungen vorteilhaft sein. Letztlich sind auch eine Vielzahl optischer Komponenten, wie polarisierende Strahlteiler und $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen enthalten, die nahezu ohne Adaptierung anderweitig einsetzbar wären.

Kapitel 6 Zusammenfassung

Möglicherweise konnte hiermit auch eine Motivation zur weitergehenden Untersuchung überholter, technischer Geräte gegeben werden, in denen sich mit einem kreativen Zugang vielfach wertvolle und auch für zukünftige Anwendung brauchbare Komponenten finden lassen.

Literatur

- [1] *120 mm DVD - Read-Only Disk*. Standard ECMA-267. ECMA, 2001.
- [2] Siemens Aktiengesellschaft. *Halbleiter*. Siemens Aktiengesellschaft, 1990. ISBN: 3800915545.
- [3] *Audio recording - Compact disc digital audio system*. Standard ISO/IEC (60)908. ISO/IEC, 1999.
- [4] *BA1800 series - Optical pickup OEIC*. ROHM Semiconductor.
- [5] Wolfgang Bludau. *Halbleiter-Optoelektronik*. Carl Hanser Verlag München Wien, 1995. ISBN: 3446177124.
- [6] Max Born, Werner Heisenberg und Pascual Jordan. „Zur Quantenmechanik. II.“ In: *Zeitschrift für Physik* 35 (8-9 1926), S. 557–615.
- [7] Ilja Nikolajevič Bronštejn u. a. *Taschenbuch der Mathematik*. 6. Aufl. Verlag Harri Deutsch, 2005. ISBN: 9783817120062.
- [8] William Shen-chie Chang. *Principles of Lasers and Optics*. Cambridge University Press, 2005. ISBN: 0521642299.
- [9] *CXA2586M - PDIC for CD-ROM/DVD-ROM*. Sony.
- [10] *Data interchange on read-only 120 mm optical data disks (CD-ROM)*. Standard ECMA-130. ECMA, Juni 1996.
- [11] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2*. 4. Aufl. Elektrizität und Optik. Springer Berlin Heidelberg, 2006. ISBN: 3540337946.
- [12] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 3*. 4. Aufl. Atome, Moleküle und Festkörper. Springer Berlin Heidelberg, 2010. ISBN: 9783642039119.
- [13] Albert Einstein. „Zur Quantentheorie der Strahlung“. In: *Mitteilungen der Physikalischen Gesellschaft Zürich* 18 (1916), S. 47–62.
- [14] H. Julian Goldsmid. *Introduction to Thermoelectricity*. Springer Berlin Heidelberg, 2010. ISBN: 9783642007156.
- [15] Gerhard Grau und Wolfgang Freude. *Optische Nachrichtentechnik: eine Einführung*. 3. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 1991. ISBN: 3540538720.
- [16] Eugene Hecht. *Optik*. 3. Aufl. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2001. ISBN: 3486249177.

Literatur

- [17] Maximilian Henkel. „Automatisierte Kennlinienerfassung unbekannter Laserdioden“. Seminar/Projekt Modelling, Simulation and Control. Institut für Regelungstechnik der Technischen Universität Graz, Juni 2014.
- [18] Paul Horowitz und Winfield Hill. *The Art of Electronics*. 2. Aufl. Cambridge University Press, 1989. ISBN: 0521370957.
- [19] *Information technology - Data interchange on read-only 120 mm optical data disks (CD-ROM)*. Standard ISO/IEC 10149. ISO/IEC, 1995.
- [20] Roy Lang und Kohroh Kobayashi. „External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 16.3 (März 1980), S. 347–355. ISSN: 0018-9197. DOI: 10.1109/JQE.1980.1070479.
- [21] *Laser Diodes*. ROHM Semiconductor. URL: http://rohmfms.rohm.com/en/products/databook/datasheet/opto/laser_diode/multi_beam/all_ld.pdf (besucht am 12.05.2015).
- [22] *MS9710B Optical Spectrum Analyzer Operation Manual*. Anritsu Corporation. URL: http://downloadfiles.anritsu.com/Files/en-AU/Manuals/Operation-Manual/MS9710B_W1283AE_opm_e_15_0.pdf (besucht am 15.05.2015).
- [23] Reinhold Paul. *Optoelektronische Bauelemente*. 2. Aufl. B.G. Teubner, 1992. ISBN: 3519100967.
- [24] Georg A. Reider. *Photonik*. Springer Verlag, 1997. ISBN: 3211828559.
- [25] *Russisches Datenblatt*. Enthält Informationen zur Photodiode FD-9. URL: <http://www.zakupki.rosatom.ru/file.ashx?oid=1741796> (besucht am 12.05.2015).
- [26] Eberhard Spenke. *Elektronische Halbleiter. eine Einführung in die Physik der Gleichrichter und Transistoren*. 2. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 1965. ISBN: 9783642482458.
- [27] Ulrich Tietze und Christian Schenk. *Halbleiterschaltungstechnik*. 11. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 1999. ISBN: 3540641920.
- [28] *TLE 4202 B - 2-A DC Motor Driver*. Siemens Semiconductor Group.
- [29] Hans-Georg Unger. *Optische Nachrichtentechnik*. Elitera Verlag, 1976. ISBN: 3870870729.
- [30] Horst Weber. „Erzeugung von kohärentem Licht - LASER“. In: *Optik*. Hrsg. von Ludwig Bergmann und Clemens Schaefer. Lehrbuch der Experimentalphysik 3. Berlin, Boston: Walter de Gruyter, 2008, S. 824–898. ISBN: 9783110198041. DOI: 10.1515/9783110198041.824.

Anhang A

Anwendung in optischen Speichermedien

A.1 Optische Laufwerke

Die aktuell zur Datenspeicherung eingesetzten rein optischen Laufwerke basieren auf der Compact Disc (CD) Technik. Die CD wurde ursprünglich von Philips und Sony zur Speicherung von Musik entwickelt und im „Red Book“-Standard [3] genormt. Dieser Standard wurde durch das „Yellow Book“ ([19] bzw. [10]) um die Möglichkeit der Datenspeicherung erweitert [vgl. 10].

A.2 Optischer Lesekopf

Das Auslesen der auf dem Speichermedium enthaltenen Daten erfolgt über den Lesekopf des Laufwerks. Dieser erfasst während des Lesevorgangs die Erhebungen und Täler auf der Oberfläche des Speichers und wird hierzu entlang der konzentrisch zum Mittelloch verlaufenden Spuren (tracks) geführt. In Abbildung A.1 sind die funktionalen Komponenten eines solchen sogenannten optischen Pick Up Heads (PUH) schematisch dargestellt und in Tabelle A.1 die standardgemäß einzuhaltenden optischen Grenzwerte angeführt. Für die weiteren Betrachtungen sind vor allem die enthaltenen Bauteile von großem Interesse. Einige dieser Komponenten werden hierzu in weiterer Folge extrahiert.

Der Lesekopf besteht zum einen aus einer Laserdiode mit nachfolgender Kollimatorlinse als Strahlungsquelle zur Erzeugung des Fokuspunkts auf der Oberfläche des Speichermediums. Zur Unterscheidung des aus dem Lesekopf aus- bzw. eintretenden Strahls dient der polarisierende Strahlteiler. Dieser lässt den Strahl abhängig von dessen Polarisationsrichtung unverändert passieren oder reflektiert ihn. Somit wird die linear polarisierte einfallende Strahlung der Laserdiode in Richtung der Datenträgeroberfläche reflektiert. Durch das nachfolgende $\lambda/4$ -Plättchen wird diese zirkular polarisiert. Die

Anhang A Anwendung in optischen Speichermedien

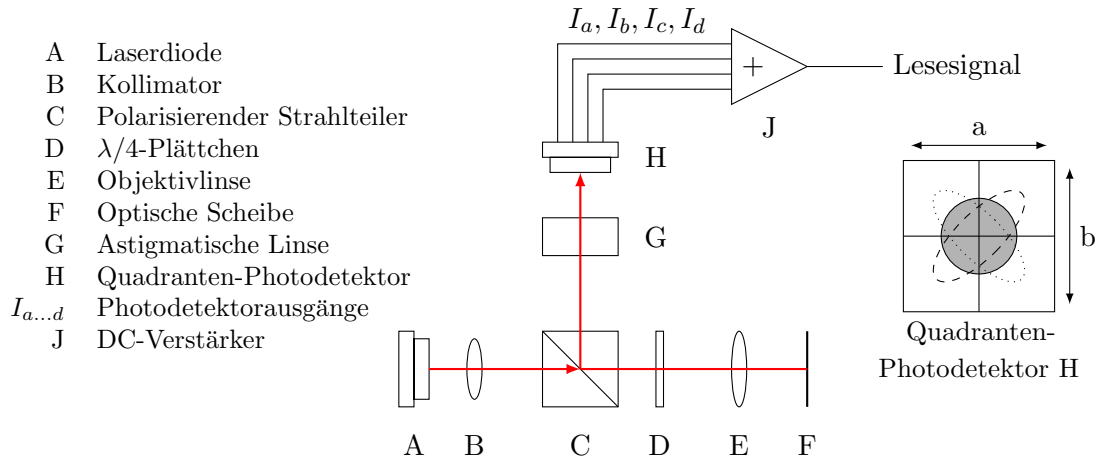


Abbildung A.1: Optisches System des Pick Up Heads [vgl. 1, S. 7]

	CD [10, S. 2]	DVD [1, S. 7]
Wellenlänge	(780 ± 10) nm	(650 ± 5) nm
Polarisation	zirkular	
Numerische Apertur	$0,45 \pm 0,01$	$0,60 \pm 0,01$
Strahlungsintensität am Linsenrand (bzgl. Maximalwert)	$> 50\%$	radial: $60\% \dots 70\%$ tangential: $> 90\%$

Tabelle A.1: Spezifizierte Eigenschaften des optischen Lesekopfes

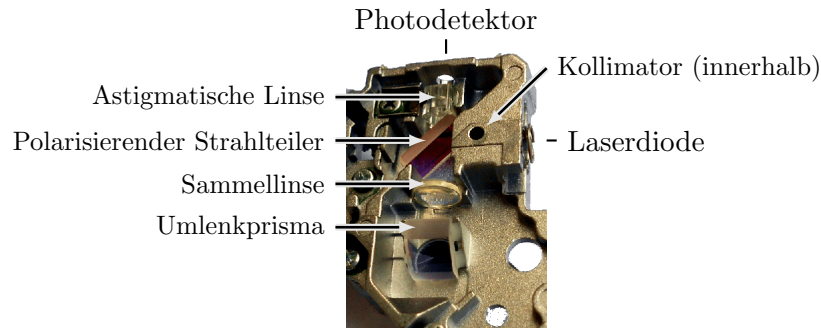


Abbildung A.2: Offene Rückseite eines optischen Pickups

Linse fokussiert den Strahl auf die Oberfläche des Datenträgers. Durch die Reflexion an der Datenträgeroberfläche ändert sich die Drehrichtung in Bezug auf das $\lambda/4$ -Plättchen, wodurch der Strahl aus diesem linear polarisiert, jedoch um 90° verschoben zur Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls, austritt. Durch den linear polarisierenden Strahlteiler (als Analysator) wird der Strahl schließlich durch eine astigmatische Linse hindurch zum Quadranten-Photodetektor geleitet.

Eine astigmatische Linse besitzt entlang ihrer Sagittal- und Meridionalebene unterschiedliche Brennpunkte [vgl. 11, S. 280]. Damit ergibt sich abhängig von der Fehlfokussierung eine elliptische Verformung des Kreises, der bei optimaler Fokussierung entstehen würde. Unter Ausnutzung dieser Eigenschaft wird die fortlaufende Fokussierung auf den zu lesenden Datenbereich durchgeführt.

Zur Veranschaulichung ist in Abbildung A.2 ein demontiertes Pickup zu sehen. Hierin sind die beschriebenen Kernkomponenten gekennzeichnet. Im Vergleich zum Normaufbau wurde lediglich das $\lambda/4$ -Plättchen weggelassen oder ist möglicherweise als Beschichtung auf dem Strahlteiler realisiert.

A.3 Quadranten-Photodetektor

Die im Lesekopf optischer Laufwerke verwendeten Quadranten-Photodetektoren werden anhand mehrerer Datenblätter beschrieben. Hierzu werden stellvertretend die von ROHM [4] und Sony [9] produzierten Typen herausgegriffen um die schematische Funktionsweise darzustellen.

Wie in [4] beschrieben, besteht der Quadranten-Photodetektor aus vier mittig angeordneten Photodioden, die mit A, B, C und D bezeichnet werden. Jeder dieser Photodioden ist ein Transimpedanzverstärker nachgeschaltet, um den entstandenen Photostrom in eine ihm proportionale Ausgangsspannung zu konvertieren [4, S. 1]. Die zentralen Photodioden werden zur Aufnahme der elliptischen Verzerrung bei Fehlfokussierung

Anhang A Anwendung in optischen Speichermedien

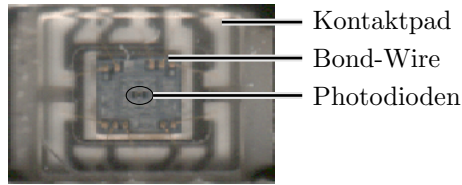


Abbildung A.3: Großaufnahme eines Quadranten-Photodetektor ICs (aus L10438S)

verwendet [1, S. 6]. Beidseitig außerhalb der inneren Photodioden gibt es bei CD-Pickups noch zwei weitere (E, F), die für die Spurhaltung eingesetzt werden [10, S. 9]. Bei DVD-Pickups wird hierzu auch die Methode des differentiellen Phase-Trackings eingesetzt [1, S. 20] und es sind damit prinzipiell keine zusätzlichen Photodetektoren notwendig. Die beschriebene Anordnung der Photodioden und die Verstärkerschaltung (außen) ist in Abbildung A.3 gerade noch erkennbar.

Anhang B

Weitere Messergebnisse

B.1 Kennlinien

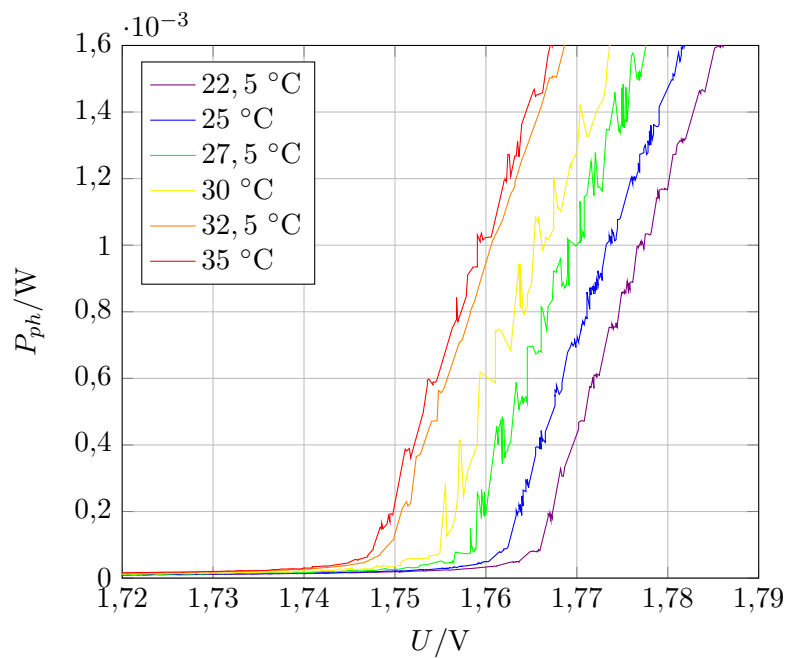


Abbildung B.1: Elektrische Spannung und optische Leistung einer CD-RW-Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen

Anhang B Weitere Messergebnisse

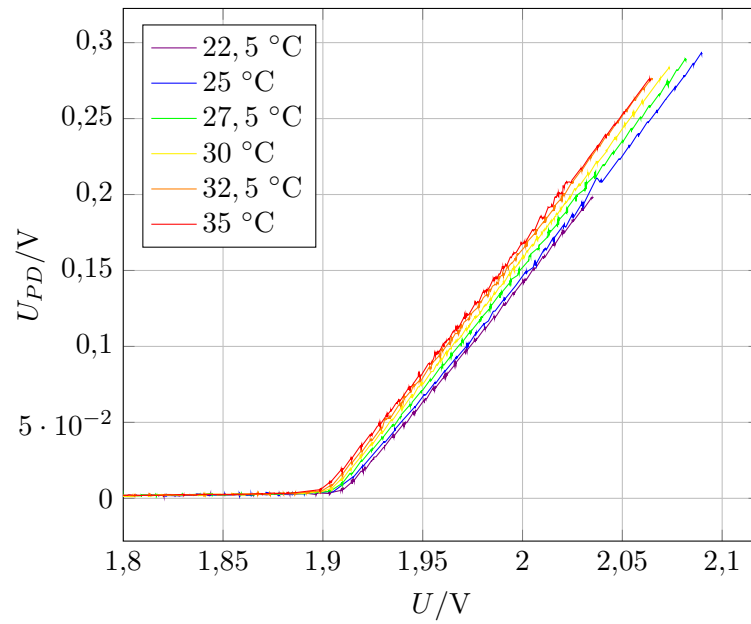


Abbildung B.2: Elektrische Spannung einer Combo-CD/DVD-Laserdiode und der integrierten Photodiode bei unterschiedlichen Temperaturen

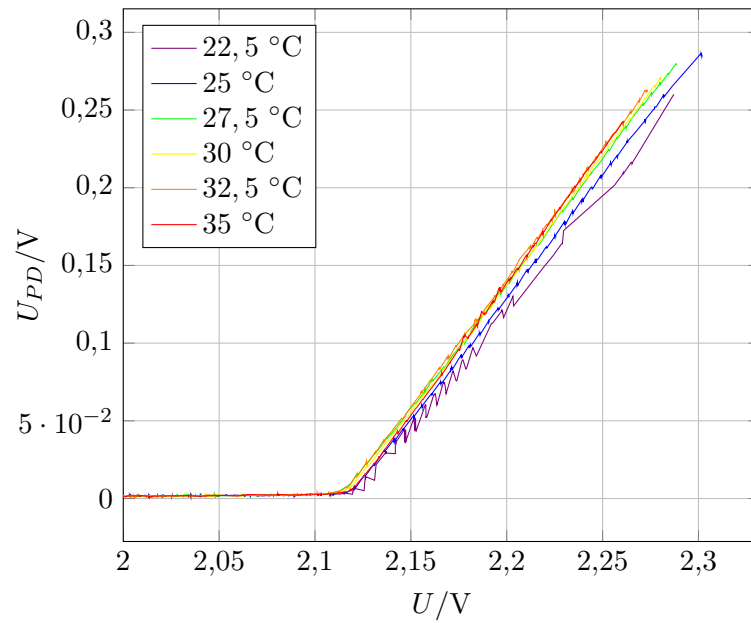


Abbildung B.3: Elektrische Spannung einer Combo-CD/DVD-Laserdiode und der integrierten Photodiode bei unterschiedlichen Temperaturen

B.2 Spektrale Leistungsdichte

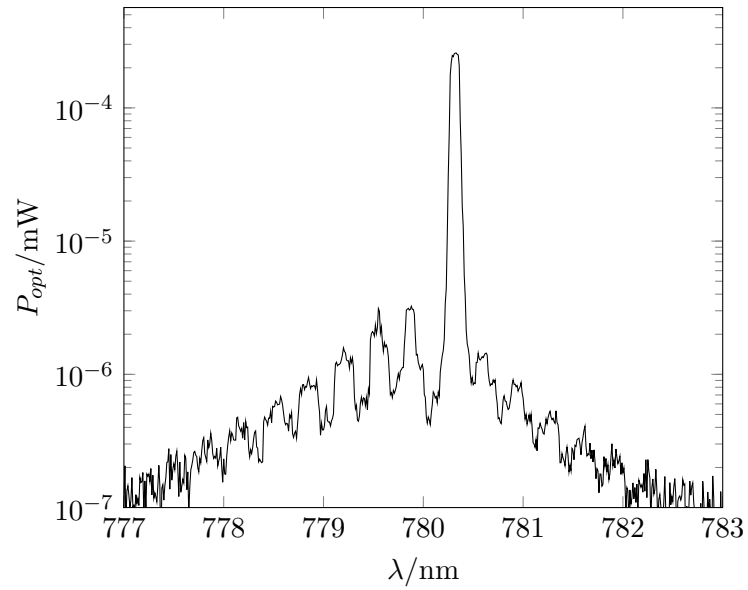


Abbildung B.4: Spektrale Leistungsdichte einer CD-RW-Laserdiode bei 40 mA, 25 °C

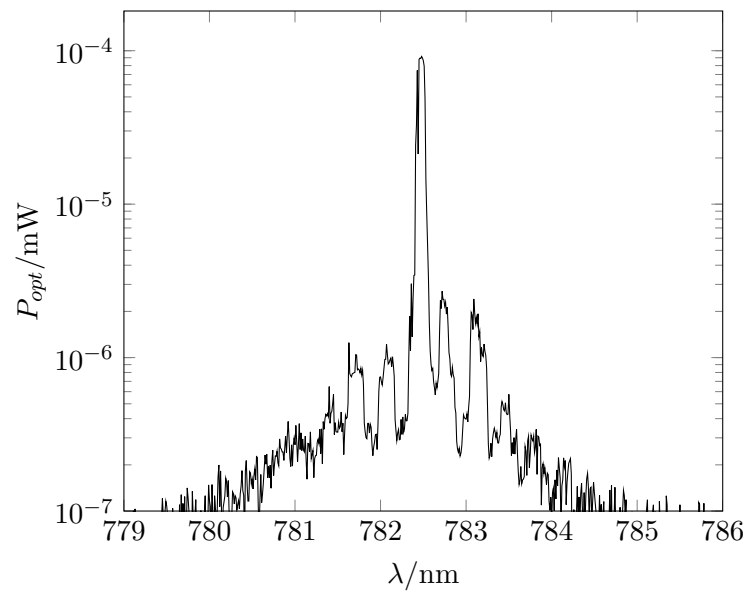


Abbildung B.5: Spektrale Leistungsdichte einer CD-RW-Laserdiode bei 40 mA, 35,9 °C