

Lumineszenz

Fred Stober, Martin Will
Gruppe 106

20. Oktober 2005

Zusammenfassung

In diesem Versuch wird die nichtthermische Strahlung eines pn-Übergangs mit Hilfe eines verallgemeinerten Planckschen Strahlungsgesetzes beschrieben. Dazu wird eine Laserdiode ober- und unterhalb der Laserschwelle und eine gewöhnliche Leuchtdiode untersucht. Es wird der integrale und spektrale Photonenstrom, der externe Quantenwirkungsgrad und die optische Durchlässigkeit des Systems bestimmt.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	2
1.1	Fermi-Verteilung	2
1.2	Bändermodell	3
1.2.1	Isolatoren	4
1.2.2	Leiter / Metall	4
1.3	Halbleiter	4
1.3.1	Intrinsische Halbleiter	4
1.3.2	Direkte und indirekte Halbleiter	5
1.3.3	Dotierung	6
1.4	pn-Übergang	7
1.5	Plancksches Strahlungsgesetz	9
1.6	Photodiode	9
2	Experimenteller Aufbau	10
2.1	Ode an Labview	10
3	Auswertung	11
3.1	Strom-Spannungs-Kennlinie	11
3.1.1	Laserdiode	11
3.1.2	Leuchtdiode	13
3.2	Integraler Photonenstrom	14
3.2.1	Laserdiode	14
3.2.2	Leuchtdiode	16
3.3	Quantenwirkungsgrad	16
3.3.1	Laserdiode	16
3.3.2	Leuchtdiode	17
3.4	Durchlässigkeit des optischen Systems	18
3.4.1	Laserdiode	19
3.4.2	Leuchtdiode	20
3.5	Spektraler Photonenstrom	20
3.5.1	Laserdiode	21
3.5.2	Leuchtdiode	22

Literatur

- [1] de.wikipedia.org (Bilder)
- [2] www-solidstate.physik.uni-bremen.de (Bilder)

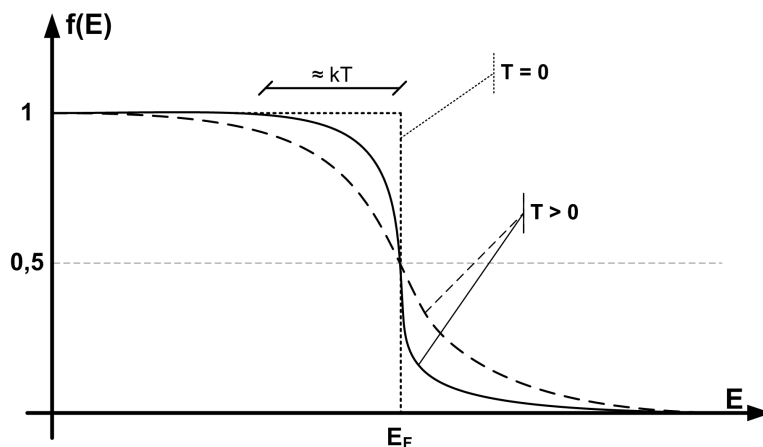
1 Theoretische Grundlagen

1.1 Fermi-Verteilung

In einem Halbleiter wird die Besetzung der Energieniveaus der Elektronen durch die Fermi-Verteilung (oder Fermi-Dirac-Verteilung) beschrieben. Aufgrund des Ausschließungsprinzips (Pauli-Prinzip), können nicht alle Elektronen den Grundzustand annehmen. Betrachtet man zunächst ein System ohne thermische Anregungen ($T = 0$), so füllen die Elektronen die vorhandenen Energieniveaus lückenlos von unten bis zu einer Grenze E_F , der Fermi-Energie auf. Wird nun ein System ($T > 0$) betrachtet, so können durch thermische Anregungen Elektronen in einen höheren Energiezustand angehoben werden. Dabei ist die Fermi-Energie nun genau die Energie, bei der die Wahrscheinlichkeit einen Zustand zu besetzen 50% beträgt. Die Besetzungswahrscheinlichkeit $f(E)$ für einen Zustand der Energie E ist allgemein gegeben durch

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

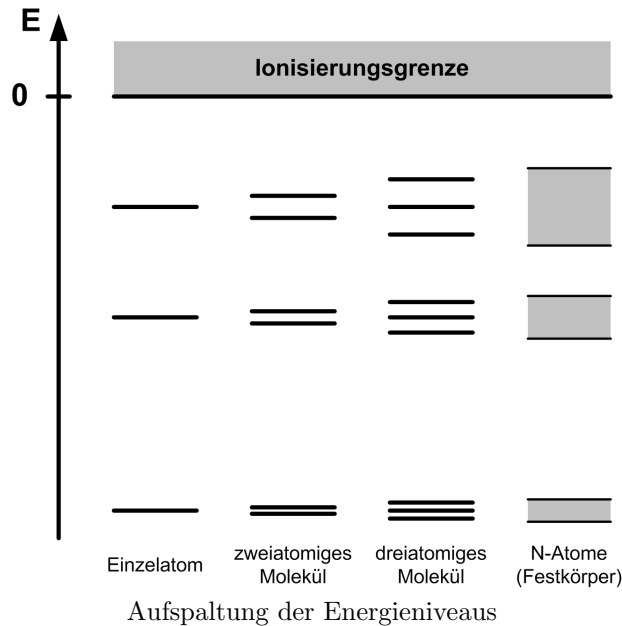
Die Verteilung ist im folgenden Diagramm graphisch dargestellt für verschiedene Temperaturen. Im Grenzfalle hoher Energien $E \gg E_F$ geht die Fermi-Verteilung über in die Maxwell-Boltzmann-Verteilung.



Fermi-Verteilung

1.2 Bändermodell

Betrachtet man die Energiezustände von zwei (gleichen) Atomen, die man genügend dicht zusammenbringt, so spalten atomare Energieniveaus auf in zwei Molekül-niveaus (ein bindendes und ein antibindendes). Bringt man analog dazu N gleiche Atome zusammen, so spalten die sich entsprechenden atomaren Niveaus (gleicher Energie) auf in N Niveaus.

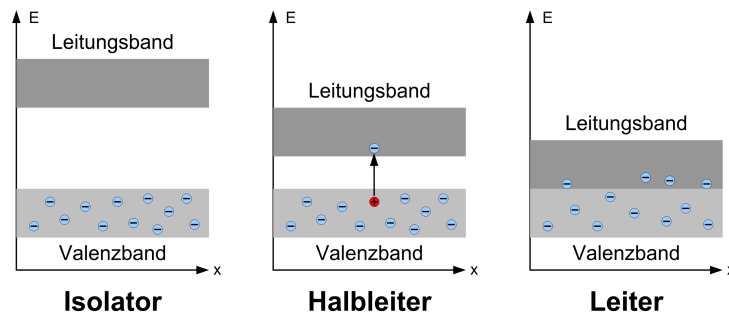


Für große N und einer periodischen Anordnung von gleichen Atomen, wie es z. B. in einem Kristall vorliegt, so liegen die Energieniveaus so dicht zusammen, dass man die beieinanderliegenden Energieniveaus als Kontinuum betrachten kann, die man als Energiebänder bezeichnet. Die verschiedenen Energiebänder werden durch die sogenannten Bandlücken getrennt.

Die Besetzung der Energieniveaus erfolgt von unten an, gemäß der oben beschriebenen Fermi-Verteilung.

Durch die Besetzung der Bänder können Festkörper in Isolatoren, Halbleiter und Leiter klassifiziert werden. Das Valenzband ist dabei das höchste Energieband, das für $T = 0$ von den Elektronen voll besetzt ist. Das energetisch darüberliegende Band nennt man Leitungsband. Im Leitungsband können sich die Elektronen frei bewegen, im Valenzband sind sie fest gebunden. Für $T > 0$ werden Elektronen gemäß der Fermi-Verteilung durch thermische Anregung vom Valenz- ins Leitungsband gehoben.

Auf diese Weise kann ein zuvor unbesetztes Leitungsband teilweise besetzt werden. In den teilweise besetzten Bändern können nun Ladungen transportiert werden, also ein Strom fließen.



1.2.1 Isolatoren

Ein Isolator zeichnet sich durch ein unbesetztes Leitungsband aus, bei dem die Bandlücke zum Valenzband mehrere eV beträgt, so dass Elektronen praktisch nicht vom Valenz- in das Leitungsband angeregt werden können.

1.2.2 Leiter / Metall

Der Leiter ist dadurch ausgezeichnet, dass Valenz- und Leitungsband sich teilweise überlappen, so dass die Elektronen auch ohne thermische Anregung im Leitungsband zum Stromfluss beitragen können. Thermische Anregung führt bei einem Leiter im Allgemeinen nicht zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit, da durch Elektronenstreuung am Gitter die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen abnimmt.

1.3 Halbleiter

Bei Halbleitern ist bei $T = 0$ das Valenzband voll besetzt und das Leitungsband leer, weshalb reine Halbleiter am absoluten Temperaturnullpunkt nicht leiten, das Fermi-niveau liegt irgendwo in der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Diese ist jedoch relativ klein (Si: 1,10 eV, GaAs: 1,4 eV), weshalb schon bei geringen Temperaturen Elektronen durch thermische Anregung in das Leitungsband wechseln können und für Leitfähigkeit sorgen, der Widerstand sinkt. Dieser Effekt nimmt mit steigender Temperatur zu, weshalb Halbleiter auch Halbleiter genannt werden. Weitere Elektronen können leicht – beispielsweise aufgrund eines elektrischen Feldes – zur Leitfähigkeit beitragen. Die beim Wechsel ins Leitungsband hinterbliebenen Defektelektronen bzw. Löcher im Valenzband können ebenfalls zu Erklärung der elektrischen Leitung herangezogen werden. Elektronen aus dem Leitungsband können mit Defektelektronen rekombinieren, hierbei kann die überschüssige Energie in Form eines Photons ausgesendet werden.

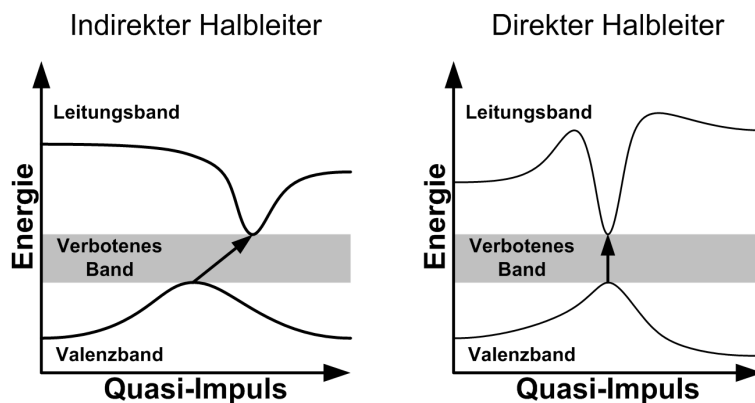
1.3.1 Intrinsische Halbleiter

Zur Herstellung von Halbleitern eignen sich hauptsächlich Elemente bzw. Verbindungen mit vier Valenzelektronen (z. B. Germanium, Silizium und Galliumarsenid), die im Kristallverbund jeweils eine kovalente Bindung mit einem Nachbaratom eingehen. Diese Elektronen können nun durch thermische Anregung, Absorption von Licht oder anderen Effekten ins Leitungsband angehoben werden. Solche Halbleiter nennt man auch intrinsische Halbleiter. Hierbei muss

man jedoch beachten, dass man keine ganz reinen Halbleiter herstellen kann, sondern diese immer Verunreinigungen oder Defekte aufweisen, die die Zahl der leitenden Elektronen erhöhen und die Leitfähigkeit somit über den theoretisch für intrinsische Halbleiter erwarteten Wert hinausgeht.

1.3.2 Direkte und indirekte Halbleiter

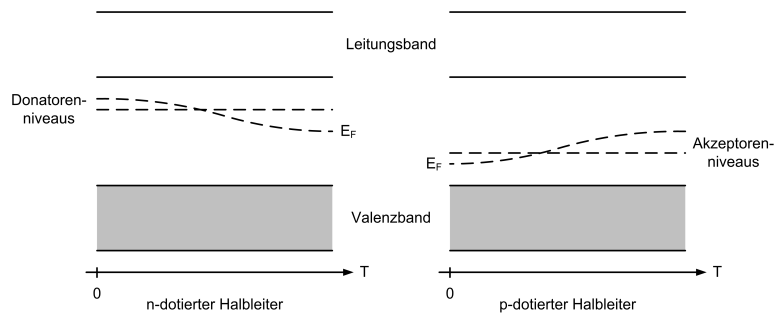
Weiterhin kann man Halbleiter in direkte und indirekte Halbleiter einteilen. Hierzu betrachtet man das Bändermodell im Impulsraum, wo freie Ladungsträger neben ihrem Energieniveau im Bänderschema auch durch ihren Quasiimpuls beschrieben werden, also letztlich durch ihre Geschwindigkeit. Die Leitungs- und Valenzbandkanten sind nun nicht für jeden Impuls gleich, sondern besitzen Minima und Maxima. Für ein Elektron ist es energetisch am günstigsten – und somit auch am wahrscheinlichsten – bei der Anregung vom Maximum des Valenzbandes zum Minimum des Leitungsbandes zu wechseln. Liegen diese Extrema ungefähr übereinander, also beim selben Quasiimpuls, so kann diese Anregung durch ein Photon geschehen und man spricht von einem direkten Übergang, da das Elektron nur seine Energie ändern muss, nicht aber seine Geschwindigkeit. Muss das Elektron beim Übergang eine Differenz im Quasiimpuls überwinden, so genügt zur Anregung nicht mehr nur ein einzelnes Photon, das wenig Impuls hat, es ist zusätzlich eine Gitterschwingung (Phonon) nötig, um dem Elektron den fehlenden Impuls zuzuführen. Dieser Übergang ist also indirekt, dementsprechend werden solche Verbindungen indirekte Halbleiter genannt. Bei der Rekombination von Elektron-Loch-Paaren gilt im Prinzip dasselbe, so kann nur in direkten Halbleitern die freiwerdende Energie als Lichtquant ausgesandt werden – in indirekten als Phonon – weshalb sich nur direkte Halbleiter zur effektiven Strahlungserzeugung eignen.



1.3.3 Dotierung

In mikroelektronischen Bauteilen möchte man meist eine höhere Leitfähigkeit als die von intrinsischen Halbleitern erreichte. Hierzu kann man in den Atomverbund Fremdatome einbauen. Diese tragen durch zusätzliche oder fehlende Außenelektronen zur besseren Leitfähigkeit bei. Man unterscheidet zwischen n- und p-dotierten Halbleitern.

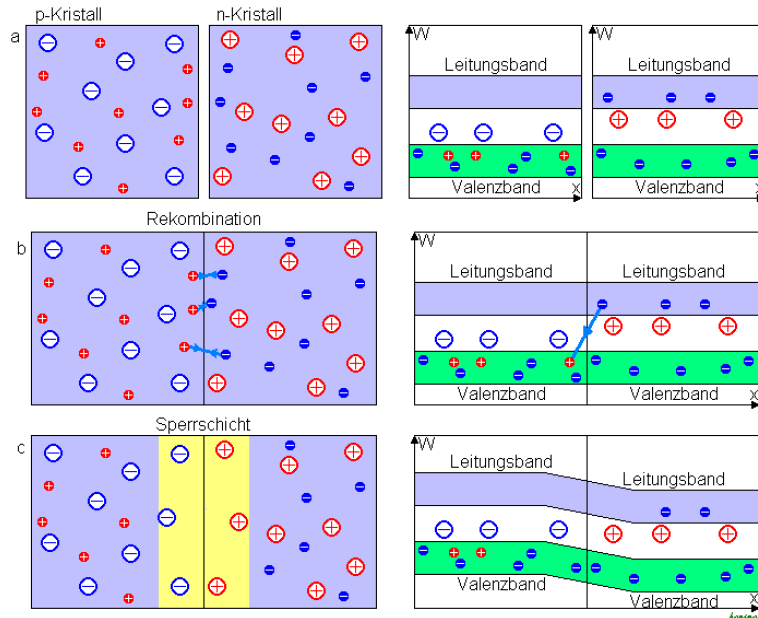
Bei der n-Dotierung bringt man Fremdatome mit mehr (beispielsweise 5) Valenzelektronen in den Kristall ein. Diese Elektronen sind nur schwach gebunden und können relativ leicht ins Leitungsband wechseln. Die Fremdatome, die dieses zusätzliche Elektron abgeben, werden Donatoren genannt. Sie liegen energetisch auf einem Niveau, das knapp unterhalb der Leitungsbandkante liegt. Da bei tiefen Temperaturen die Leitfähigkeit nur aufgrund der Donatorelektronen zustande kommt, liegt das Fermienergielevel zwischen Donatorniveau und Leitungsband. Mit zunehmender Temperatur steigt die Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen aus dem Valenzband angeregt werden und die Fermienergie nähert sich der eines undotierten Halbleiters an.



n-dotierte Halbleiter werden mit Fremdatomen verunreinigt, die weniger Außenelektronen besitzen, die also sozusagen ein Defektelektron in den Halbleiter einfügen. Diese Atome können Valenzelektronen der Halbleiteratome aufnehmen, weshalb man sie Akzeptoren nennt. Sie liegen energetisch nahe über der Valenzbandkante. Schon bei geringen Temperaturen können nun Valenzelektronen von den Akzeptoratomen aufgenommen werden, weshalb die Fermienergie zwischen Akzeptor- und Valenzbandniveau liegt. Ähnlich den n-dotierten nähert sich auch das Fermienergielevel der p-dotierten Halbleiter mit steigender Temperatur der eines undotierten Halbleiters an. Die steigende Leitfähigkeit kann bei p-dotierten Halbleitern durch den Defektelektronenstrom erklärt werden, da im Valenzband Löcher zurückbleiben, die als positive Ladungsträger aufgefasst werden können.

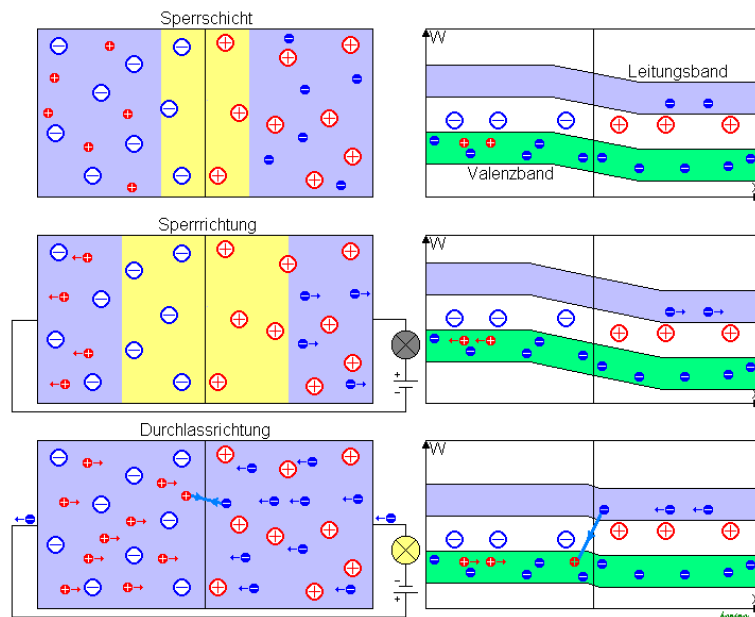
Im Gegensatz zur intrinsischen Leitfähigkeit reiner Halbleiter wird diese zusätzliche Störstellenleitung als extrinsische Leitfähigkeit bezeichnet.

1.4 pn-Übergang



Verbindet man einen p- und einen n-dotierten Halbleiter, so rekombinieren die überzähligen Elektronen der n-dotierten mit den Defektelektronen der p-dotierten Schicht. Dabei bleiben die geladenen Donator- bzw. Akzeptoratome zurück, die jedoch raumfest sind und nicht rekombinieren können. Es bildet sich also ein elektrisches Feld zwischen den nun entstandenen Raumladungen aus. Die resultierende Spannung – Diffusionsspannung U_D genannt – wirkt einer weiteren Rekombination der freien Ladungsträger entgegen, es stellt sich also ein Gleichgewicht ein und die Rekombination wird auf den Übergangsbereich beschränkt, den man aufgrund mangelnder Ladungsträger Verarmungszone nennt. Dieses elektrische Feld kann nun durch Anlegen einer äußeren Spannung verstärkt oder verringert werden, was Einfluss auf die Leitfähigkeit hat. Dies ist die Grundlage der so genannten Halbleiterdioden.

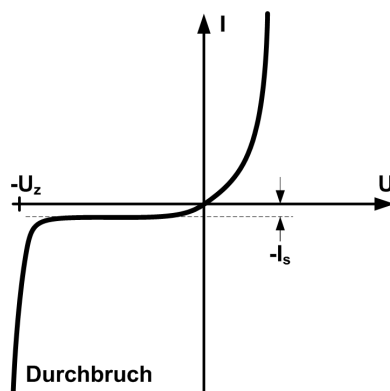
Zu Erklärung der polungsabhängigen Leitfähigkeit von Dioden betrachtet man das Bändermodell und die Fermienergie. Diese liegt im n-dotierten Teil zwischen Donator- und Leitungsbandniveau, im p-dotierten Teil zwischen Akzeptor- und Valenzbandniveau. Beim Zusammenführen der beiden Teilhalbleiter müsste das Fermienergielevel abknicken. Da dies jedoch nicht geschehen darf, sondern das Fermienergielevel im ganzen Halbleiter gleich sein muss, knicken die Valenz- und Leitungsbander ab.



Legt man nur an die Diode eine Spannung an, so vergrößert bzw. verringert sich die Verarmungszone je nach Polung. Wird der Pluspol an den p-dotierten Teil und der Minuspol an den n-dotierten Teil angelegt, so werden in den n-dotierten Teil sozusagen Elektronen hineingepumpt und im p-dotierten Teil Elektronen abgesogen, wodurch die Verarmungszone kleiner wird. Ist die Spannung groß genug wird die Diode leitend und es kann Strom fließen. In umgekehrter Polrichtung werden die Elektronen aus dem n-dotierten Teil abgezogen und in den p-dotierten Teil gepumpt, wo sie sofort rekombinieren. Dadurch verbreitert sich die Sperrschicht, die Diode sperrt.

Für den Strom-Spannungs-Zusammenhang wird ein exponentieller Anstieg der Stromstärke mit steigender Spannung erwartet, es gilt folgende Gleichung:

$$I = I_S \left(\exp \left(\frac{eU}{k_B T} \right) - 1 \right)$$



Theoretische Strom-Spannungs-Kennlinie

Der in der Regel geringe Sperrstrom I_S fließt also immer, auch in Sperrrichtung. Hierbei muss man beachten, dass diese Formel für negative Spannungen nur bis zur so genannten Durchbruchspannung gilt. Ab dieser Spannung reicht die Bewegungsenergie der Elektronen, die in den p-dotierten Teil gepumpt werden aus, um weitere Valenzelektronen herauszuschlagen. Dieser so genannte Lawinendurchbruch verursacht einen plötzlichen und rapiden Anstieg der Leitfähigkeit in Sperrrichtung. Weitere Möglichkeiten für Durchbrüche sind der Tunneleffekt (Zenerdurchbruch) und zu starke Erhitzung der Diode (thermischer Durchbruch), auf die jedoch an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden soll.

1.5 Plancksches Strahlungsgesetz

Die thermische Strahlung eines schwarzen Körpers wird durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben. Ein schwarzer Körper ist dabei ein Objekt, das keine Strahlung reflektiert oder transmittiert, sondern alle Strahlung absorbiert. Der Energiestrom dj_E , der pro Photonenenergieintervall und pro Fläche in den Raumwinkel $d\Omega$ in Richtung der Flächennormale austritt, ist gegeben durch:

$$\frac{dj_E(\hbar\omega)}{d(\hbar\omega)} = \frac{d\Omega}{4\pi^3\hbar^3c^2} \frac{(\hbar\omega)^3}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1}$$

In diesem Praktikumsversuch sollen Strahlende pn-Übergänge mit einem verallgemeinerten Planckschen Strahlungsgesetz untersucht werden. Dafür wird die obige Formel um das chemische Potential $\mu = eU$ erweitert, wie es in der Vorbereitungsmappe hergeleitet wurde:

$$j_\gamma(\hbar\omega) = \frac{(\hbar\omega)^2}{4\pi^2c^2\hbar^3} \frac{\exp\left(\frac{eU - \hbar\omega}{k_B T}\right)}{\exp\left(\frac{d}{L_n}\right)} \frac{\alpha}{\alpha - \frac{1}{L_n}} \left[1 - \exp\left(-d\left(\alpha - \frac{1}{L_n}\right)\right) \right]$$

Hierbei ist:

- j_γ die spektrale Photonenstromdichte pro Energieintervall
- L_n die Diffusionslänge der Elektronen
- d die Dicke der emittierenden Schicht
- α eine energieabhängige Absorptionskonstante

1.6 Photodiode

Die in diesem Versuch verwendeten Dioden sind sogenannte Lambertschen Strahler, die dem Lambertschen Gesetz gehorchen. Es beschreibt die Winkelabhängigkeit der Strahlungsstärke einer ideal diffus reflektierenden Fläche, einer sogenannten Lambertschen Fläche:

$$J = J_0 \cos(\theta)$$

mit $J_0 = dP/d\Omega$, der Strahlleistung pro Raumwinkelement und J , der Strahlungsstärke. Lambertstrahler, also physikalisch ideale Strahler, besitzen eine von der Betrachtungsrichtung unabhängige Leuchtdichte B :

$$B = \frac{d^2p}{dAd\Omega}$$

2 Experimenteller Aufbau

In diesem Versuch wurde eine Laserdiode und eine Leuchtdiode mit Hilfe einer Detektorsolarzelle vermessen. Die Messdaten wurden verstärkt und über einen AD-Wandler vom Computer ausgelesen, wo sie mit einem LabView-Programm verarbeitet wurden. Im ersten Versuchsteil fällt der Lichtstrahl der Dioden direkt in den Detektor, im zweiten Versuchsteil wurde der Strahl mit einer Linse gebündelt und durch einen Monochromator geschickt, der durch einen am PC angeschlossenen Schrittmotor gesteuert wurde.

2.1 Ode an Labview

Der Versuch wurde leider extrem verkompliziert, da das verwendete Programm leider noch nicht ausgereift war. So musste das Programm öfter beendet und neugestartet werden. Dies war jedoch nur eine kleine Unannehmlichkeit. Gravierender war, dass das Programm scheinbar die Datenauslesung des Detektors fehlerhaft berechnete, weshalb der Versuchsteil (ii) nicht richtig durchgeführt werden konnte. Wir vermuten hier einen Fehler in der Lock-In-Komponente der Software, genaueres konnte aufgrund der komplexen Softwarearchitektur nicht festgestellt werden. Wie manuelle Messungen ergaben, schien jedoch der Detektor im Rahmen seiner Parameter zu funktionieren. Desweiteren war die Ansteuerung des Schrittmotors des Monochromators recht umständlich, so musste der Monochromator von Hand auf einen bestimmten Startwert eingestellt werden, der weit außerhalb des Messbereichs lag und somit die Messung unnötig verlängerte.

3 Auswertung

3.1 Strom-Spannungs-Kennlinie

Für die Strom-Spannungs-Kennlinie sollte eine geeignete Auftragung gewählt werden. Der Zusammenhang

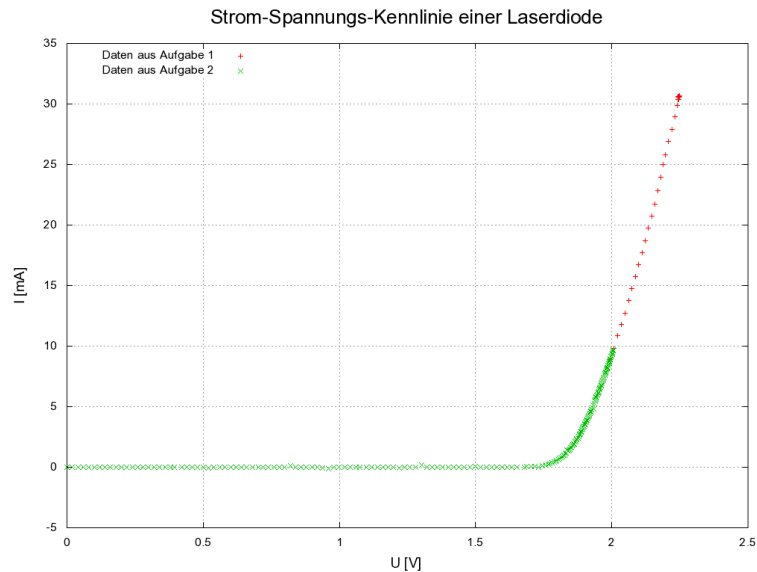
$$I = I_S \left(\exp \left(\frac{eU}{\beta k_B T} \right) - 1 \right)$$

legt eine Auftragung der Messdaten mit $\frac{I}{I_S} + 1$ über U nahe, da dort bei einer logarithmischen Skalierung auch tatsächlich eine Gerade erwartet wird. Hierbei ist I_S der Sperrstrom, der an die jeweiligen Messpunkte gefittet wurde.

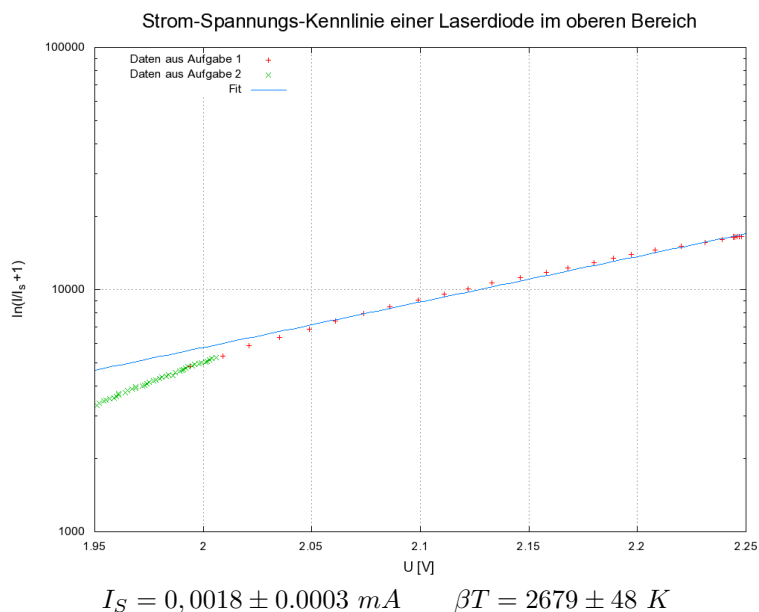
Man erkennt einen starken Anstieg der Stromstärke mit zunehmender Spannung, der qualitativ auch erwartet wurde. Der Verlauf wird aber nur schlecht durch den theoretisch erwarteten Zusammenhang beschrieben. Ob diese Abweichung durch Messfehler entsteht bleibt unerklärt, da für die Apparatur keinerlei Fehlerangaben vorlagen.

3.1.1 Laserdiode

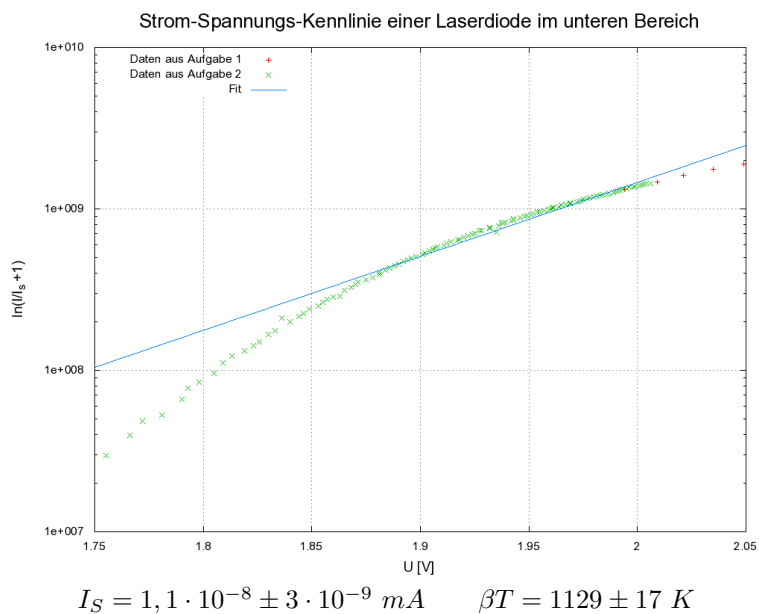
Die Laserdiode wurde mit Gleichspannung betrieben und mit Hilfe von LabView die an der Diode anliegende Spannung U und Strom I gemessen. Diese wurden im folgenden Diagramm für Aufgabenteil 1.1 und 2.1 dargestellt.



Im Bereich oberhalb der Laserschwelle wurde eine Funktionsanpassung der theoretisch zu erwartenden Kurve mit den Parametern I_S und βT durchgeführt. Die Messdaten liegen annähernd auf der Geraden.



Unterhalb der Laserschwelle wurde aufgrund der starken Fluktuationen im unteren Spannungsbereich nur eine Anpassung an die Messwerte mit $U \geq 1,8 \text{ V}$ durchgeführt. Auch hierbei waren die Messdaten durch eine lineare Funktion angenähert.

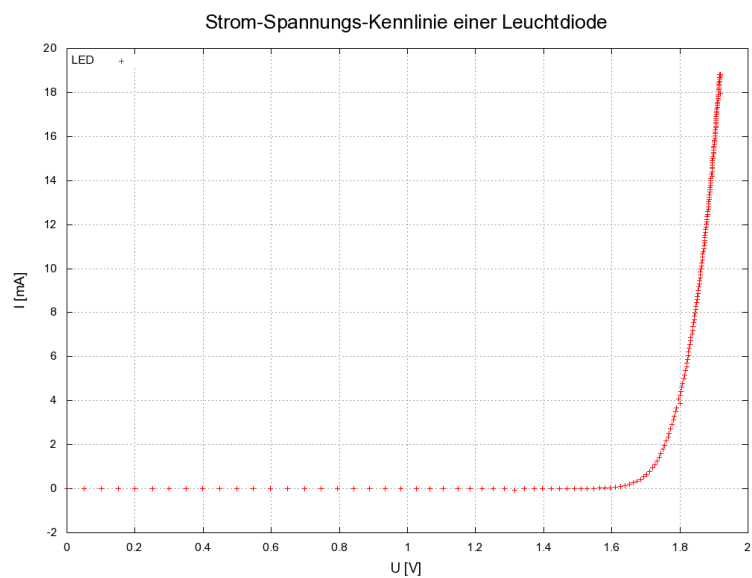


Beide Male ergaben sich für die angepassten Parameter folgende Ergebnisse:

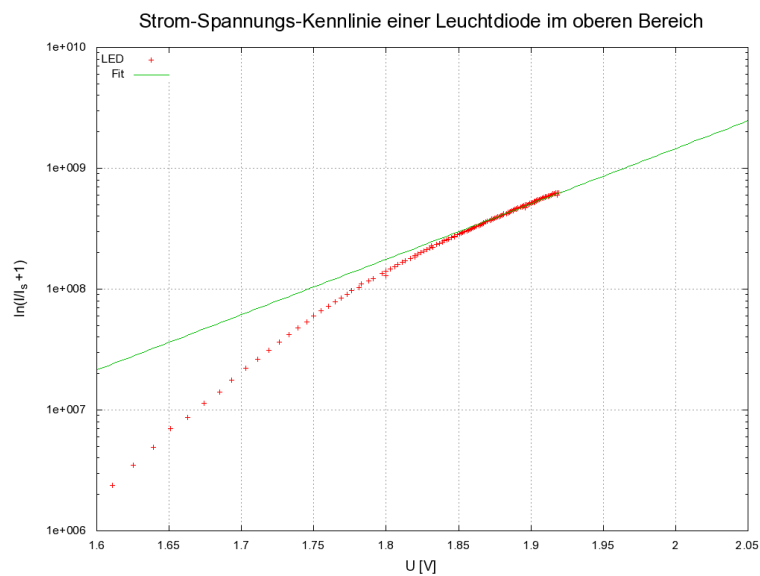
- Einen relativ kleinen Sperrstrom I_S und
- mit dem Faktor β , der aussagt, wo die Ladungsträger rekombinieren und laut Vorbereitungsmappe im Bereich 1..2 liegt, errechnen wir selbst bei $\beta = 2$ eine Temperatur von über 550 K .

3.1.2 Leuchtdiode

Die Leuchtdiode wurde wieder mit Gleichspannung betrieben und mit Hilfe von LabView die an der Diode anliegende Spannung U und Strom I gemessen.



Auch hier wurde dieselbe Funktionsanpassung durchgeführt, diesmal für $U \geq 1,7\text{ V}$.



$$I_S = 1,3 \cdot 10^{-9} \pm 2 \cdot 10^{-10} \text{ mA} \quad \beta T = 950 \pm 7 \text{ K}$$

Für die Parameter ergaben sich wieder:

- Ein kleiner Sperrstrom I_S und
- mit der obigen Annahme für β eine Temperatur von über 400 K.

3.2 Integraler Photonenstrom

Für den Zusammenhang zwischen integraler Photonenstromstärke j_{Ph} und der Spannung U erwartet man theoretisch nach dem verallgemeinerten Planckschen Strahlungsgesetz den exponentiellen Zusammenhang

$$j_{Ph} \propto \exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right)$$

Um j_{Ph} über der Stromstärke I der Laser-/Leuchtdiode aufzutragen, verwendet man die obige Formel für $I(U)$ aus der vorherigen Teilaufgabe. Eingesetzt ergibt dies

$$j_{Ph} \propto \exp\left(\frac{eU(I)}{k_B T}\right) \approx I$$

Wir erwarten also annähernd einen geraden Verlauf.

3.2.1 Laserdiode

Der integrale Photonenstrom wurde mit dem Kurzschlussstrom I_K der Detektor-Solarzelle bestimmt. Dafür wurde die folgende Formel verwendet:

$$j_{Ph} = \frac{I_K}{\eta_{ext,Sol} \cdot p \cdot e \cdot A_{emitt,LD}}$$

In die die Angaben aus der Vorbereitungsmappe eingesetzt wurden:

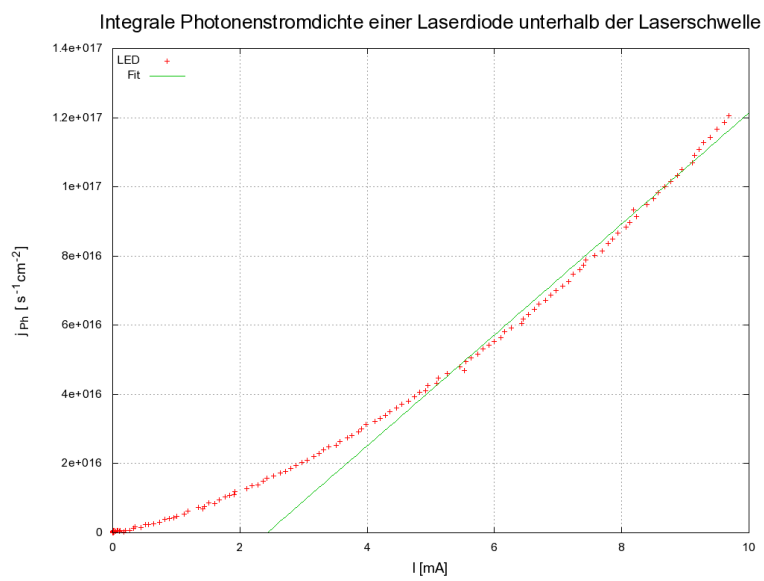
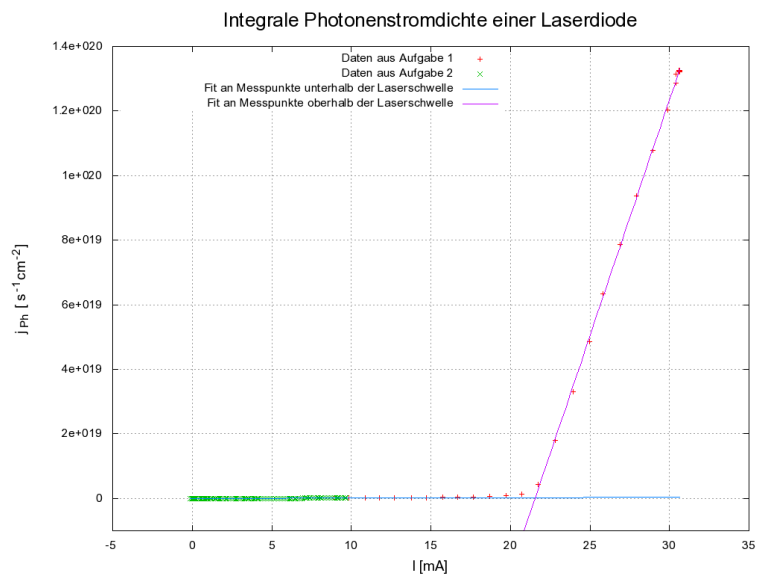
$\eta_{ext,Sol}$: Quantenwirkungsgrad der Detektor-Solarzelle (0,68)

e : Elementarladung

p : Abstrahlkoeffizient (0,85)

j_{Ph} : Photonenstromdichte

$A_{emitt,LD}$: Fläche der emittierenden Stirnseite der Laserdiode ($5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$)



Es handelt sich ungefähr um einen linearen Zusammenhang. Bei der Laserschwelle steigt die Photonenstromstärke aufgrund der einsetzenden stimulierten Emission stark an.

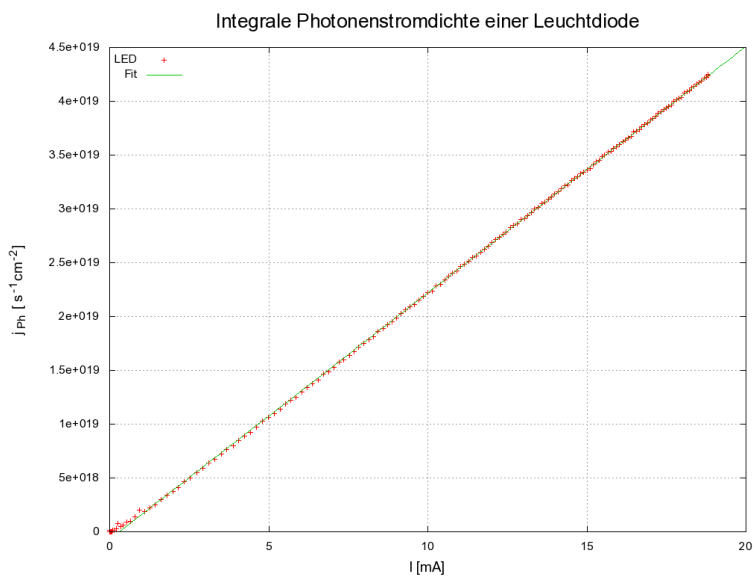
3.2.2 Leuchtdiode

Hier gilt dieser Zusammenhang für die integrale Photonenstromdichte:

$$j_{Ph} = \frac{\pi I_K}{\eta_{ext,Sol} \cdot \Omega \cdot e \cdot A_{emitt,LD}}$$

Ω : Raumwinkel in den durch die Blende vor der Leuchtdiode Photonen emittiert werden

A_{LED} : Fläche der Leuchtdiode ($4,7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$)



Hier kann man hervorragend den vorhergesagten linearen Zusammenhang erkennen.

3.3 Quantenwirkungsgrad

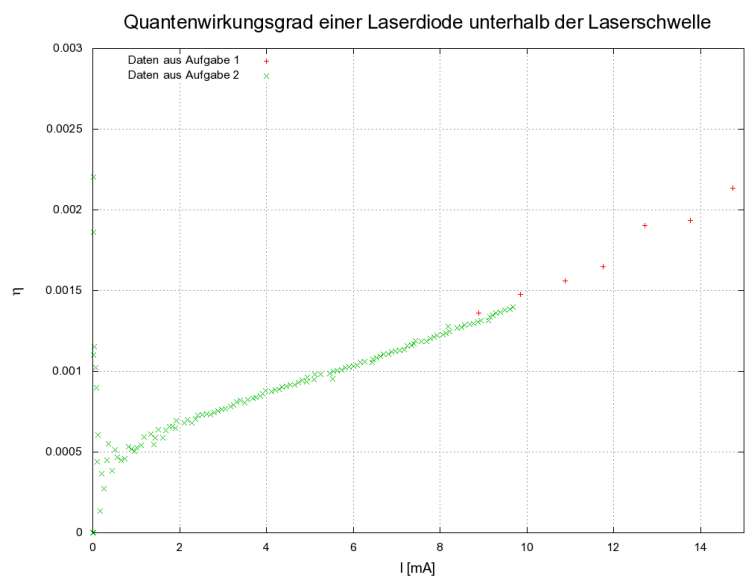
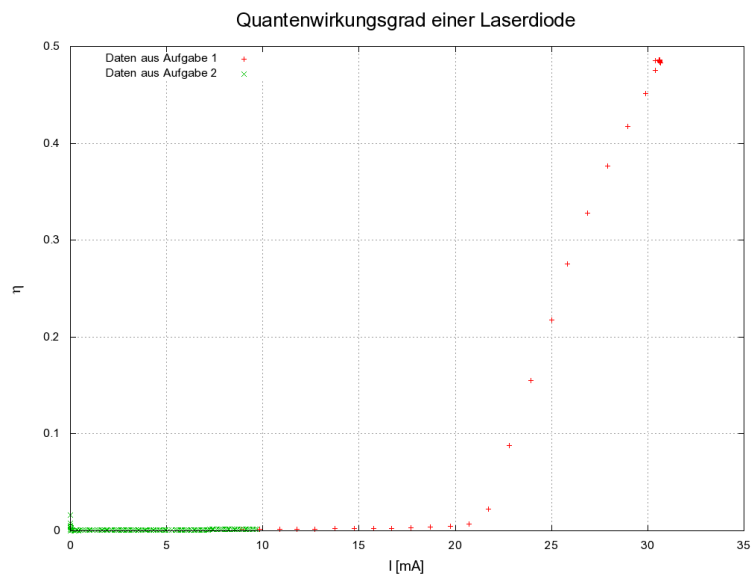
3.3.1 Laserdiode

Der externe Quantenwirkungsgrad η der Laserdiode wird berechnet aus j_{Ph} und dem Elektronenstrom j_{el} mit

$$\eta_{ext,LD} = \frac{j_{Ph}}{j_{el}} A_{pn,LD} = \frac{j_{Ph}}{I} e \cdot A_{pn,LD}$$

$A_{pn,LD}$: Fläche des pn-Übergangs der Laserdiode ($7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$)

Es ergibt sich folgender Verlauf:



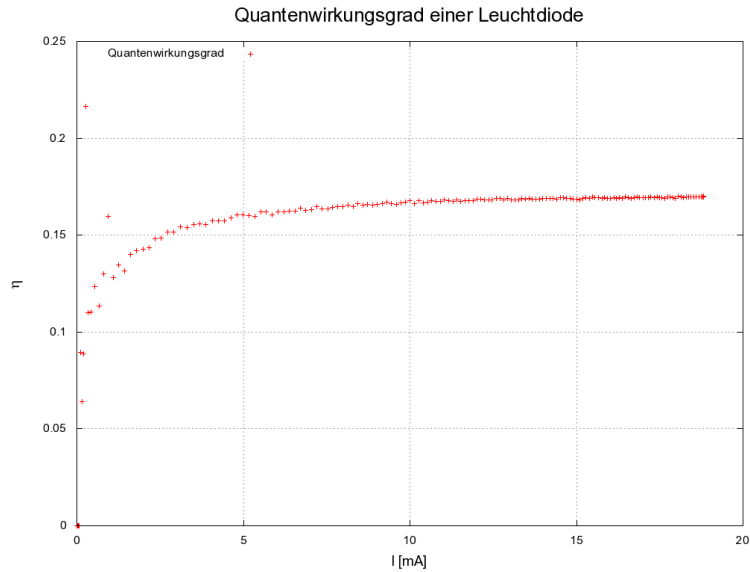
Man erkennt, dass der Quantenwirkungsgrad für steigenden Strom bis zur Laserschwelle nur leicht zunimmt. Nach der Laserschwelle ist eine sehr starke Zunahme des Quantenwirkungsgrades η zu beobachten, da durch stimulierte Emission die Zahl der emittierten Photonen extrem zunimmt.

3.3.2 Leuchtdiode

Hier ist die Formel für den Quantenwirkungsgrad η gegeben durch:

$$\eta_{ext,LD} = \frac{j_{Ph}}{j_{el}} A_{LED} = \frac{j_{Ph}}{I} e \cdot A_{LED}$$

Aus den Messdaten ergibt sich damit dieses Diagramm:



Man erkennt deutlich, dass der externe Quantenwirkungsgrad der LED gegen einen festen Wert strebt.

3.4 Durchlässigkeit des optischen Systems

In Absprache mit dem Betreuer wurden die Messdaten für die Auswertung verwendet. Deshalb ist nicht bekannt, mit welcher Spaltbreite gearbeitet wurde, um die angegebenen Bandbreiten zu erreichen. Diese war jedoch über den Wellenlängenbereich nicht konstant, so dass hier ein zusätzlicher Fehler verborgen ist.

Der um die Durchlässigkeit des optischen Systems unkorrigierte spektrale Photonenstrom berechnet sich durch:

$$\frac{dj_{Ph}}{d\lambda} = \frac{j_{Ph}}{\Delta\lambda_b}$$

Damit kann man durch Aufsummieren der im Abstand $\Delta\lambda_m = 5 \text{ nm}$ gemessenen Daten den integralen Photonenstrom bestimmen:

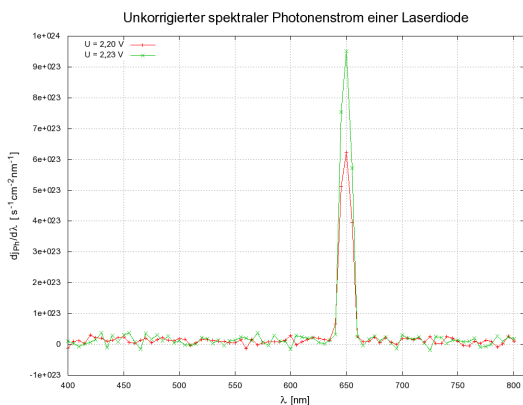
$$j_{Ph} = \int \frac{dj_{Ph}(\lambda')}{d\lambda} d\lambda' \approx \Delta\lambda_m \sum_{\lambda'=400 \text{ nm}}^{800 \text{ nm}} \frac{dj_{Ph}(\lambda')}{d\lambda} = \frac{\Delta\lambda_m}{\Delta\lambda_b} \sum_{\lambda'=400 \text{ nm}}^{800 \text{ nm}} j_{Ph}(\lambda')$$

Die optische Durchlässigkeit ist dann gerade der Quotient aus dem hier bestimmten integralen Photonenstrom und dem aus dem vorherigen Aufgabenteil berechneten j_{Ph} .

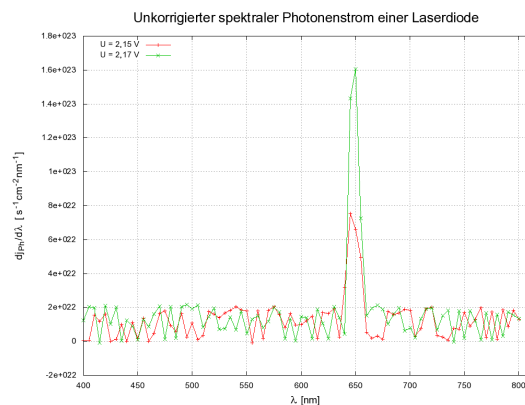
$$d = \frac{j_{Ph, \text{mit Monochromator}}}{j_{Ph, \text{ohne Monochromator}}}$$

3.4.1 Laserdiode

Die Messung des unkorrigierten spektralen Photonstroms bei $U = 2,20\text{ V}$ und $U = 2,23\text{ V}$ über und bei $U = 2,15\text{ V}$ und $U = 2,17\text{ V}$ unterhalb der Laserschwelle mit einer Bandbreite von jeweils $\Delta\lambda_b = 9\text{ nm}$ ergibt diese Messdaten:



Oberhalb der Laserschwelle



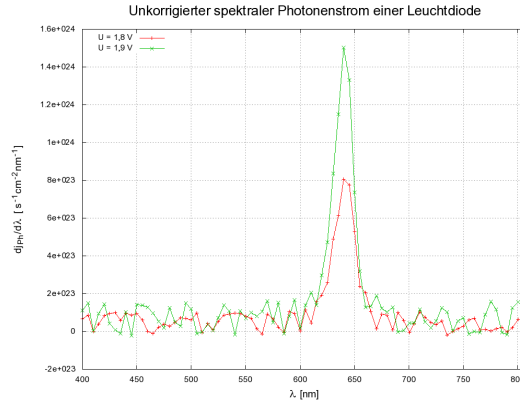
Unterhalb der Laserschwelle

Durch Aufsummieren erhält man diese integralen Photonströme und Durchlässigkeiten:

mit Monochromator	ohne Monochromator	Durchlässigkeit
$\dot{j}_{Ph,mit}(2,15\text{ V}) = 5,219 \cdot 10^{15}$	$\dot{j}_{Ph,mit}(2,15\text{ V}) = 1,302 \cdot 10^{19}$	$d = 0,040\%$
$\dot{j}_{Ph,mit}(2,17\text{ V}) = 6,664 \cdot 10^{15}$	$\dot{j}_{Ph,mit}(2,17\text{ V}) = 2,790 \cdot 10^{19}$	$d = 0,024\%$
$\dot{j}_{Ph,mit}(2,20\text{ V}) = 1,256 \cdot 10^{16}$	$\dot{j}_{Ph,mit}(2,20\text{ V}) = 7,241 \cdot 10^{19}$	$d = 0,017\%$
$\dot{j}_{Ph,mit}(2,23\text{ V}) = 1,649 \cdot 10^{16}$	$\dot{j}_{Ph,mit}(2,23\text{ V}) = 9,859 \cdot 10^{19}$	$d = 0,017\%$

3.4.2 Leuchtdiode

Hier wurde die Messungen für $U = 1,8 \text{ V}$ mit einer Bandbreite von $\Delta\lambda_b = 10 \text{ nm}$ und die Messungen für $U = 1,9 \text{ V}$ mit einer Bandbreite von $\Delta\lambda_b = 6 \text{ nm}$ durchgeführt.



Hier erhält man durch Aufsummieren diese integralen Photonenströme und Durchlässigkeiten:

mit Monochromator	ohne Monochromator	Durchlässigkeit
$\dot{j}_{Ph,mit}(1,8 \text{ V}) = 3,903 \cdot 10^{16}$	$\dot{j}_{Ph,ohne}(1,8 \text{ V}) = 7,374 \cdot 10^{18}$	$d = 0,53\%$
$\dot{j}_{Ph,mit}(1,9 \text{ V}) = 6,158 \cdot 10^{16}$	$\dot{j}_{Ph,ohne}(1,9 \text{ V}) = 2,462 \cdot 10^{19}$	$d = 0,25\%$

Da die Stromstärkemessungen sehr stark geschwankt haben und die Auswertung nur an einem einzigen Messpunkt durchgeführt wurde, sind die starken Abweichungen verständlich.

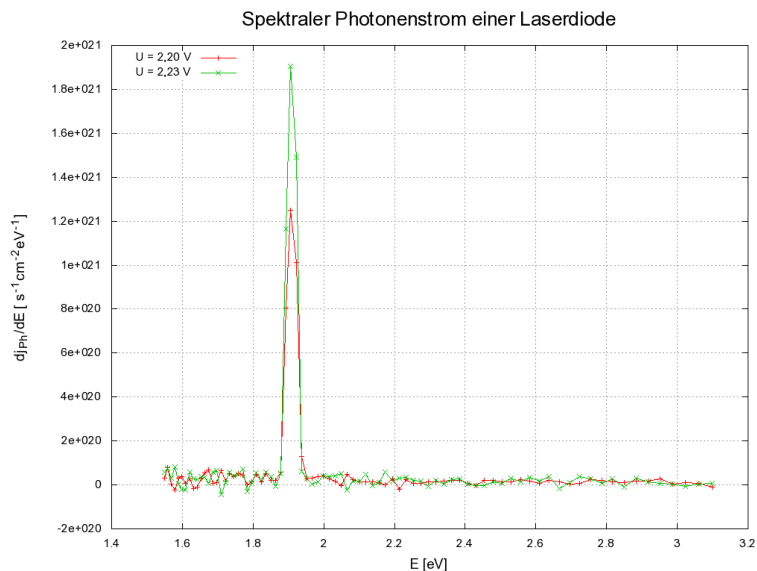
3.5 Spektraler Photonstrom

Aus der spektralen Photonstrom pro Wellenlängenintervall ergibt sich der spektrale Photonstrom pro Energieintervall mit der Formel:

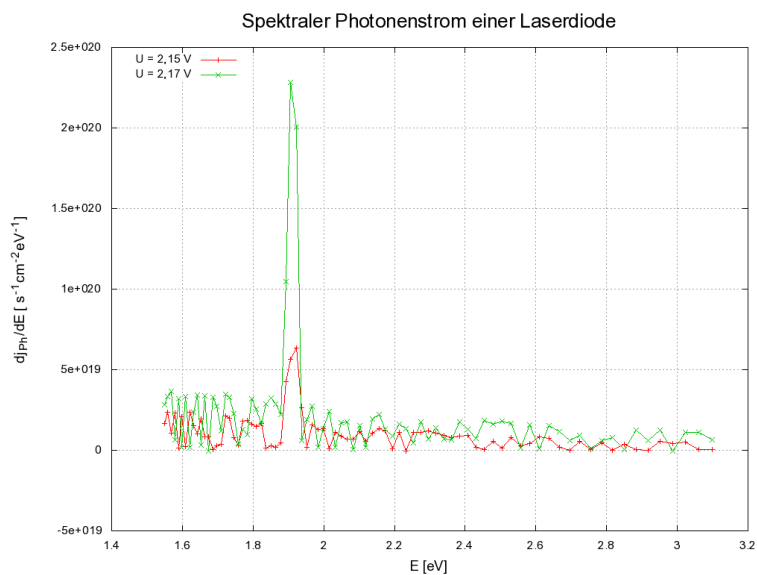
$$\frac{dj_{Ph}}{dE} = \frac{dj_{Ph}}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dE} = \frac{\lambda^2}{hc} \frac{dj_{Ph}}{d\lambda} = \frac{\lambda^2}{hcd} \frac{dj_{Ph,unkorrigiert}}{d\lambda}$$

Ein Vergleich mit dem theoretischen Verlauf, der zwar nicht explizit verlangt wird, aber dennoch interessant gewesen wäre, ist leider nicht möglich. Dafür wäre der energieabhängige Absorptionskoeffizient in der verallgemeinerten Planckschen Strahlungsformel nötig gewesen, eine Tabelle war aber weder in der Vorbereitung noch am Experiment verfügbar. Die Annahme eines konstanten Absorptionskoeffizienten führte logischerweise zu keinem sinnvollen Ergebnis.

3.5.1 Laserdiode



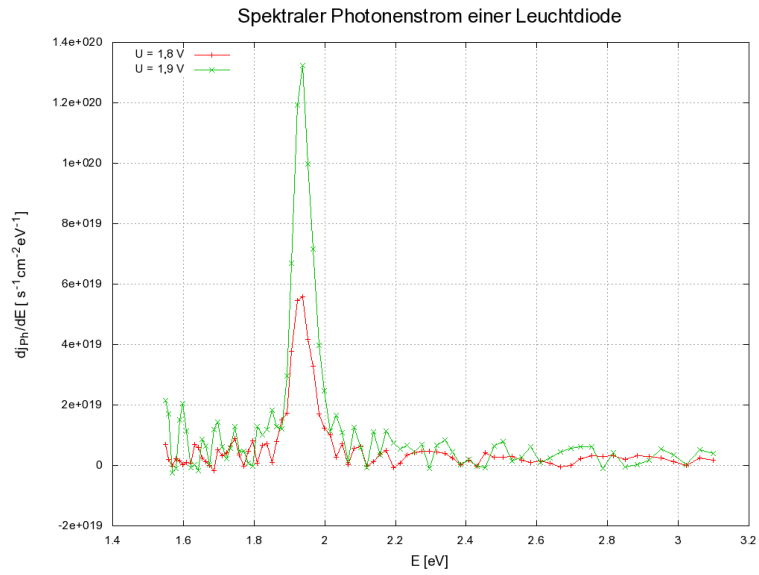
Spektraler Photonenstrom unterhalb der Laserschwelle



Spektraler Photonenstrom oberhalb der Laserschwelle

Der spektrale Photonenstrom ist scharf um die Energie $E \approx 1,96 \text{ eV}$, die der Wellenlänge $\lambda \approx 631 \text{ nm}$ der Laserdioden entspricht, konzentriert. Je nach Betriebsart ober- oder unterhalb der Laserschwelle ist die Stärke des Photonenstroms aus den oben angegebenen Gründen stark bzw. schwach ausgeprägt.

3.5.2 Leuchtdiode



Die Leuchtdiode besitzt eine um das Maximum bei $E \approx 1,93 eV$ ($\lambda \approx 642 nm$) etwas breitere und kleinere Verteilung des spektralen Photonenstroms, als sie die Laserdiode besitzt.