



PROTOKOLL ZUM  
FORTGESCHRITTENENPRAKTIKUM PHYSIK

# Diodenlaser

Durchführung: 26.06. und 03.07.2009

*Von:*

Oliver Neumann  
Mat.-Nr.: 9134690  
Sebastian Wilken  
Mat.-Nr.: 9150300

*Betreuer:*

Rainer Reuter  
AG Meeresphysik

29. Juli 2009

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2. Physikalische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1. Bandstruktur von Festkörpern . . . . .	4
2.2. Direkte und indirekte Übergänge . . . . .	5
2.3. Dotierung . . . . .	6
2.4. Die pn-Diode . . . . .	7
2.5. Der Laser . . . . .	8
2.5.1. Grundlegende Mechanismen eines Lasers . . . . .	9
2.5.2. Der Diodenlaser . . . . .	10
<b>3. Versuchsteil</b>	<b>12</b>
3.1. Aufbau . . . . .	12
3.1.1. Beschaltung der Laserdiode . . . . .	12
3.1.2. Beschaltung der Fotodiode . . . . .	13
3.1.3. Temperaturregelung . . . . .	14
3.1.4. Gitterspektrograph . . . . .	15
3.2. Temperaturabhängige Diodenkennlinien . . . . .	15
3.3. Modulation des Laserdiodenstromes . . . . .	19
3.4. Bestimmung der äußeren differentiellen Quantenausbeute . . . . .	21
3.5. Kalibrierung und Einstellung des Spektrographen . . . . .	22
3.5.1. Einstellung des Eingangsspalt . . . . .	22
3.5.2. Kalibrierung des Spektrographen . . . . .	23
3.5.3. Ergebnisse der Einstellung und Kalibrierung . . . . .	27
3.6. Spektroskopische Untersuchung der Laserdiode . . . . .	28
3.6.1. Spektren bei verschiedenen Laserdiodenströmen . . . . .	28
3.6.2. Spektren bei verschiedenen Temperaturen . . . . .	30
3.7. Zusammenfassung . . . . .	32
<b>Literatur</b>	<b>33</b>
<b>Anhang</b>	<b>34</b>
<b>A. Messwertetabellen</b>	<b>34</b>

# 1. Einleitung

Dieser Praktikumsversuch im Rahmen des Fortgeschrittenenpraktikums Physik an der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg beschäftigt sich mit den charakteristischen Eigenschaften eines Diodenlasers.

Die Bezeichnung **Laser** ist ein Akronym und wurde aus den Anfangsbuchstaben der Definition *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (d.: Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung) gebildet. Der erste Laserstrahl wurde von THEODORE HAROLD MAIMAN 1960 mit einem Rubinlaser erzeugt. Bereits 1962 wurde ein Diodenlaser basierend auf Galliumarsenid realisiert. Kennzeichnend für einen Laser sind die hohe Strahlungsintensität und die große Kohärenz der Photonen.

Im Folgenden soll zunächst der theoretische Hintergrund eines Diodenlasers skizziert werden. Dazu wird zuerst die Unterteilung von Festkörpern nach ihrer elektrischen Leitfähigkeit erläutert. Außerdem werden wichtige Begriffe der Halbleiterphysik eingeführt und das Bänderdiagramm eines pn-Überganges betrachtet. Des Weiteren werden die Grundlagen und die Funktionsweise eines Lasers beschrieben.

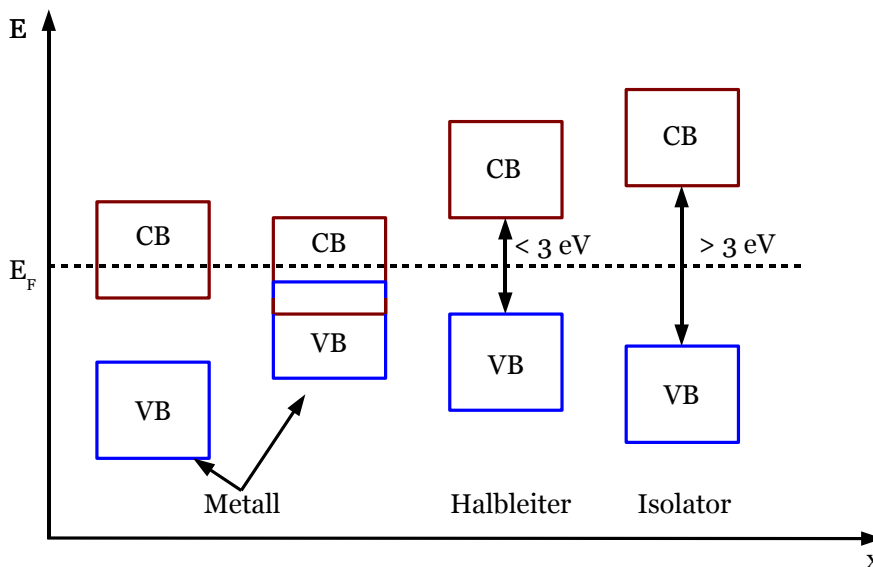
Im Versuchsteil werden Strom-Spannungs- und Strom-Strahlungs-Kennlinien bei unterschiedlichen Temperaturen aufgenommen und die äußere differentielle Quantenausbeute bestimmt. Nach der Kalibrierung und dem Einstellung eines Spektrographen werden Spektren der Lichtemission bei unterschiedlichen Diodenströmen und Temperaturen untersucht.

## 2. Physikalische Grundlagen

### 2.1. Bandstruktur von Festkörpern

Um die Struktur der elektronischen Energieniveaus eines Festkörpers zu beschreiben, wird das SOMMERFELDSche Modell des freien Elektronengases durch die Wirkung eines schwachen periodischen Potentials modifiziert. Dieses Potential beschreibt die Wechselwirkung der Leitungselektronen untereinander und mit den positiv geladenen Atomrümpfen. Dieser Ansatz führt zu einer energetischen Bandstruktur, die Energiebänder aufweist, welche die möglichen Zustände für Elektronen beschreiben. Das höchste vollbesetzte Band nennt man Valenzband (VB) und das nächsthöhere Band wird als Leitungsband (CB, engl. für *conduction band*) bezeichnet.

Zwischen den Bändern liegen Energiebereiche, in denen es keine erlaubten Zustände für Elektronen gibt. Diese Bereiche nennt man verbotene Zonen bzw. Energielücken. Bei der Temperatur  $T = 0\text{ K}$  sind alle möglichen Zustände bis zur so genannten Fermi-Energie  $E_F$  besetzt. Anhand des Energieschemas kann ein Festkörper als Metall, Halbleiter oder Isolator klassifiziert werden. In der Abbildung 2.1 sind diese drei Möglichkeiten schematisch dargestellt.



**Abbildung 2.1:** Bänderdiagramm für ein Metall, einen Halbleiter und einen Isolator.

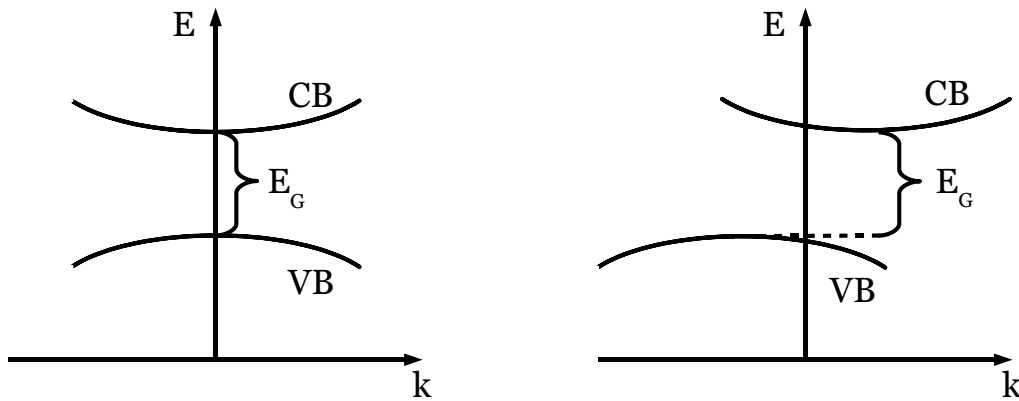
Bei einem Metall liegt entweder die Fermi-Energie im Leitungsband oder das Valenz- und das Leitungsband überlappen sich. Dadurch kann ein gebundenes Elektron durch minimale energetische Anregung zu einem Leitungselektron werden. Bei Halbleitern und Isolatoren hingegen befindet sich die Fermi-Energie innerhalb der Energielücke. Physikalisch lassen sich Isolatoren und Halbleiter nicht eindeutig voneinander trennen, da

z. B. auch ein Halbleiter bei Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt isolierend wirkt. Dennoch hat es sich in der Halbleiterphysik durchgesetzt, einen Festkörper mit einer Energielücke kleiner als 3 eV als Halbleiter zu bezeichnen. Materialien mit einer größeren Energielücke sind Isolatoren.

Um zu entscheiden, ob es sich bei einem Festkörper um ein Metall oder einen Halbleiter handelt, kann man eine Strom-Spannungs-Kennlinie aufnehmen und aus dieser den spezifischen Leitwert  $\sigma$  bestimmen. Für Metalle gilt üblicherweise  $\sigma > 10^6 \text{ S/m}$ , für Halbleiter  $\sigma = 10^{-3} \text{ S/m} \dots 10^3 \text{ S/m}$ .

## 2.2. Direkte und indirekte Übergänge

In Abhängigkeit der Bandstruktur können zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband direkte oder indirekte Übergänge stattfinden. In der Abbildung 2.2 werden beide Übergänge im Impuls-Raum schematisch dargestellt.

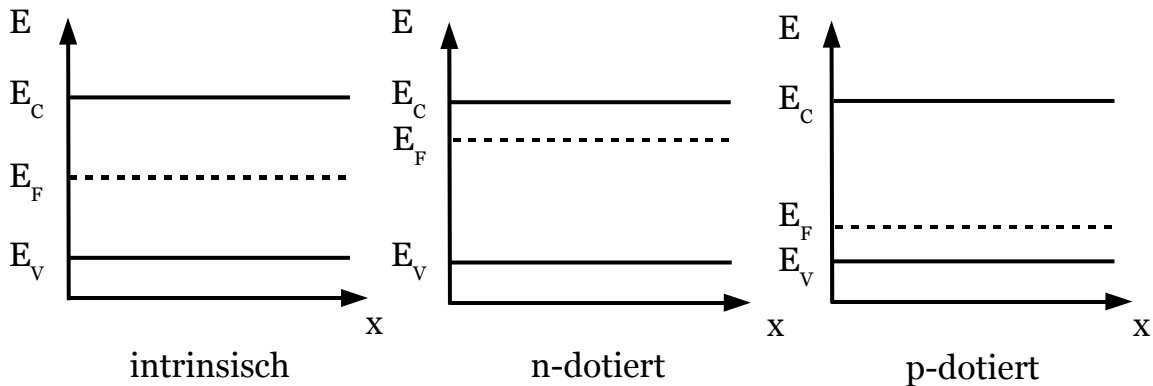


**Abbildung 2.2:** Bandstruktur für einen direkten Übergang (links) und einen indirekten Übergang (rechts).

Liegt das Maximum des Valenzbandes im  $\vec{k}$ -Raum beim selben Wellenvektor wie das Minimum des Leitungsbandes, so liegt ein direkter Übergang vor, der nur durch eine Emission bzw. Absorption eines Photons mit der Energie  $E_g$  erfolgt. Befindet sich das Maximum und das Minimum jedoch nicht beim selben Wellenvektor, so muss aufgrund der Erhaltung des Kristallimpulses auch ein Phonon am Emissions- bzw. Absorptionsprozess teilnehmen. Ein solcher Vorgang wird als indirekter Übergang bezeichnet. Da ein Phonon ebenfalls eine Energie  $E_{P_n}$  besitzt, ist die Photonenenergie um  $E_{P_n}$  kleiner als  $E_g$ . Allerdings liegt  $E_{P_n}$  in der Größenordnung von einigen Hundertstel Elektronenvolt, so dass dieser Effekt nur von geringer Bedeutung ist, sofern es sich nicht um Halbleiter mit sehr kleinen Bandlücken handelt.

## 2.3. Dotierung

Ein Halbleiter, der frei von Fremdatomen ist, wird als rein oder auch intrinsisch bezeichnet. Das Fermi-Niveau liegt in diesem Fall genau in der Mitte zwischen Valenz- und Leitungsband. Um die Leitfähigkeit eines Halbleiters zu erhöhen, verunreinigt man diesen gezielt mit Fremdatomen. Ein solcher Vorgang wird als Dotierung bezeichnet. Bei der Dotierung stören die Fremdatome die Gitterstruktur an ihren Einlagerungsstellen und werden als Stör- bzw. Defektstellen bezeichnet.



**Abbildung 2.3:** Bänderdiagramm für einen intrinsischen, einen n-dotierten und einen p-dotierten Halbleiter.

Fügt man beispielsweise einem Silizium-Kristall dreiwertige Fremdatome (z. B. Bor) hinzu, so entsteht ohne großen Energieaufwand an der Defektstelle ein weiteres Loch und das Fermi-Niveau verschiebt sich durch die zusätzlichen Löcher in Richtung des Valenzbandes. Derartige Fremdatome nennt man Akzeptoren, ein solches Verfahren p-Dotierung. Im Gegensatz dazu steht die n-Dotierung. In diesem Fall wird das Silizium mit fünfwertigen Atomen (z. B. Arsen) dotiert. Das hat zur Folge, dass an den Störstellen mit relativ wenig Energiezufuhr ein weiteres Leitungselektron zur Verfügung steht und sich das Fermi-Niveau in Richtung des Leitungsbandes verschiebt. Solche Fremdatome werden Donatoren genannt. Das Energiediagramm eines intrinsischen, eines p- und eines n-dotierten Halbleiters ist in der Abbildung 2.3 schematisch dargestellt.

Eine Dotierung führt wie in Tabelle 2.1 dargestellt zu einer Veränderung der Ladungsträgerdichten. Dabei beschreiben  $n_0$  und  $p_0$  die Ladungsträgerdichte der Elektronen bzw. der Löcher eines intrinsischen Halbleiters. Die Dichte der Akzeptoren und Donatoren wird als  $N_A$  und  $N_D$  bezeichnet.

Bei der Dotierung muss beachtet werden, dass die Ionisationsenergien der Akzeptoren und Donatoren in der Größenordnung der thermischen Energie liegen, damit ein zusätzliches Loch bzw. Leitungselektron entstehen kann. Bei Raumtemperatur beträgt die thermische Energie  $kT \approx 26 \text{ meV}$ .

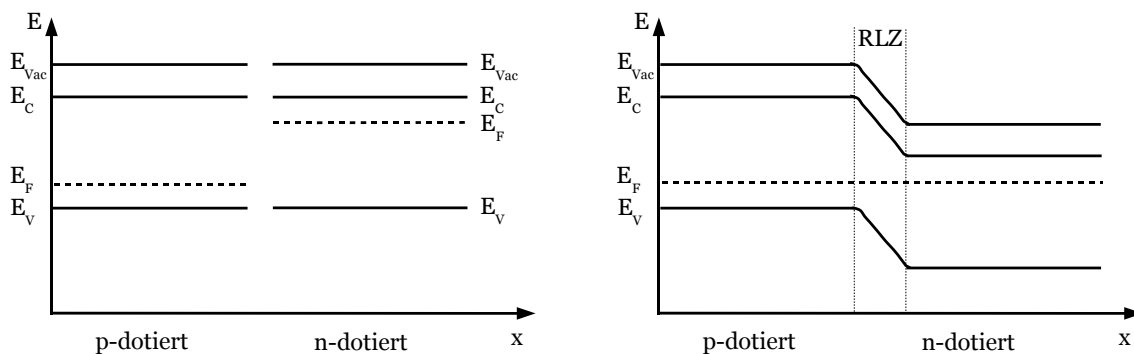
DOTIERUNG	ELEKTRONEN	LÖCHER
n-dotiert	$n = n_0 + N_D \approx N_D$	$n = n_0$
p-dotiert	$p = p_0$	$p = p_0 + N_A \approx N_A$

**Tabelle 2.1:** Ladungsträgerdichten bei unterschiedlicher Dotierung.

## 2.4. Die pn-Diode

Die pn-Diode wird durch einen Übergang zwischen einem p- und einem n-dotierten Halbleiter realisiert.

Bringt man einen p- und einen n-dotierten Halbleiter in Kontakt, so findet ein Austausch von Ladungsträgern statt, bis sich die Fermi-Niveaus beider Materialien angeglichen haben. Am Übergang bildet sich ein Bereich, der verarmt an freien Ladungsträgern ist. Dieser Bereich wird als Raumladungszone (RLZ) bezeichnet. In der Abbildung 2.4 sind die Energiediagramme eines pn-Übergangs vor dem Kontakt und während des Kontaktes eines p- und eines n-dotierten Halbleiters schematisch dargestellt.



**Abbildung 2.4:** Bänderdiagramm für einen pn-Übergang vor dem Kontakt (links) und während des Kontaktes (rechts) eines p- und n-Halbleiters.

Die Weite der Raumladungszone ist von der Donatordichte  $N_D$ , der Akzeptordichte  $N_A$ , der Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_s$ , dem Built-in-Potential  $U_{Bi}$  sowie der angelegten Spannung  $U$  abhängig:

$$W(U) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (U_{Bi} - U)} \quad (2.1)$$

Wird die pn-Diode in Vorwärtsrichtung betrieben, so führt dies zur einer Verkleinerung der Raumladungszone. Beim Anlegen einer Rückwärtsspannung hingegen vergrößert sich die Raumladungszone. Die Spannungsabhängigkeit der Raumladungszonenweite wird in der Abbildung 2.5 schematisch dargestellt, wobei  $E_{Fn}$  und  $E_{Fp}$  die Quasi-Fermi-Niveaus sind.

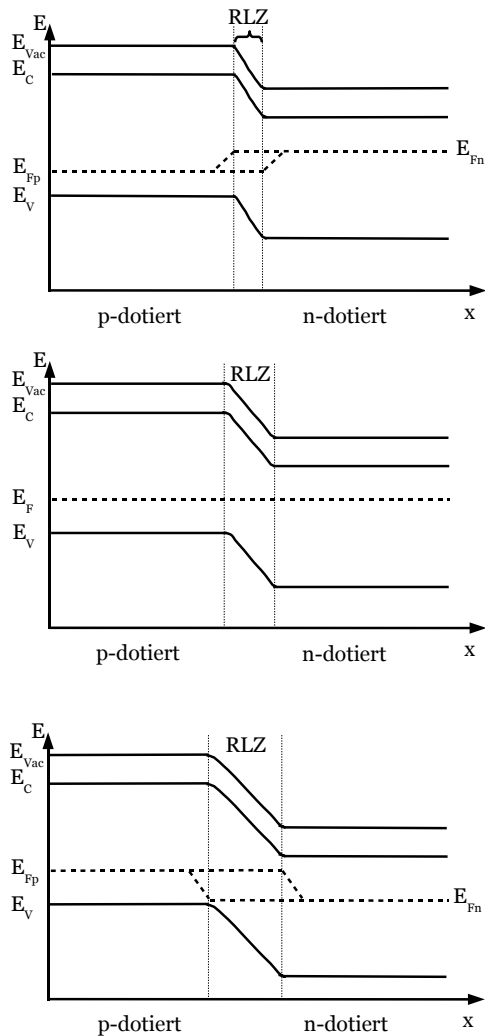
Die Strom-Spannungs-Kennlinie  $I(U)$  einer idealen Halbleiterdiode wird durch die SHOCKLEY-Gleichung beschrieben:

$$I(U) = I_0 \left[ \exp \left( \frac{qU}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.2)$$

Aus Gleichung 2.2 lassen sich die wesentlichen Eigenschaften einer Diode ablesen: Die Kennlinie verläuft asymmetrisch und exponentiell. Für  $U < 0$  fließt lediglich ein kleiner Sättigungssperrstrom  $I_0$  und man spricht von der Sperrrichtung der Diode. Im Fall  $U > 0$  hingegen wächst der Strom exponentiell mit der angelegten Spannung. Dies ist die so genannte Durchlassrichtung. Es ist weiterhin zu erkennen, dass die Kennlinie direkt von der Temperatur  $T$  abhängig ist.

## 2.5. Der Laser

Ein Laser kann sehr intensive und stark gebündelte elektromagnetische Strahlung erzeugen, die außerdem eine definierte Wellenlänge besitzt und kohärent ist. Der Laserstrahl entsteht als stehende Welle zwischen zwei Spiegeln – dem so genannten Resonator – in einer geeigneten aktiven Medium, dessen Moleküle bzw. Atome sich zur Emission in einer Richtung gegenseitig anregen. Um den Laserstrahl auskoppeln zu können, ist einer der beiden Resonator-Spiegel teildurchlässig.



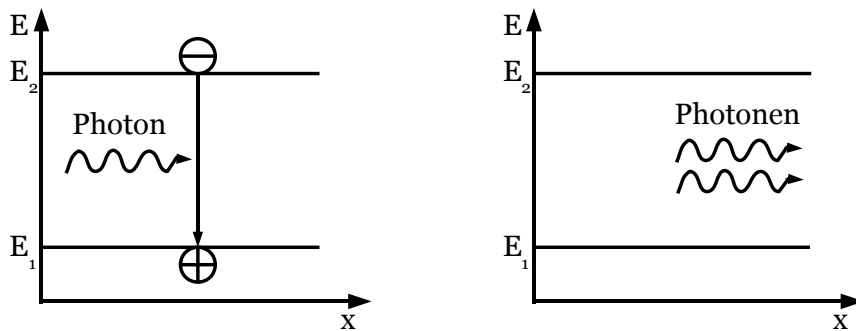
**Abb. 2.5:** Bänderdiagramm für einen pn-Übergang bei einer Vorwärtsspannung, im Gleichgewicht und bei einer Rückwärtsspannung (von oben nach unten).



### 2.5.1. Grundlegende Mechanismen eines Lasers

Die Funktion eines Lasers basiert auf zwei grundlegende Mechanismen – der *stimulierten Emission* und der *Besetzungsinversion*.

Befindet sich ein Atom, Ion oder Molekül in einem angeregten Zustand  $E_2$ , so kann es unter Emission eines Photons in ein tieferes Energieniveau  $E_1$  übergehen. Wird dieser Übergang durch ein anderes Photon ausgelöst, spricht man von stimulierter oder auch induzierter Emission. Das auslösende und das emittierte Photon besitzen die gleiche Wellenlänge, Phase, Polarisation und Ausbreitungsrichtung. Dieser Prozess ist in der Abbildung 2.6 schematisch dargestellt.



**Abbildung 2.6:** Energieschema vor (links) und nach (rechts) einer stimulierten Emission.

Die Besetzungsinversion beschreibt ein quantenmechanisches System, in dem sich mehr Teilchen in einem höherenergetischen, angeregten Zustand befinden als in einem tieferen Energieniveau. Die Besetzungsinversion ist nicht stabil und muss durch Energieaufwand künstlich herbeigeführt und aufrecht erhalten werden. Man spricht hier vom so genannten *Pumpen*. Zur Erzeugung einer Besetzungsinversion werden mindestens drei Energieniveaus benötigt.

Bei einem 3-Niveau-Laser werden z. B. aus dem Grundzustand  $E_0$  Elektronen in den angeregten Zustand  $E_2$  gepumpt. Aufgrund der Kurzlebigkeit relaxieren diese Elektronen in den langlebigen metastabilen Zustand  $E_1$ . Dieser Zustand dient als Speicher für die stimulierte Emission und erzeugt gegenüber dem Grundzustand eine Besetzungsinversion. Das dadurch erzeugte Laserlicht besitzt dann die Wellenlänge, die dem energetischen Abstand zwischen dem Grundzustand und dem metastabilen Zustand entspricht. In Abbildung 2.7 ist dieser Prozess schematisch dargestellt.

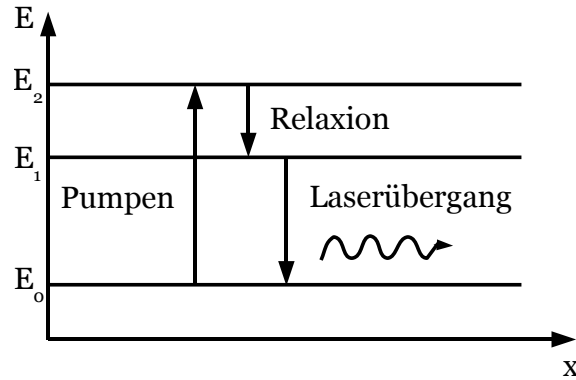


Abbildung 2.7: Energieschema eines 3-Niveau-Lasersystems.

### 2.5.2. Der Diodenlaser

Das aktive Medium eines Diodenlasers ist ein stark dotierter pn-Übergang, der in Durchlassrichtung betrieben wird. Durch einen externen Strom werden Elektronen und Löcher in die Raumladungszone injiziert, die dort rekombinieren und Photonen erzeugen. Ab einem gewissen Schwellstrom  $I_S$  wird eine Besetzungsinversion in der Raumladungszone erreicht und die Diode beginnt zu lasen. Aufgrund der hohen Lichtverstärkung sind zwei passend gebrochene, teilreflektierende und plane Endflächen des Halbleiterkristalls als optischer Resonator ausreichend – ein so genannter FABRY-PEROT-Resonator. Die Reflektivität an den Endflächen beträgt ungefähr 32%.

In dem Resonator bilden sich optische Moden aus, die von der Resonatorlänge  $L$ , dem Brechungsindex  $n$  des Halbleitermaterials und  $m \in \mathbb{N}$  abhängen:

$$m \cdot \lambda = 2 \cdot L \cdot n \quad (2.3)$$

Ausgehend von Gleichung 2.3 lässt sich der Modenabstand  $\Delta\lambda$  ermitteln. Dazu löst man die Gleichung nach  $n$  auf und bildet das totale Differential bezüglich  $L$ ,  $\lambda$  und  $m$ :

$$\begin{aligned} dn &= \frac{\partial n}{\partial \lambda} d\lambda + \frac{\partial n}{\partial m} dm + \frac{\partial n}{\partial L} dL \\ &= \frac{m}{2L} d\lambda + \frac{\lambda}{2L} dm - \frac{m\lambda}{2L^2} dL \end{aligned} \quad (2.4)$$

Das totale Differential von  $n(\lambda, T)$  lautet:

$$dn = \frac{\partial n}{\partial \lambda} d\lambda + \frac{\partial n}{\partial T} dT \quad (2.5)$$

Gleichsetzen der Gleichungen 2.4 und 2.5 ergibt:

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda} d\lambda + \frac{\partial n}{\partial T} dT = \frac{m}{2L} d\lambda + \frac{\lambda}{2L} dm - \frac{m\lambda}{2L^2} dL \quad (2.6)$$

Da sich weder die Temperatur noch die Resonatorlänge ändert, gilt  $dT = 0$  und  $dL = 0$ . Somit vereinfacht sich die Gleichung 2.6 wie folgt:

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda} d\lambda = \frac{m}{2L} d\lambda + \frac{\lambda}{2L} dm \quad (2.7)$$

Integration zwischen zwei benachbarten Moden führt zu:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \Delta\lambda &= \frac{m}{2L} \Delta\lambda - \frac{\lambda}{2L} \\ \Leftrightarrow \frac{\lambda}{2L} &= \left( \frac{m}{2L} - \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right) \Delta\lambda \\ \Leftrightarrow \Delta\lambda &= \frac{\lambda}{2L \left( \frac{m}{2L} - \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right)} \end{aligned} \quad (2.8)$$

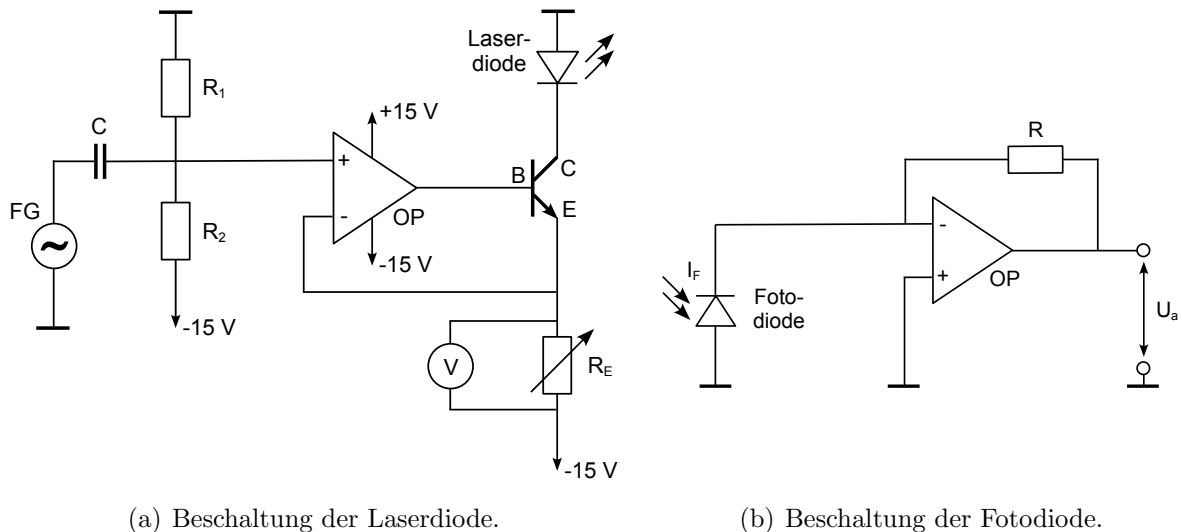
Unter Berücksichtigung von Gleichung 2.3 ergibt sich nun für den Modenabstand  $\Delta\lambda$ :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L \left( n - \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right)} \quad (2.9)$$

### 3. Versuchsteil

Im Versuchsteil wird eine GaAlAs-Laserdiode des Typs SANYO DL-3149-055 charakterisiert. Dazu werden Strom-Spannungs- und Strahlungs-Strom-Kennlinien in Abhängigkeit der Temperatur aufgenommen und der Schwellstrom bestimmt. Des Weiteren wird das Verhalten der Laserdiode bei einer periodischen Modulation des Stromes betrachtet und die äußere differentielle Quantenausbeute ermittelt. Mit Hilfe eines Gitterspektrographen wird die von der Laserdiode emittierte Strahlung anschließend spektroskopisch untersucht. Dazu wird der verwendete Spektrograph zunächst mit Hilfe der bekannten Neon-Linien kalibriert.

#### 3.1. Aufbau



(a) Beschaltung der Laserdiode.

(b) Beschaltung der Fotodiode.

**Abbildung 3.1:** Beschaltung der Laserdiode mit einer steuerbaren Konstantstromquelle sowie der Fotodiode mit einem Strom-Spannungs-Wandler.

##### 3.1.1. Beschaltung der Laserdiode

Da eine Laserdiode typischerweise eine exponentielle Strom-Spannungs-Charakteristik aufweist, ist es günstiger, den Strom zu variieren und die resultierende Spannung zu messen, um die Laserdiode nicht durch einen zu großen Strom versehentlich zu zerstören. Dazu wird die Laserdiode mit einer steuerbaren Konstantstromquelle beschaltet wie in Abbildung 3.1a dargestellt.

Die beiden Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  bilden einen Spannungsteiler und werden so dimensioniert, dass am positiven Eingang des Operationsverstärkers OP eine Spannung von

6 V anliegt. Der in Gegenkopplung betriebene OP versucht nun die Spannungsdifferenz zwischen beiden Eingängen auf Null zu halten. Der Ausgang des OP ist mit der Basis eines npn-Transistors verbunden. Der Emitterwiderstand  $R_E$  ist als Potentiometer realisiert und damit einstellbar. Am Kollektor des Transistors befindet sich die Laserdiode.

Am Emitterwiderstand liegt gemäß des ohmschen Gesetzes die Spannung

$$U_E = R_E \cdot I_E \quad (3.1)$$

an. Ein Anstieg von  $I_E$  würde also zugleich einen Anstieg von  $U_E$  zur Folge haben. Dadurch würde aber die Basis-Emitter-Spannung  $U_{BE}$  verringert, was sich direkt in einer Verringerung des Stromes zwischen Kollektor und Emitter auswirken würde. Umgekehrt würde eine Verringerung von  $I_E$  zu einer Vergrößerung von  $U_{BE}$  führen und damit zu einem größeren Strom durch den Transistor.

Bei handelsüblichen Silizium-Transistoren ist  $U_{BE}$  mit etwa 0,7 V vorgegeben. Dadurch ist die Spannung am Emitterwiderstand immer um 0,7 V kleiner als die Eingangsspannung an der Basis. Durch eine Veränderung des Emitterwiderstandes  $R_E$  kann nun der gewünschte Strom eingestellt werden, der durch den Transistor und damit auch durch die Laserdiode fließt, denn für Transistoren gilt üblicherweise:

$$I_E = I_B + I_C \approx I_C \quad (3.2)$$

Um das Verhalten der Laserdiode bei einer periodischen Variation des Stromes zu untersuchen, wird ein Funktionsgenerator FG verwendet. Dieser ist durch einen Kondensator  $C$  galvanisch vom übrigen Stromkreis getrennt. Die vom FG erzeugte Spannungsmodulation bewirkt durch die Schaltung der steuerbaren Konstantstromquelle eine Modulation des Stromes  $I_{LD}$  durch die Laserdiode.

### 3.1.2. Beschaltung der Fotodiode

Um die von der Laserdiode emittierte Strahlung quantifizieren zu können, befindet sich in unmittelbarer Nähe zur Laserdiode eine Fotodiode. Diese wird mit einem Strom-Spannungs-Wandler beschaltet wie in der Abbildung 3.1b dargestellt. Mit Hilfe dieser Schaltung wird der durch Photonen erzeugte Fotostrom  $I_F$  in eine Ausgangsspannung  $U_a$  gewandelt. Das zentrale Element dieser Schaltung ist ein OP, dessen negativer Eingang über einen Widerstand  $R$  mit dem Ausgang verbunden ist. Über diesen Widerstand kann gemäß des ohmschen Gesetzes das Verhältnis zwischen Ausgangsspannung und Eingangsstrom eingestellt werden:

$$U_a = -R \cdot I_F \quad (3.3)$$

### 3.1.3. Temperaturregelung

Um die Laserdiode wahlweise erwärmen oder abkühlen zu können, ist ihr Gehäuse auf einem Peltier-Element montiert. Ein Peltier-Element ist ein elektrothermischer Wandler, der einen Stromfluss in eine resultierende Temperaturdifferenz umwandelt. Dazu verwendet man Halbleitermaterialien, die sich in der Lage des Fermi-Niveaus voneinander unterscheiden. Üblicherweise wählt man einen n-Halbleiter und einen p-Halbleiter des selben Ausgangsmaterials. Verbindet man nun diese Materialien durch zwei hintereinanderliegende Metallkontakte und leitet einen Strom durch sie hindurch, so muss in dem einem Material Wärmeenergie aufgenommen werden, um ein Elektron in das energetisch höher liegende Leitungsband des anderen Materials zu heben, während in dem anderem Material Wärmeenergie frei wird, da ein Elektron in das energetisch tiefer liegende Leitungsband gelangt. Dadurch kühlt der eine Kontakt ab, während sich der andere erwärmt.

Übliche Peltier-Elemente bestehen wie in Abbildung 3.2 dargestellt aus einer Reihe von abwechselnd p- und n-dotierten Halbleiterschichten, die mit Metallbrücken verbunden sind. Die einzelnen Metallbrücken sind mit einer oberen und einer unteren Keramikplatte verbunden. Je nach Stromrichtung kühlt sich nun die untere Platte ab, während sich die obere erwärmt, oder umgekehrt. Der Vorteil dieser Anordnung ist also, dass man ein Bauteil, welches sich auf einer der beiden Keramikplatten befindet, wahlweise erwärmen oder kühlen kann. Zur Bestimmung der Temperatur befindet sich im Kühlkörper der Laserdiode ein elektronisches Thermometer des Typs Analog Devices AD590, welches einen Ausgangsstrom erzeugt, der direkt proportional zur absoluten Temperatur ist.

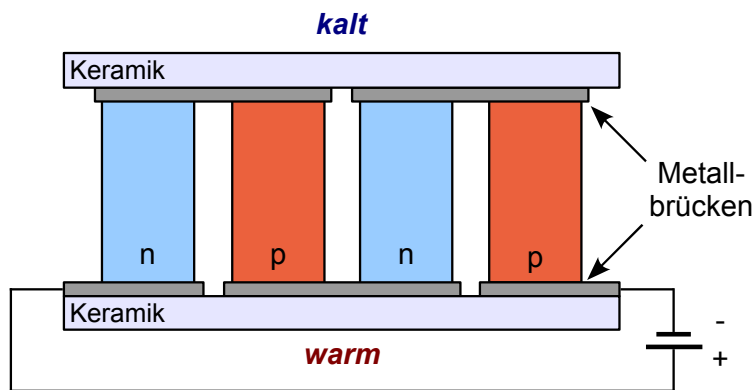
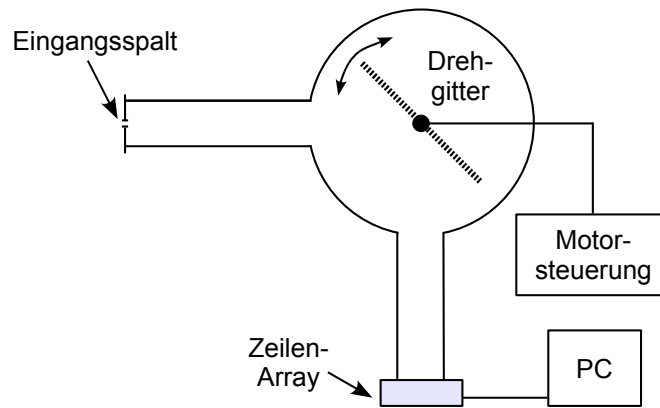


Abbildung 3.2: Prinzip eines Peltier-Elements zur elektrothermischen Wandlung.



**Abbildung 3.3:** Gitterspektrograph zur spektroskopischen Untersuchung der Laserdiode.

### 3.1.4. Gitterspektrograph

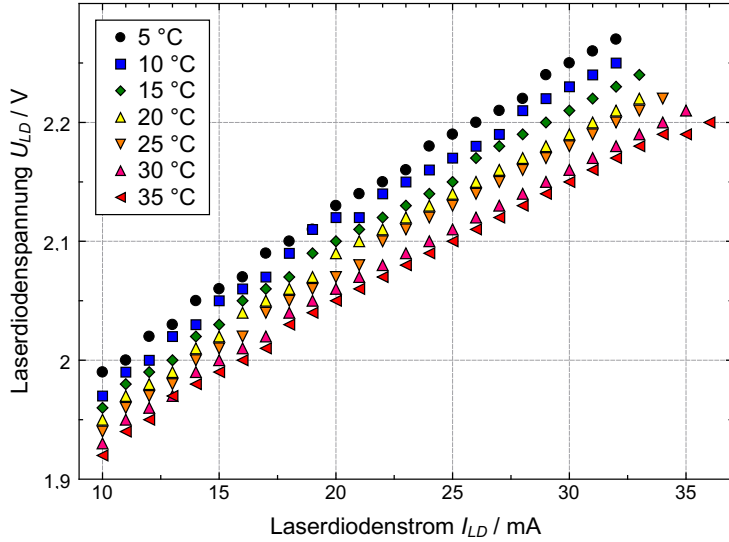
Zur spektralen Untersuchung der Laserdiode wird ein 1-m-Gitterspektrograph gemäß Abbildung 3.3 verwendet. Dabei handelt es sich um einen Umbau eines UV-Spektrographen des Herstellers Jarrell Ash. Der Spektrograph verfügt über einen Eingangsspalt, durch den das Laserlicht eingekoppelt wird. Mit Hilfe einer Mikrometerschraube lässt sich die Spaltbreite einstellen.

Innerhalb des Spektrographen befindet sich das Gitter, welches drehbar gelagert ist und von einem Motor angesteuert werden kann. Je nach Stellung des Drehgitters fällt ein bestimmter Ausschnitt des betrachteten Spektrums auf ein CCD-Zeilenarray des Typs AMES Photonics LARRY 2048 L mit 2048 Pixeln, welches sich hinter dem Austrittsspalt befindet. Das Zeilenarray ist mit einem PC verbunden und kann über die Software Spectra Array ausgelesen werden.

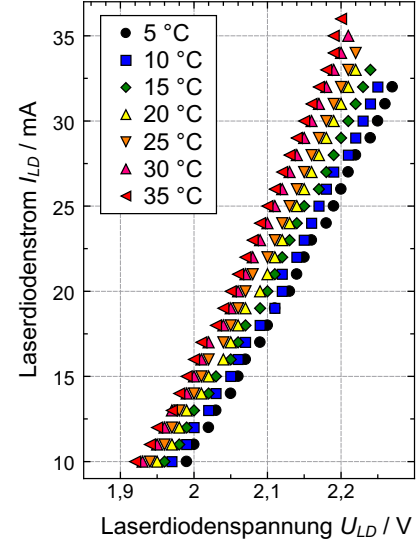
## 3.2. Temperaturabhängige Diodenkennlinien

Zur Aufnahme temperaturabhängiger Kennlinien wird der Laserdiodenstrom  $I_{LD}$  variiert und die Spannung  $U_{LD}$  an der Laserdiode sowie  $U_{FD}$  an der Fotodiode gemessen. Die Messung wird für verschiedene Temperaturen im Bereich zwischen  $5\text{ °C}$  und  $35\text{ °C}$  durchgeführt. Dabei ist darauf zu achten, dass der vom Hersteller angegebene Arbeitsbereich der Laserdiode nicht verlassen wird. Da sich die Angaben in [8] auf eine Temperatur von  $25\text{ °C}$  beziehen, sollte sich  $I_{LD}$  insbesondere bei kleinen Temperaturen deutlich unterhalb der maximal möglichen Werte bewegen.

In der Abbildung 3.4 sind die gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien dargestellt. Dabei zeigt Abbildung 3.4a die der Messung entsprechende Darstellung der Laserdiodenspannung über dem Laserdiodenstrom, während in Abbildung 3.4b die übliche Darstellung von Strom über Spannung gewählt wurde.



(a) Spannungs-Strom-Kennlinien.



(b) Strom-Spannungs-Kennlinien.

**Abbildung 3.4:** Kennlinien der Laserdiode in Abhängigkeit der Temperatur in den Darstellungsweisen Spannung über Strom und Strom über Spannung.

Für beide Darstellungsweisen verlaufen die Kennlinien nur schwach exponentiell und ließen sich näherungsweise linearisieren. In der Darstellung Strom über Spannung ist zu erkennen, dass die Kennlinien für größere Temperaturen steiler werden und in Richtung kleinerer Spannungen verschoben sind. Diese entspricht den Erwartungen gemäß der SHOCKLEY-Gleichung, die das Strom-Spannungs-Verhalten einer idealisierten Diode im Dunkelfall wiedergibt:

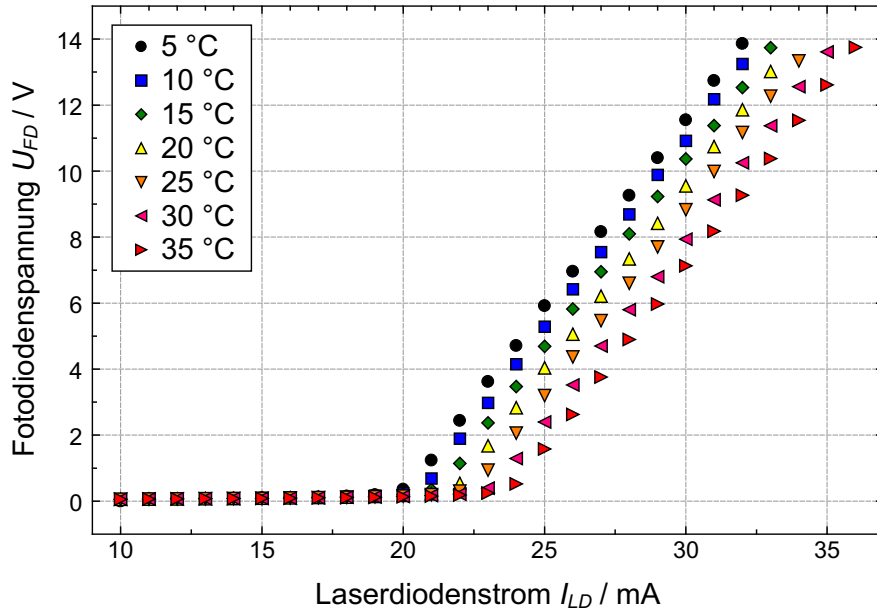
$$I = I_0 \left[ \exp \left( \frac{qU}{kT} \right) - 1 \right] \quad (3.4)$$

Dabei bezeichnet  $I_0$  den Sättigungssperrstrom,  $U$  die Spannung an der Diode und  $T$  die Temperatur. Erhöht man nun  $T$ , wird das Argument der Exponentialfunktion insgesamt kleiner und die Kennlinie verschiebt sich in Richtung kleinerer Spannungen.

In der Abbildung 3.5 sind die gemessenen Strahlungs-Strom-Kennlinien für verschiedene Temperaturen dargestellt. Als Maß für die emittierte Strahlung dient die Spannung an der Fotodiode. Leider ist die absolute Quantenausbeute für die verwendete Fotodiode nicht bekannt, so dass aus den gemessenen Spannungen keine Photonenflussdichten bestimmt werden können. Dennoch gibt die Fotodiodespannung die qualitative Änderung des emittierten Photonenflusses bei verschiedenen Laserdiodenströmen korrekt wieder.

Die Strahlungs-Strom-Kennlinien lassen sich in zwei Bereiche einteilen: Den lasenden und den nicht-lasenden Bereich. Beide Bereiche lassen sich durch Geraden unterschiedlicher Steigung approximieren. Im lasenden Bereich ist die Steigung deutlich größer als im





**Abbildung 3.5:** Strahlungs-Strom-Kennlinien der Laserdiode bei verschiedenen Temperaturen. Die emittierte Strahlung der Laserdiode wird durch die gemessene Fotodiodenspannung quantifiziert.

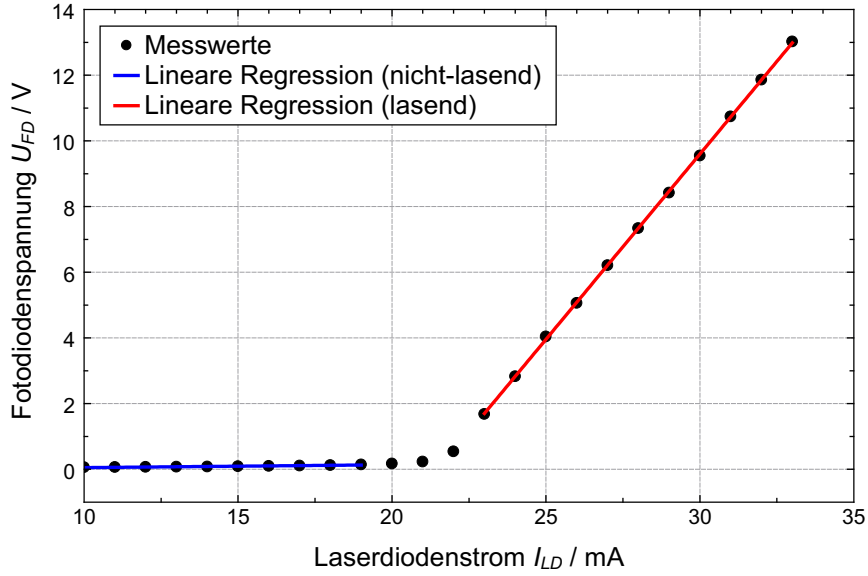
nicht-lasenden Bereich. Der Übergang zwischen beiden Bereichen liegt bei dem Schwellstrom  $I_S$  vor, bei dem die Laserdiode in den lasenden Betrieb übergeht. Bei  $I < I_S$  verhält sich die Laserdiode wie eine Lumineszenz-Diode (LED). Anhand der Kennlinien ist zu erkennen, dass sich  $I_S$  bei steigender Temperatur in Richtung größerer Ströme verschiebt.

Zur Bestimmung des Schwellstromes wird in den Bereichen, in denen die Kennlinien näherungsweise linear verlaufen, eine lineare Regression durchgeführt. Der nichtlineare Übergangsbereich wird bei der Ermittlung der Ausgleichsgeraden nicht berücksichtigt. Die Ausgleichsgeraden haben dann folgende Form:

$$\begin{aligned}
 U_{FD} &= A_1 \cdot I_{LD} + B_1 && \text{(nicht-lasender Bereich)} \\
 U_{FD} &= A_2 \cdot I_{LD} + B_2 && \text{(lasender Bereich)}
 \end{aligned}$$

In der Abbildung 3.6 ist die lineare Regression exemplarisch für eine Temperatur von 20 °C dargestellt. Mit Hilfe der so ermittelten Koeffizienten  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $A_2$  und  $B_2$  lässt sich nun der Schnittpunkt beider Ausgleichsgeraden bestimmen, welchen wir in der Folge als Schwellstrom  $I_S$  definieren:

$$I_S = \frac{B_2 - B_1}{A_1 - A_2} \tag{3.5}$$

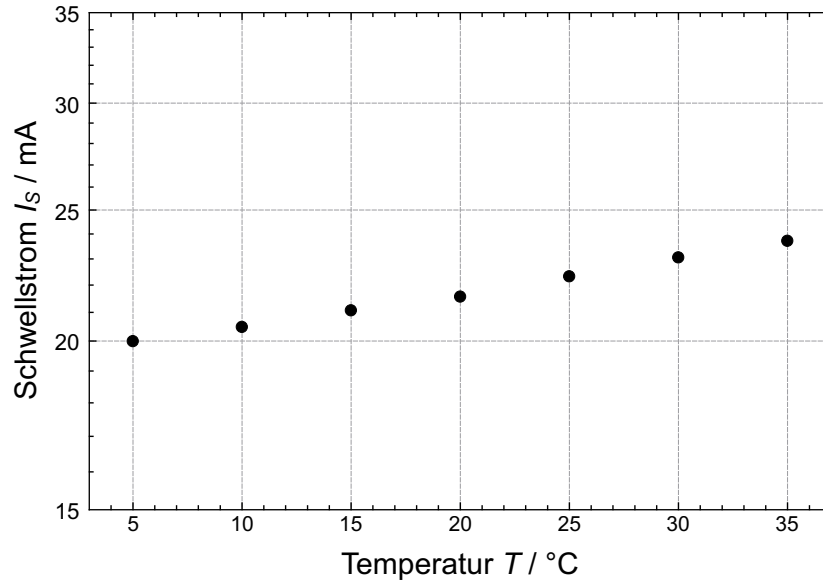


**Abbildung 3.6:** Lineare Regression der Fotodiodespannung  $U_{FD}$  für den lasenden und nicht-lasenden Bereich bei einer Temperatur von  $T = 20^\circ\text{C}$ .

In der Tabelle 3.1 sind die Koeffizienten der linearen Regression sowie die berechneten Schwellströme für alle betrachteten Temperaturen aufgelistet. Abbildung 3.7 zeigt den Schwellstrom  $I_S$  halblogarithmisch aufgetragen über der Temperatur  $T$ . Es ist zu erkennen, dass der Schwellstrom in dieser Darstellung näherungsweise linear mit der Temperatur wächst. Dies entspricht den Erwartungen gemäß [8].

$T / ^\circ\text{C}$	$A_1$	$B_1$	$A_2$	$B_2$	$I_S / \text{mA}$
5	$0,01 \pm 0,002$	$-0,11 \pm 0,03$	$1,14 \pm 0,003$	$-22,62 \pm 0,08$	$19,99 \pm 0,11$
10	$0,01 \pm 0,001$	$-0,04 \pm 0,01$	$1,14 \pm 0,003$	$-23,20 \pm 0,09$	$20,48 \pm 0,12$
15	$0,01 \pm 0,001$	$-0,05 \pm 0,01$	$1,13 \pm 0,005$	$-23,64 \pm 0,13$	$21,06 \pm 0,20$
20	$0,01 \pm 0,001$	$-0,06 \pm 0,02$	$1,13 \pm 0,005$	$-24,21 \pm 0,13$	$21,56 \pm 0,21$
25	$0,01 \pm 0,001$	$-0,04 \pm 0,01$	$1,13 \pm 0,003$	$-25,06 \pm 0,08$	$22,32 \pm 0,12$
30	$0,01 \pm 0,001$	$-0,05 \pm 0,01$	$1,12 \pm 0,005$	$-25,66 \pm 0,14$	$23,05 \pm 0,22$
35	$0,01 \pm 0,002$	$-0,05 \pm 0,02$	$1,11 \pm 0,003$	$-26,16 \pm 0,08$	$23,71 \pm 0,11$

**Tabelle 3.1:** Koeffizienten  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $A_2$  und  $B_2$  der linearen Regression für die Strahlungsstrom-Kennlinien bei verschiedenen Temperaturen  $T$  sowie die aus den Koeffizienten bestimmten Schwellströme  $I_S$ . Die Fehlerangaben resultieren aus der Güte der numerischen Anpassung sowie der GAUSSschen Fehlerfortpflanzung.



**Abbildung 3.7:** Berechnete Schwellströme  $I_S$  bei verschiedenen Temperaturen  $T$ .

### 3.3. Modulation des Laserdiodenstromes

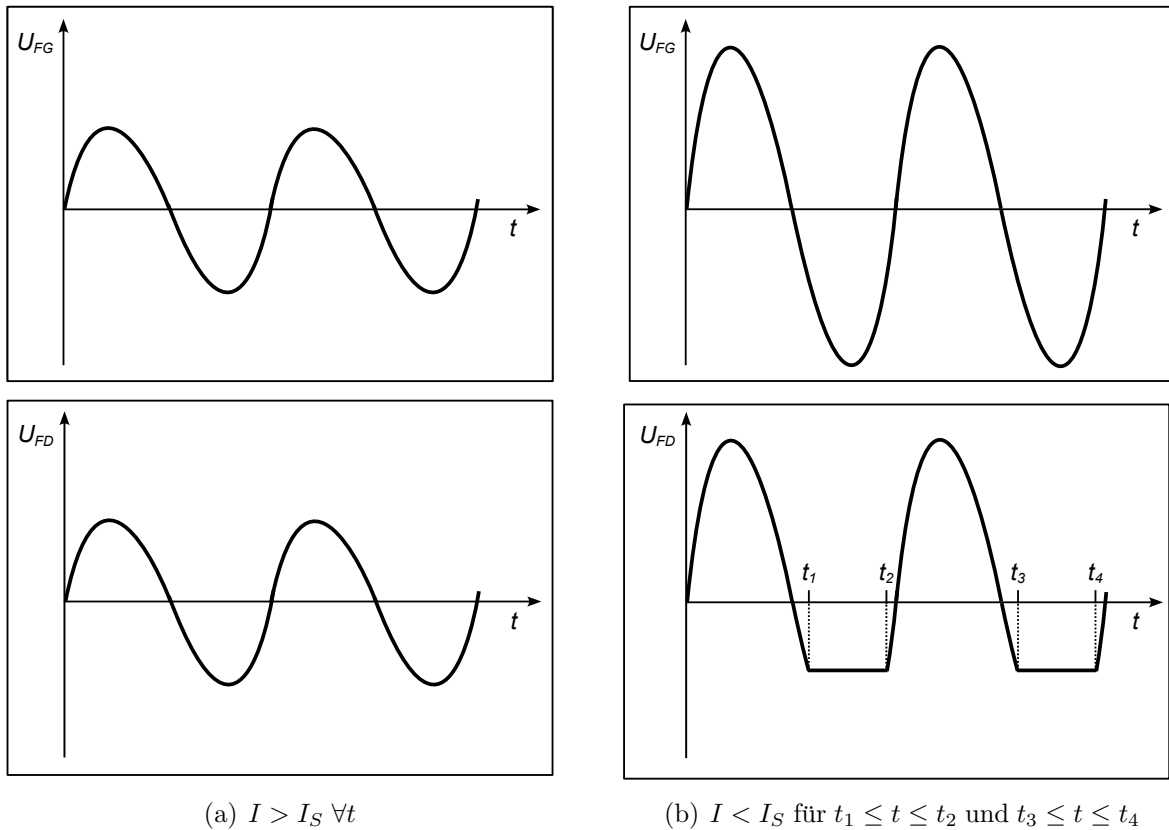
Für diesen Versuchsteil wird der Strom durch die Laserdiode mit einem Funktionsgenerator des Typs Toellner Toe 7404 sinusförmig moduliert. Das Ausgangssignal des Funktionsgenerators sowie das Spannungssignal der Fotodiode werden auf einem Oszilloskop (Trio CS-1022) betrachtet.

Die Spannungsamplitude  $U_{FG}$ , die am Funktionsgenerator eingestellt wird, überlagert zunächst die Spannung  $U_e$  am durch die beiden Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  gebildeten Spannungsteiler (vgl. Abbildung 3.1a). Diese Spannung liegt am positiven Eingang des Operationsverstärkers an und wirkt sich dadurch direkt auf den Laserdiodenstrom  $I_{LD}$  aus. Die Beschaltung als steuerbare Konstantstromquelle stellt eine Gegenkopplung dar und hat somit eine lineare Übertragungsfunktion. Daraus folgt, dass eine Modulation der Spannung  $U_e$  um  $\pm 20\%$  durch den Funktionsgenerator auch eine Modulation des Laserdiodenstromes  $I_{LD}$  um  $\pm 20\%$  zur Folge hat.

Die Modulation wird um einen Arbeitspunkt etwa in der Mitte des lasenden Bereichs der Strahlungs-Strom-Kennlinie auf den Laserdiodenstrom gegeben. Beim beobachteten Spannungssignal  $U_{FD}$  der Fotodiode sind nun zwei Fälle zu unterscheiden: Ist die Amplitude der Modulation so klein, dass die untere Halbwelle des modulierten Laserdiodenstromes den Schwellstrom nicht unterschreitet, folgt  $U_{FD}$  dem Modulationssignal  $U_{FG}$  in Phase und Form. Dieser Fall ist in Abbildung 3.8a dargestellt. Ist jedoch die Modulation so groß, dass die untere Halbwelle den Schwellstrom unterschreitet, fällt die Laserdiode in diesem Bereich aus dem lasenden Betrieb heraus. Dies wirkt sich direkt

auf das Signal der Fotodiode aus, wie in Abbildung 3.8b gezeigt.

Dies deckt sich mit den bereits bei den Strahlungs-Strom-Kennlinien durchgeführten Überlegungen: Betrachtet man ausschließlich den lasenden oder den nicht-lasenden Bereich, so ist die Strahlungsleistung hier linear mit dem modulierten Laserdiodenstrom. Betrachtet man jedoch eine Modulation, die bewirkt, dass die Laserdiode periodisch zwischen lasendem und nicht-lasendem Bereich wechselt, folgt das Spannungssignal an der Fotodiode nicht mehr linear.



**Abbildung 3.8:** Beobachtungen zur Modulation des Laserdiodenstromes. Aufgetragen sind das Spannungssignal  $U_{FG}$  am Ausgang des Funktionsgenerators und die Fotodiodenspannung  $U_{FD}$  über der Zeit  $t$ . In Teilabbildung (a) ist die Modulation so klein, dass der Schwellstrom zu keiner Zeit unterschritten wird. In Teilabbildung (b) hingegen ist die Modulation so groß, dass der Schwellstrom durch die negative Halbwellen unterschritten wird und die Laserdiode somit periodisch zwischen lasendem und nicht-lasendem Bereich wechselt.

### 3.4. Bestimmung der äußeren differentiellen Quantenausbeute

Die äußere differentielle Quantenausbeute  $Q$  der Laserdiode ist durch das differentielle Verhältnis zwischen den erzeugten Photonen und der Ladungsträgerdichte im Halbleitermaterial gegeben:

$$Q = \frac{dn_{Photon}}{dt} \bigg/ \frac{dn_{Elektron}}{dt} = \frac{e}{h\nu} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta I} \quad (3.6)$$

Dabei bezeichnet  $\Delta\Phi$  die Änderung der Strahlungsleistung und  $\Delta I$  die Änderung des Laserdiodenstromes. Da die Quantenausbeute der Fotodiode nicht bekannt ist, kann  $\Delta\Phi$  nicht quantifiziert werden. Als Maß für die Photonenflussdichte verwenden wir unter der Annahme einer linearen Übertragungsfunktion die Spannung an der Fotodiode. Unter dieser Voraussetzung entspricht die Quantenausbeute der Steigung der Strahlungsstrom-Kennlinie, multipliziert mit dem Vorfaktor  $\frac{e}{h\nu}$ , wobei wir  $\nu$  aus der in [8] angegebenen typischen Wellenlänge der Laserdiode von  $\lambda = 670$  nm berechnen.

Bei der Berechnung der Quantenausbeute sind der lasende und der nicht-lasende Bereich getrennt voneinander zu betrachten. Die Steigungen der Strahlungs-Strom-Kennlinien für verschiedene Temperaturen sind in Tabelle 3.1 angegeben. Um  $Q$  als dimensionslose Größe angeben zu können, wird nicht der Quotient  $\Delta U_{FD}/\Delta I_{LD}$  betrachtet, sondern  $\Delta(U_{FD} \cdot I_{FD})/\Delta I_{LD}$ . Dabei machen wir uns die Angabe zunutze, dass ein Fotodiodenstrom von  $I_{FD} = 0,1$  mA einer Fotodiodenspannung von  $U_{FD} = 1$  V entspricht.

$T / ^\circ\text{C}$	$Q_{nl}$	$Q_l$
5	$0,00054 \pm 0,00010$	$0,06156 \pm 0,00016$
10	$0,00054 \pm 0,00005$	$0,06156 \pm 0,00016$
15	$0,00054 \pm 0,00005$	$0,06102 \pm 0,00027$
20	$0,00054 \pm 0,00005$	$0,06102 \pm 0,00027$
25	$0,00054 \pm 0,00005$	$0,06102 \pm 0,00016$
30	$0,00054 \pm 0,00005$	$0,06048 \pm 0,00027$
35	$0,00054 \pm 0,00010$	$0,05994 \pm 0,00016$

**Tabelle 3.2:** Berechnete äußere differentielle Quantenausbeuten für den nicht-lasenden und den lasenden Bereich bei verschiedenen Temperaturen.

Die berechneten äußeren differentiellen Quantenausbeuten  $Q_l$  für den lasenden Bereich und  $Q_{nl}$  für den nicht-lasenden Bereich zeigt Tabelle 3.2. Es ist festzustellen, dass sich die Quantenausbeute nur schwach mit der Temperatur ändert. Für den lasenden Bereich ist die Quantenausbeute etwa um einen Faktor 110 größer als im nicht-lasenden Bereich.

Eine alternative Methode zur Bestimmung der äußeren differentiellen Quantenausbeute stellt die periodische Modulation des Laserdiodenstromes um einen bestimmten Arbeits-

punkt dar. Der Quotient  $\Delta U_{FD}/\Delta I_{LD}$  ist dann durch die Stärke der Modulation  $\Delta I_{LD}$  und der daraus resultierenden Modulationsamplitude der Fotodiodenspannung  $\Delta U_{FD}$  gegeben. Aufgrund fehlender Messdaten können wir diese Methode an dieser Stelle leider nicht zur Quantifizierung von  $Q$  anwenden.

## 3.5. Kalibrierung und Einstellung des Spektrographen

### 3.5.1. Einstellung des Eingangsspalt

Da das Auflösungsvermögen des Spektrographen (vgl. Abbildung 3.3) neben den Gittereigenschaften auch von der Breite des Eingangsspalt abhängt, wird zunächst das Spektrum eines Helium-Neon-Lasers ( $\lambda = 632,82 \text{ nm}$ ) betrachtet. Um das CCD-Zeilenarray nicht durch zu hohe Intensitäten zu zerstören und um das Gitter vollständig auszuleuchten wird der Laser dazu auf eine Diffusorplatte gerichtet und das gestreute Licht durch den Eingangsspalt in den Spektrographen eingekoppelt.

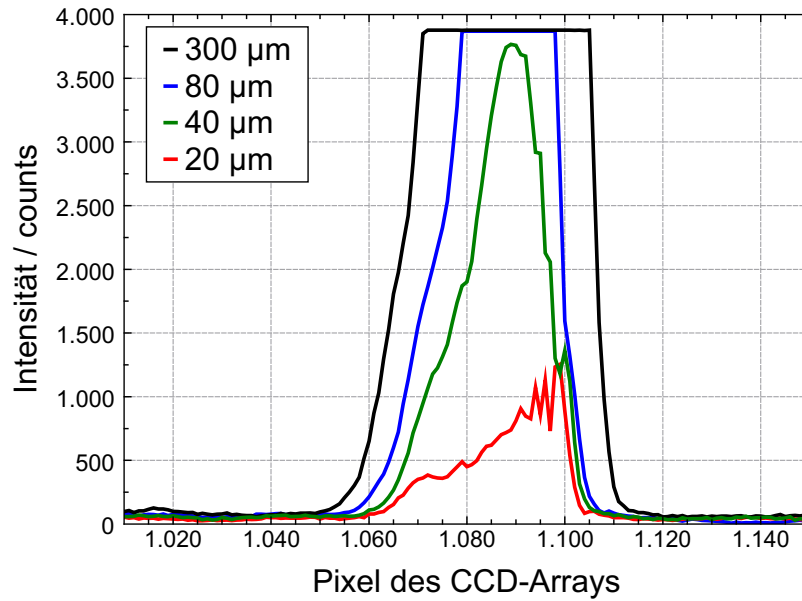
Für verschiedene Eingangsspaltbreiten werden nun Spektren mit dem CCD-Zeilenarray aufgenommen. Der Spektrograph wird dazu mit Hilfe der Motorsteuerung auf eine mittlere Wellenlänge  $\lambda_0$  in der Nähe der Linie des Helium-Neon-Lasers eingestellt. In der Abbildung 3.9 sind exemplarisch einige Spektren für verschiedene Spaltbreiten dargestellt. Da der Spektrograph bislang nicht kalibriert wurde, ist auf der Abzisse die Nummer der Pixel des Zeilenarrays aufgetragen.

Es ist zu erkennen, dass die Linienbreite für kleinere Spaltbreiten abnimmt. Bei sehr kleinen Spaltbreiten unterhalb von  $40 \mu\text{m}$  jedoch nimmt auch die Intensität ab. Für die folgenden Messungen ist es also ratsam, eine solche Spaltbreite zu verwenden, bei der die Linien möglichst schmal sind, die Lichtausbeute des CCD-Arrays aber noch ausreichend hoch ist, um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu gewährleisten. Durch Variation der Spaltbreite konnte die Linie des Helium-Neon-Lasers auf eine minimale Halbwertsbreite von 5 px eingestellt werden. Aufgrund der genannten Anforderungen entscheiden wir uns für alle weiteren Untersuchungen für eine Spaltbreite von  $30 \mu\text{m}$ .

Um eine spektrale Breite  $\Delta\nu$  in ein Wellenlängenintervall  $\Delta\lambda$  umzurechnen, betrachten wir die Kohärenzzeit  $\Delta t_c = 1/\Delta\nu$ , mit der gilt:

$$\Delta\lambda = \frac{1}{c} \frac{\lambda_z^2}{\Delta t_c} \quad (3.7)$$

Dabei bezeichnet  $\lambda_z$  die zentrale Wellenlänge der Spektrallinie. Für den Helium-Neon-Laser mit  $\lambda_z = 632,82 \text{ nm}$  und  $\Delta\nu = 100 \text{ MHz}$  erhalten wir ein Wellenlängenintervall von  $\Delta\lambda = 1,33 \cdot 10^{-4} \text{ nm}$ . Damit liegt die tatsächliche Breite der Helium-Neon-Linie deutlich unterhalb des Auflösungsvermögens des Spektrographen.



**Abbildung 3.9:** Linienbreite des Spektrums eines Helium-Neon-Lasers für verschiedene Spaltbreiten des Gitterspektrographen.

### 3.5.2. Kalibrierung des Spektrographen

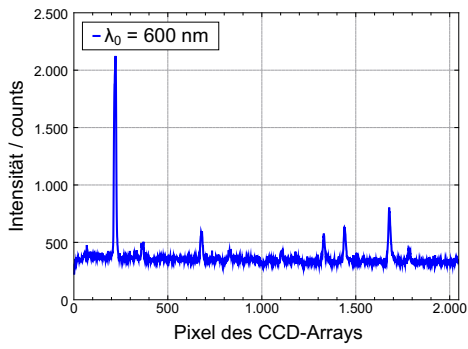
Im Folgenden soll der Spektrograph kalibriert werden. Dies ist nötig, da die in der Software `Spectra Array` angezeigten Wellenlängen nicht mit den tatsächlichen Wellenlängen des Spektrographen übereinstimmen. Als unabhängige Variable betrachten wir die Pixelnummer  $m$  des CCD-Zeilenarrays, welche Werte zwischen 1 und 2048 annehmen kann. Bei der Aufnahme eines Spektrums wird jedem Pixel ein Intensitätswert zugeordnet. Es gilt nun eine Funktion zu finden, die den Pixelwerten  $m$  bei bekannter mittlerer Wellenlänge  $\lambda_0$ <sup>1</sup> eine Wellenlänge  $\lambda$  zuordnet. Dazu benutzen wir eine Kalibrierfunktion  $\lambda(m)$  folgender Form:

$$\lambda(m) = \left[ (\lambda_0 + \omega_\lambda) - \frac{b}{2} \right] + \mu \cdot m \quad (3.8)$$

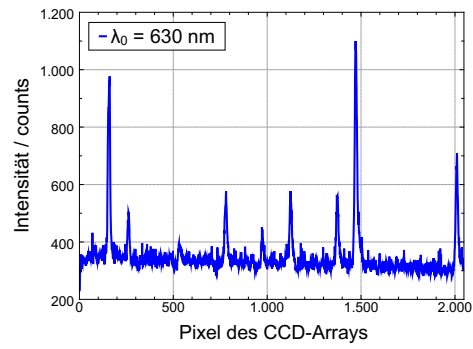
Dabei bezeichnet  $\mu$  den Umrechnungsfaktor zwischen Wellenlängen und Pixeln in nm/px. Der Parameter  $\omega_\lambda$  steht für einen noch zu bestimmenden Offset zwischen dem zu erwartenden Pixel für die mittlere Wellenlänge – nämlich genau in der Mitte des Zeilenarrays bei 1024 px – und dem tatsächlich beleuchteten Pixel. Die spektrale Breite in nm, die von dem Zeilenarray abgedeckt wird, ist schließlich durch  $b$  gegeben.

<sup>1</sup> $\lambda_0$  wird an der Anzeige des Spektrographen abgelesen.

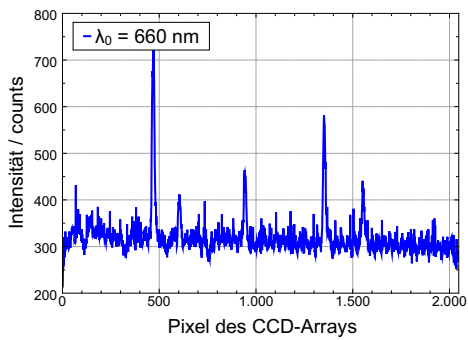
Um das Verhältnis  $\mu$  zwischen Pixel und Wellenlänge zu bestimmen wird eine Neon-Gasentladungslampe benutzt, die an einem Hochspannungs-Netzgerät betrieben wird. Das Neon-Licht wird mit Hilfe eines Spiegels in den Spektrographen eingekoppelt und mit dem CCD-Zeilenarray bei einer Integrationszeit von 500 ms analysiert. Da das Zeilenarray nur einen bestimmten Spektralbereich abdeckt, werden Spektren für verschiedene mittlere Wellenlängen  $\lambda_0$  aufgenommen. Die Abbildung 3.10 zeigt Ausschnitte des Neon-Spektrums für mittlere Wellenlängen zwischen  $\lambda_0 = 600$  nm und  $\lambda_0 = 720$  nm.



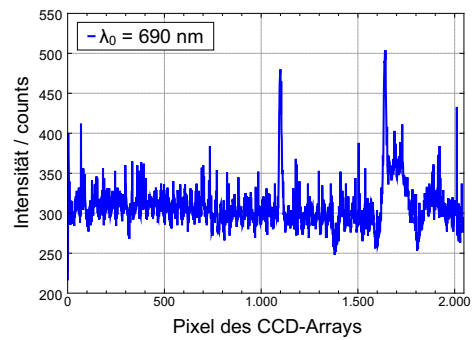
(a) Mittlere Wellenlänge:  $\lambda_0 = 600$  nm



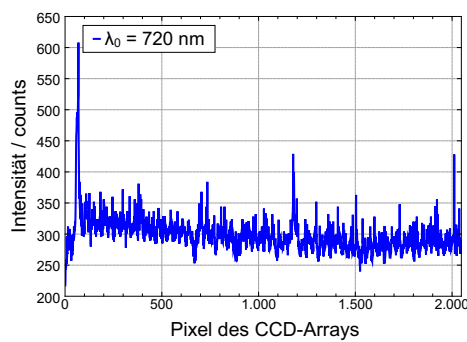
(b) Mittlere Wellenlänge:  $\lambda_0 = 630$  nm



(c) Mittlere Wellenlänge:  $\lambda_0 = 660$  nm



(d) Mittlere Wellenlänge:  $\lambda_0 = 690$  nm



(e) Mittlere Wellenlänge:  $\lambda_0 = 720$  nm

**Abbildung 3.10:** Ausschnitte aus den gemessenen Neon-Spektrum für verschiedene mittlere Wellenlängen  $\lambda_0$  zur Kalibrierung des Spektrographen.



Pixel	Ne-Linie / nm	Pixel	Ne-Linie / nm
222	585,25	471	650,65
360	588,19	945	659,90
679	594,48	1352	626,68
1330	607,43	1553	671,70
1441	609,61	für $\lambda_0 = 660$ nm	
1681	614,31	für $\lambda_0 = 690$ nm	
für $\lambda_0 = 600$ nm		Pixel	Ne-Linie / nm
Pixel	Ne-Linie / nm	69	671,70
161	614,31	1100	692,95
261	616,36	1641	703,24
781	626,65	für $\lambda_0 = 690$ nm	
1123	633,44	Pixel	Ne-Linie / nm
1375	638,30	69	703,24
1472	640,22	1183	724,52
1472	650,65	für $\lambda_0 = 720$ nm	
für $\lambda_0 = 630$ nm			

**Tabelle 3.3:** Identifizierte Neon-Linien nach [7] in den Ausschnitten des gemessenen Neon-Spektrums (siehe Abbildungen 3.10a bis 3.10e).

Die einzelnen Linien in den Abbildungen 3.10a bis 3.10e werden nun den bekannten Spektrallinien von Neon zugeordnet. Diese sind aus [7] entnommen. Die Identifizierung der Linien geschah unter der Annahme, dass das Zeilenarray ungefähr eine spektrale Breite von 38 nm abdeckt. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 3.3.

Für jedes  $\lambda_0$  wird nun wie in Abbildung 3.11 dargestellt die Wellenlänge der identifizierten Neon-Linien über der Nummer des Pixels aufgetragen und eine lineare Regression durchgeführt. Die Steigungen der Ausgleichsgeraden entsprechen dem gesuchten Verhältnis  $\mu$  und sind in der Tabelle 3.4 angegeben. Über alle betrachteten  $\lambda_0$  gemittelt erhalten wir schließlich einen Wert von  $\mu = 0,0196 \text{ nm/px}$ . Damit ergibt sich für die spektrale Breite des Zeilenarrays  $b = 2048 \text{ px} \cdot 0,0196 \text{ nm/px} = 40,14 \text{ nm}$ .

$\lambda_0$ / nm	$\mu$ / nm/px
600	0,0200
630	0,0197
660	0,0190
690	0,0201
720	0,0191

**Tabelle 3.4:** Berechneter Parameter  $\mu$  für die verschiedenen Ausschnitte des Neon-Spektrums.

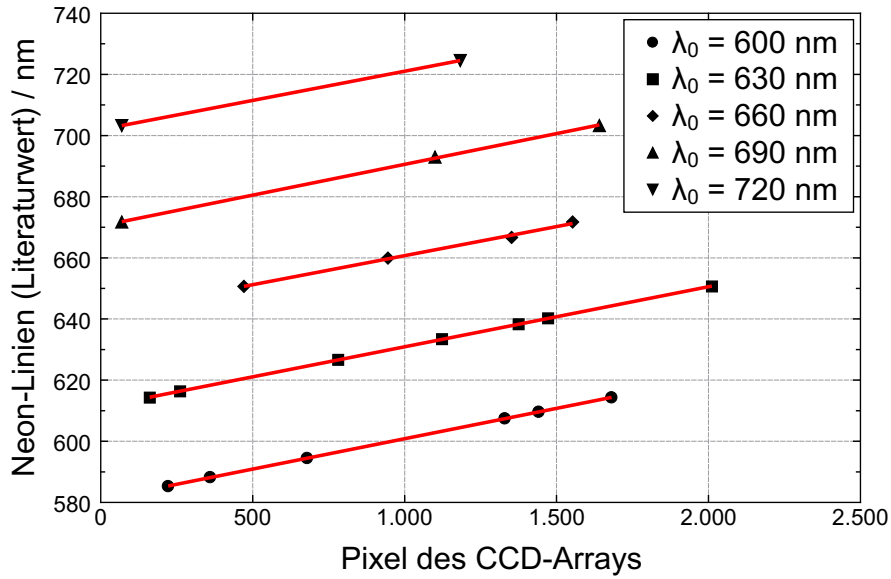


Abbildung 3.11: Identifizierte Neon-Linien nach [7] über der Nummer der Pixel aus den betrachteten Ausschnitten des gemessenen Neon-Spektrum für verschiedene mittlere Wellenlängen  $\lambda_0$  zur Bestimmung von  $\mu$ .

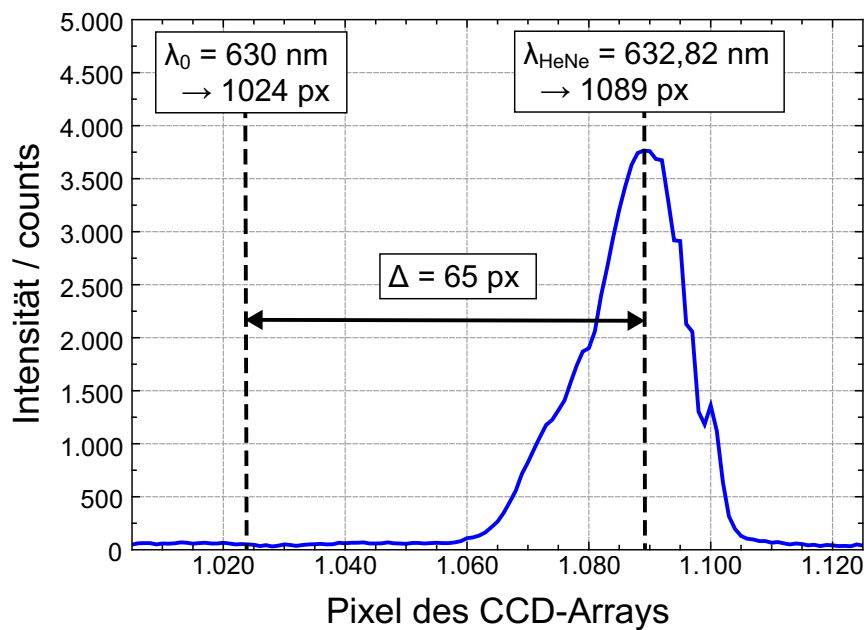


Abbildung 3.12: Linie des Helium-Neon-Lasers zur Bestimmung des Offsets  $\omega_\lambda$  der mittleren Wellenlänge.

Zur Bestimmung des Offsets  $\omega_\lambda$  dient wiederum die Linie des Helium-Neon-Lasers. Abbildung 3.12 zeigt die Helium-Neon-Linie bei einer Spaltbreite von  $40\ \mu\text{m}$  und einer mittleren Wellenlänge am Spektrographen von  $\lambda_0 = 630\ \text{nm}$ . Für das Zentrum der Spektrallinie erwarten wir einen Wert von  $\lambda_{\text{HeNe}} = 632,82\ \text{nm}$ . Wenn  $\omega_\lambda = 0$  ist, sollte die mittlere Wellenlänge  $\lambda_0$  genau in der Mitte des Zeilenarrays detektiert werden, also bei  $1024\ \text{px}$ . Der Abstand zum Zentrum der Helium-Neon-Linie würde in diesem Fall wie in Abbildung 3.12 angedeutet  $65\ \text{px}$  betragen.

Mit Hilfe des bereits bestimmten Skalierungsfaktors  $\mu$  jedoch berechnet sich die Differenz zwischen  $\lambda_0$  und  $\lambda_{\text{HeNe}}$  zu  $144\ \text{px}$ . Daraus lässt sich folgern, dass  $\lambda_0$  nicht in der Mitte des Zeilenarrays abgebildet wird, sondern um  $79\ \text{px}$  in Richtung größerer Pixelwerte verschoben. Der Offset beträgt also  $\omega_\lambda = \mu \cdot 79\ \text{px} = 1,55\ \text{nm}$ .

### 3.5.3. Ergebnisse der Einstellung und Kalibrierung

In der Tabelle 3.5 sind die Ergebnisse der Einstellung und Kalibrierung des Spektrographen aufgelistet. Die Parameter  $\mu$ ,  $b$  und  $\omega_\lambda$  können nun in die Kalibrierfunktion 3.8 eingesetzt werden, mit der in der Folge alle aufgenommenen Spektren der Laserdiode zunächst korrigiert werden.

Aufgrund der Abweichungen bei der linearen Regression und den üblichen Messfehlern nehmen wir für die Kalibrierfunktion eine Unsicherheit von  $\pm 0,05\ \text{nm}$  an.

PARAMETER	ERKLÄRUNG	WERT
$\mu$	Verhältnis zwischen Wellenlänge und Pixel	$0,0196\ \text{nm}/\text{px}$
$b$	Spektrale Breite des CCD-Zeilenarrays	$40,14\ \text{nm}$
$\omega_\lambda$	Offset der mittleren Wellenlänge $\lambda_0$	$1,55\ \text{nm}$
–	Breite des Eingangsspaltes	$40\ \mu\text{m}$

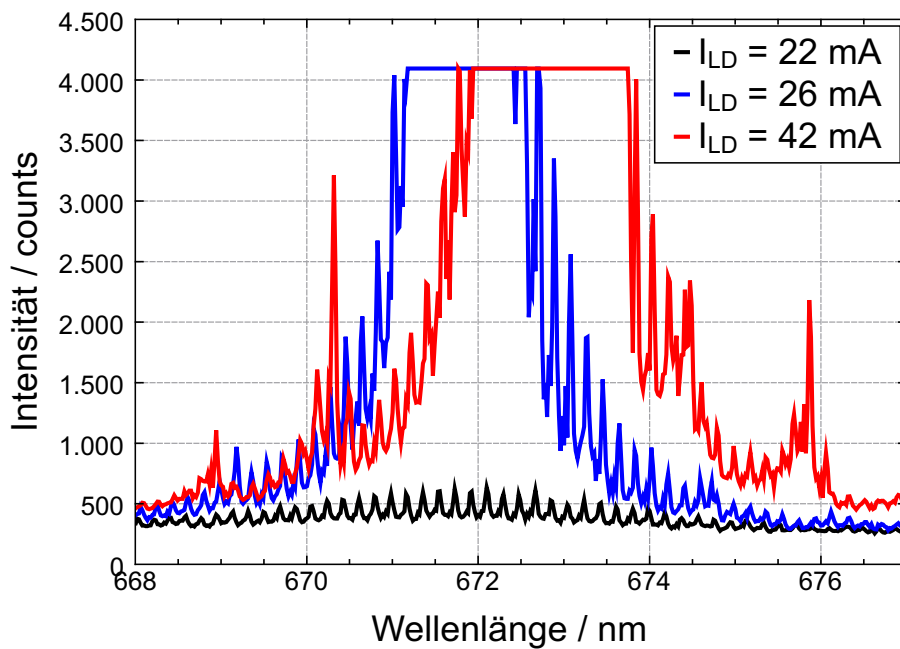
**Tabelle 3.5:** Übersicht über die ermittelten Parameter zur Einstellung und Kalibrierung des Spektrographen.

### 3.6. Spektroskopische Untersuchung der Laserdiode

Für die folgenden Messungen wird das Licht der Laserdiode in den Spektrographen eingekoppelt. Dabei ist keine Diffusorplatte wie beim Helium-Neon-Laser nötig, da das Licht einer Laserdiode stark divergent ist. Der Spektrograph wird auf eine mittlere Wellenlänge von  $\lambda_0 = 672 \text{ nm}$  eingestellt. Soweit nicht anders angegeben werden alle Spektren mit einer Integrationszeit von 200 ms aufgenommen.

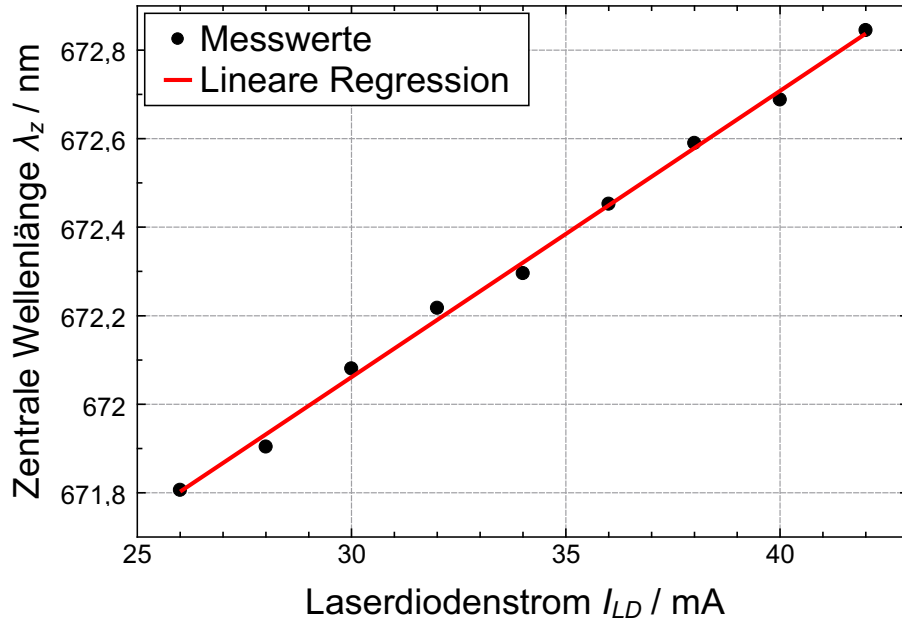
#### 3.6.1. Spektren bei verschiedenen Laserdiodenströmen

Zunächst werden Spektren bei verschiedenen Laserdiodenströmen  $I_{LD}$  unterhalb und oberhalb des Schwellstromes  $I_S$  bei konstanter Temperatur ( $T = 27^\circ\text{C}$ ) aufgenommen. Eine Auswahl an Spektren zeigt die Abbildung 3.13. Es ist zu erkennen, dass sich die Diode bei den Ströme  $I_{LD} = 26 \text{ mA}$  und  $I_{LD} = 42 \text{ mA}$  im lasenden Bereich befindet. Bei  $I_{LD} = 22 \text{ mA}$  hingegen ist zwar bereits eine Modenstruktur zu erkennen, es liegt aber noch keine Verstärkung einer einzelnen Mode vor. Hier befindet sich die Diode also noch knapp unterhalb des Schwellstromes.



**Abbildung 3.13:** Spektrum der Laserdiode bei verschiedenen Laserdiodenströmen  $I_{LD}$ .

Im lasenden Betrieb liegt die verstärkte Mode etwa bei 672 nm. In [8] ist für die verwendete Laserdiode eine Wellenlänge von typischerweise 670 nm angegeben. Damit liegt der Messwert im Rahmen der Herstellerangaben.



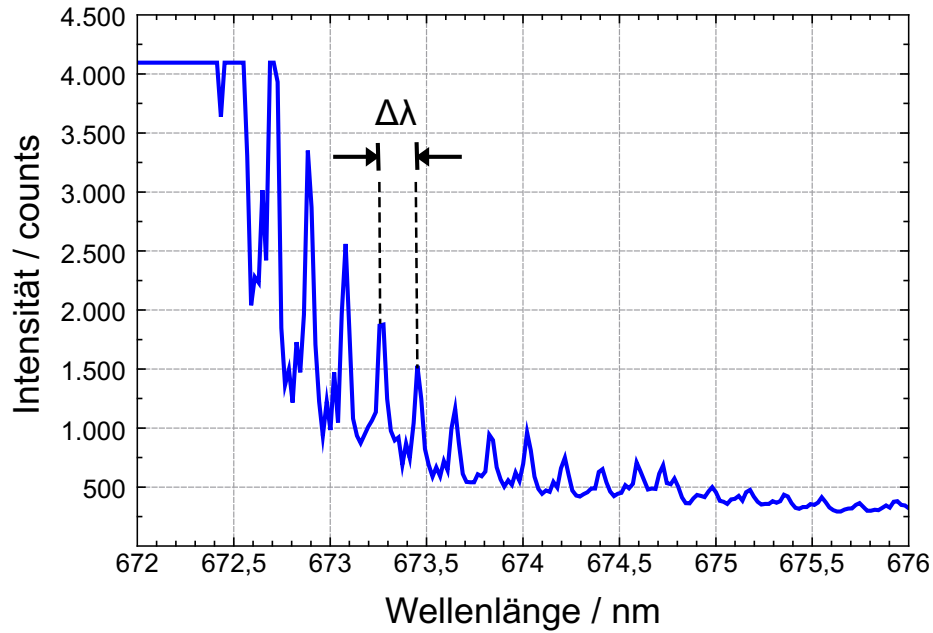
**Abbildung 3.14:** Verschiebung des Maximums des Laserdiodenspektrums für verschiedene Laserdiodenströme  $I_{LD}$ .

Es ist zudem zu erkennen, dass sich das Maximum des Laserspektrums, also die verstärkte Mode, für wachsende Laserdiodenströme in Richtung größerer Wellenlängen verschiebt. Um dieses Verhalten näher zu untersuchen, wird die zentrale Wellenlänge  $\lambda_z$  aus den Spektren für Laserdiodenströme  $I_{LD}$  zwischen 26 mA und 42 mA extrahiert und über  $I_{LD}$  aufgetragen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 3.14. Es ist zu erkennen, dass die zentrale Wellenlänge linear mit dem Diodenstrom ansteigt. Jedoch variiert  $\lambda_0$  mit etwa 1 nm nur schwach im betrachteten Strombereich. Dies entspricht den Erwartungen gemäß [8].

Das Modenspringen wird besonders deutlich, wenn die Spektren in Echtzeit auf dem PC betrachtet werden, während  $I_{LD}$  im Bereich des Schwellstromes verändert wird. Die verstärkte Mode springt schrittweise für größere Ströme in den langwelligeren Bereich.

Die Abhängigkeit der Laserwellenlänge vom Laserdiodenstrom ist wie folgt zu erklären: Durch Variation von  $I_{LD}$  verändert sich die Ladungsträgerdichte im aktiven Medium und damit auch dessen Brechungsindex. Der optische Weg der Photonen innerhalb des von den Bruchkanten gebildeten Resonators ändert dadurch seine Länge, womit sich gemäß Gleichung 2.3 auch die emittierte Laserwellenlänge verschiebt.

Zur Bestimmung des Modenabstandes  $\Delta\lambda$  betrachten wir das Spektrum für  $I_{LD} = 26$  mA wie in Abbildung 3.15 dargestellt auf der abfallenden Flanke des Maximums etwas genauer. Es sind deutliche Nebenmaxima zu erkennen, welche die Modenstruktur repräsentieren. Gemittelt über neun Moden im Bereich zwischen 672,70 nm und 674,22 nm erhalten



**Abbildung 3.15:** Ausschnitt aus dem Spektrum der Laserdiode bei  $I_{LD} = 26 \text{ mA}$  zur Ermittlung des Modenabstandes  $\Delta\lambda$ .

wir einen Modenabstand von  $\Delta\lambda = 0,19 \text{ nm}$ .

Mit Hilfe von Gleichung 2.9 kann nun die Resonatorlänge bestimmt werden, für die gilt:

$$L = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda})} \quad (3.9)$$

Mit  $n = 3,6$  für GaAlAs, der zentralen Wellenlänge  $\lambda = 672 \text{ nm}$  und  $\lambda \frac{dn}{d\lambda} \approx 1,5 \dots 2$  erhalten wir eine Resonatorlänge zwischen  $L = 565 \text{ }\mu\text{m}$  und  $L = 743 \text{ }\mu\text{m}$ .

### 3.6.2. Spektren bei verschiedenen Temperaturen

Für die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Spektrums wurde der Laserdiodenstrom konstant bei  $I_{LD} = 35 \text{ mA}$  gehalten und die Temperatur zwischen  $6^\circ\text{C}$  und  $35^\circ\text{C}$  variiert. In der Abbildung 3.16 sind die Spektren für zwei Temperaturen exemplarisch dargestellt. Es ist zu beobachten, dass sich die zentrale Wellenlänge für steigende Temperatur in Richtung größerer Wellenlängen verschiebt.

In der Abbildung 3.17 wurde für jede Temperatur  $T$  die Lage des Maximums aus den Spektren extrahiert und über  $T$  aufgetragen. Die Ausgleichsgerade deutet an, dass ein linearer Zusammenhang zwischen zentraler Wellenlänge und Temperatur besteht. In-

nerhalb des betrachteten Bereiches verschiebt sich das Maximum um etwa 5 nm in den langwelligen Bereich. Dies entspricht den Erwartungen gemäß [8]. Die Abhängigkeit der Laserwellenlänge ist also deutlich stärker von der Temperatur abhängig als vom Laserdiodenstrom.

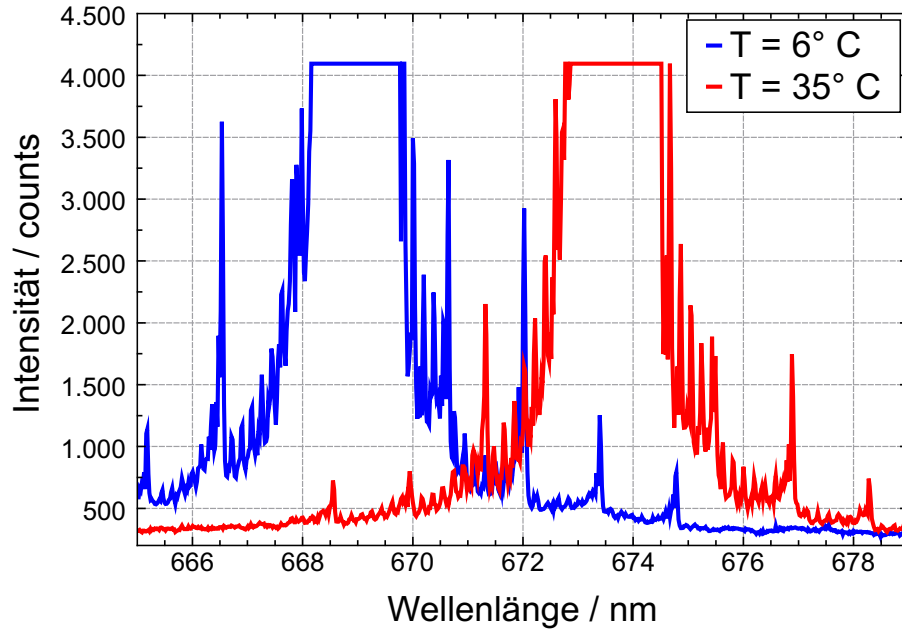


Abbildung 3.16: Spektrum der Laserdiode bei verschiedenen Temperaturen  $T$ .

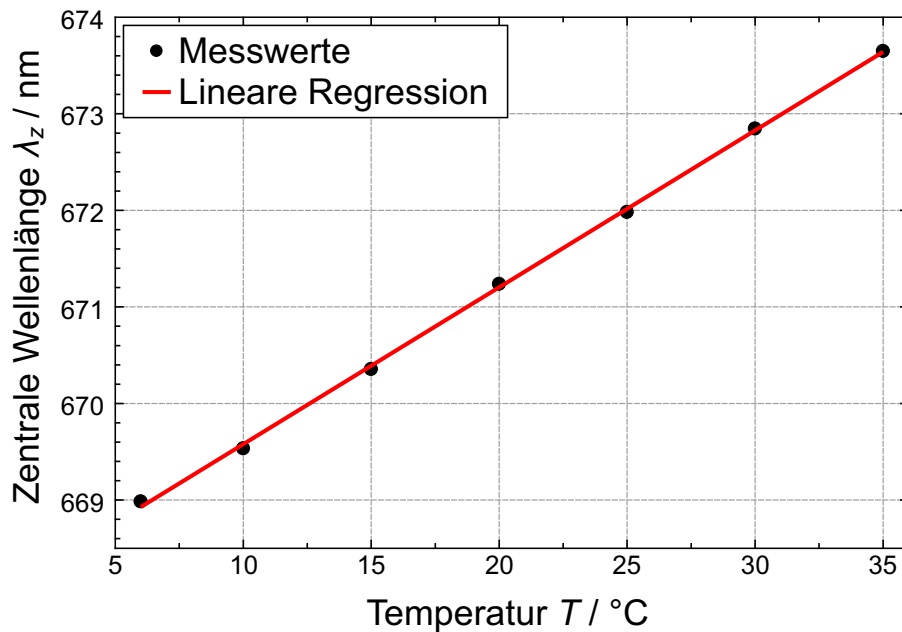


Abbildung 3.17: Verschiebung des Maximums des Laserdiodenspektrums für verschiedene Temperaturen  $T$ .

Die Abhängigkeit der emittierten Wellenlänge von  $T$  lässt sich durch die energetische Breite der Bandlücke des verwendeten Halbleitermaterials erklären: Bei steigender Temperatur vergrößert sich der mittlere Abstand zwischen den einzelnen Atomen des Festkörpers. Dadurch wird die Bandlücke kleiner und die emittierten Photonen energieärmer, haben also eine größere Wellenlänge. Sinkt hingegen die Temperatur, wird die Bandlücke breiter und die emittierte Strahlung damit kurzwelliger.

### 3.7. Zusammenfassung

Im Rahmen des Versuchsteils konnte erfolgreich eine Temperaturabhängigkeit der Strom-Spannungs- und Strahlungs-Strom-Kennlinien nachgewiesen werden. Insbesondere verschiebt sich der Schwellstrom  $I_S$  für steigende Temperaturen in Richtung größerer Ströme. Aus der Steigung der Strahlungs-Strom-Kennlinien konnte die äußere differentielle Quantenausbeute  $Q$  für den lasenden und den nicht-lasenden Bereich bestimmt werden. Bei der periodischen Modulation des Laserdiodenstromes wurde festgestellt, dass das Spannungssignal der Fotodiode der Modulation linear nachfolgt, solange der Schwellstrom durch die Modulationsamplitude nicht unterschritten wird.

Mit Hilfe der bekannten Linien des Neon-Spektrums und der Linie eines Helium-Neon-Lasers wurde der Spektrograph eingestellt und eine Kalibrierfunktion  $\lambda(m)$  bestimmt. Nach der Kalibrierung wurden temperatur- und stromabhängige Spektren der Laserdiode aufgenommen. Dabei konnte ermittelt werden, dass die Lage des Maximums der Spektren sich für wachsende Laserdiodenströme und steigende Temperaturen in Richtung größerer Wellenlängen verschiebt. Der Einfluss der Temperatur ist dabei deutlich größer als der Einfluss des Stromes durch die Laserdiode. Zudem wurde ein Modenabstand von etwa  $\Delta\lambda = 0,19$  nm ermittelt.

Insgesamt ist die Charakterisierung der Laserdiode erfolgreich verlaufen, da alle wichtigen Kenndaten aus [8] durch die Messungen reproduziert werden konnten.



## Literatur

- [1] R. REUTER: *Versuchsanleitung zum Fortgeschrittenenpraktikum Physik „Diodenlaser“*. Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, Stand: Juni 2009.
- [2] CH. KITTEL: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg-Verlag, München, 14. deutsche Ausgabe, 2006.
- [3] K. SEEGER: *Halbleiterphysik: Eine Einführung, Band I*. Verlag Vieweg, Braunschweig, 5. Auflage, 1992.
- [4] N. W. ASHCROFT, D. N. MERMIN: *Festkörperphysik*. Oldenbourg-Verlag, München, 3. Auflage, 2007.
- [5] P. WÜRFEL: *Physik der Solarzellen*. Spektrum Akademischer Verlag, 2. Auflage, 2000.
- [6] LEYBOLD DIDACTIC: LD Handblätter Physik *Bestimmung der zeitlichen Kohärenz und Linienbreite von Spektrallinien mit dem Michelson-Interferometer*. URL: [http://www.leybold-didactic.de/literatur/hb/d/p5/p5344\\_d.pdf](http://www.leybold-didactic.de/literatur/hb/d/p5/p5344_d.pdf). Stand: 27.07.2009.
- [7] NIST Atomic Spectra Database. URL: [http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html). Stand: 27.07.2009.
- [8] SANYO ELECTRIC CO., LTD.: Datenblatt zur Laserdiode DL-3149-055.
- [9] ANALOG DEVICES: Datenblatt zum elektronischen Thermometer AD590.

# A. Messwertetabellen

Messgerät: Multimeter Top Craft TDM 600

Messfehler:

- Laserdiodenstrom  $I_{LD}$ :  $\pm 0,1$  mA
- Laserdiodenspannung  $U_{LD}$ :  $\pm 0,01$  V
- Fotodiodenspannung  $U_{FD}$ :  $\pm (2 \dots 50)$  mV (je nach Messbereich)
- Temperatur  $T$ :  $\pm 0,2$  °C

$I_{LD}$ / mA	$U_{LD}$ / V	$U_{FD}$ / V	$I_{LD}$ / mA	$U_{LD}$ / V	$U_{FD}$ / V
10	1,99	0,061	22	2,15	2,44
11	2,00	0,066	23	2,16	3,62
12	2,02	0,072	24	2,18	4,71
13	2,03	0,078	25	2,19	5,92
14	2,05	0,086	26	2,2	6,96
15	2,06	0,096	27	2,21	8,16
16	2,07	0,108	28	2,22	9,26
17	2,09	0,123	29	2,24	10,40
18	2,10	0,148	30	2,25	11,55
19	2,11	0,191	31	2,26	12,74
20	2,13	0,359	32	2,27	13,86
21	2,14	1,241			

**Tabelle A.1:** Messwerte für die Strom-Spannungs- und Strahlungs-Strom-Kennlinie bei einer Temperatur von  $T = 5$  °C.

$I_{LD}$ / mA	$U_{LD}$ / V	$U_{FD}$ / V	$I_{LD}$ / mA	$U_{LD}$ / V	$U_{FD}$ / V
10	1,97	0,061	22	2,14	1,896
11	1,99	0,065	23	2,15	2,98
12	2,00	0,071	24	2,16	4,15
13	2,02	0,078	25	2,17	5,29
14	2,03	0,085	26	2,18	6,42
15	2,05	0,093	27	2,19	7,55
16	2,06	0,105	28	2,21	8,69
17	2,07	0,118	29	2,22	9,89
18	2,09	0,138	30	2,23	10,92
19	2,11	0,169	31	2,24	12,18
20	2,12	0,244	32	2,25	13,25
21	2,12	0,689			

**Tabelle A.2:** Messwerte für die Strom-Spannungs- und Strahlungs-Strom-Kennlinie bei einer Temperatur von  $T = 10$  °C.

$I_{LD} / \text{mA}$	$U_{LD} / \text{V}$	$U_{FD} / \text{V}$	$I_{LD} / \text{mA}$	$U_{LD} / \text{V}$	$U_{FD} / \text{V}$
10	1,96	0,060	22	2,12	1,14
11	1,98	0,064	23	2,13	2,37
12	1,99	0,070	24	2,14	3,47
13	2,00	0,076	25	2,15	4,69
14	2,02	0,083	26	2,17	5,82
15	2,03	0,091	27	2,18	6,95
16	2,05	0,100	28	2,19	8,10
17	2,06	0,112	29	2,20	9,23
18	2,07	0,130	30	2,21	10,37
19	2,09	0,154	31	2,22	11,38
20	2,10	0,196	32	2,23	12,53
21	2,11	0,346	33	2,24	13,74

**Tabelle A.3:** Messwerte für die Strom-Spannungs- und Strahlungs-Strom-Kennlinie bei einer Temperatur von  $T = 15^\circ\text{C}$ .

$I_{LD} / \text{mA}$	$U_{LD} / \text{V}$	$U_{FD} / \text{V}$	$I_{LD} / \text{mA}$	$U_{LD} / \text{V}$	$U_{FD} / \text{V}$
10	1,95	0,059	22	2,11	0,54
11	1,97	0,064	23	2,12	1,68
12	1,98	0,069	24	2,13	2,83
13	1,99	0,075	25	2,14	4,04
14	2,01	0,081	26	2,15	5,06
15	2,02	0,089	27	2,16	6,21
16	2,04	0,098	28	2,17	7,34
17	2,05	0,109	29	2,18	8,42
18	2,06	0,123	30	2,19	9,55
19	2,07	0,143	31	2,2 0	10,74
20	2,09	0,174	32	2,21	11,86
21	2,10	0,231	33	2,22	13,02

**Tabelle A.4:** Messwerte für die Strom-Spannungs- und Strahlungs-Strom-Kennlinie bei einer Temperatur von  $T = 20^\circ\text{C}$ .

$I_{LD} / \text{mA}$	$U_{LD} / \text{V}$	$U_{FD} / \text{V}$	$I_{LD} / \text{mA}$	$U_{LD} / \text{V}$	$U_{FD} / \text{V}$
10	1,94	0,059	23 2,11	0,94	
11	1,96	0,064	24 2,12	2,06	
12	1,97	0,068	25 2,13	3,20	
13	1,98	0,074	26 2,14	4,37	
14	2,00	0,080	27 2,15	5,47	
15	2,01	0,087	28 2,16	6,60	
16	2,02	0,094	29 2,17	7,70	
17	2,04	0,105	30 2,18	8,83	
18	2,05	0,116	31 2,19	9,99	
19	2,06	0,133	32 2,2 0	11,17	
20	2,07	0,156	33 2,21	12,27	
21	2,08	0,194	34 2,22	13,34	
22	2,10	0,303			

**Tabelle A.5:** Messwerte für die Strom-Spannungs- und Strahlungs-Strom-Kennlinie bei einer Temperatur von  $T = 25^\circ\text{C}$ .

$I_{LD} / \text{mA}$	$U_{LD} / \text{V}$	$U_{FD} / \text{V}$	$I_{LD} / \text{mA}$	$U_{LD} / \text{V}$	$U_{FD} / \text{V}$
10	1,93	0,059	23	2,09	0,394
11	1,95	0,063	24	2,10	1,29
12	1,96	0,067	25	2,11	2,4
13	1,97	0,073	26	2,12	3,52
14	1,99	0,079	27	2,13	4,7
15	2,00	0,085	28	2,14	5,8
16	2,01	0,092	29	2,15	6,8
17	2,02	0,101	30	2,16	7,94
18	2,04	0,122	31	2,17	9,13
19	2,05	0,125	32	2,18	10,25
20	2,06	0,143	33	2,19	11,37
21	2,07	0,171	34	2,20	12,56
22	2,08	0,215	35	2,21	13,61

**Tabelle A.6:** Messwerte für die Strom-Spannungs- und Strahlungs-Strom-Kennlinie bei einer Temperatur von  $T = 30^\circ\text{C}$ .

$I_{LD} / \text{mA}$	$U_{LD} / \text{V}$	$U_{FD} / \text{V}$	$I_{LD} / \text{mA}$	$U_{LD} / \text{V}$	$U_{FD} / \text{V}$
10	1,92	0,058	24	2,09	0,522
11	1,94	0,063	25	2,10	1,58
12	1,95	0,067	26	2,11	2,63
13	1,97	0,072	27	2,12	3,76
14	1,98	0,077	28	2,13	4,90
15	1,99	0,083	29	2,14	5,97
16	2,00	0,090	30	2,15	7,13
17	2,01	0,098	31	2,16	8,18
18	2,03	0,108	32	2,17	9,27
19	2,04	0,119	33	2,18	10,38
20	2,05	0,133	34	2,19	11,54
21	2,06	0,152	35	2,19	12,61
22	2,07	0,185	36	2,20	13,75
23	2,08	0,247			

**Tabelle A.7:** Messwerte für die Strom-Spannungs- und Strahlungs-Strom-Kennlinie bei einer Temperatur von  $T = 35^\circ\text{C}$ .