

Fortgeschrittenenpraktikum

Photowiderstand

Gruppe 10

Matthias Ernst, Juliane Raasch

Betreuer: Mario Hauser

10.01.2011

Inhaltsverzeichnis

1	Versuchsziel	2
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Isolatoren, Halbleiter, Leiter - das Bändermodell	2
2.2	Generation und Rekombination von Ladungsträgern	2
2.3	Intensitätsabhängigkeit der Photoleitfähigkeit	3
2.4	Zusammenhang zwischen der Photoleitfähigkeit und der Frequenz des eingestrahlten Lichtes bei modulierter Anregung	5
3	Versuchsbeschreibung	6
3.1	Aufgabe 1	6
3.2	Aufgabe 2	6
3.3	Aufgabe 3	6
3.4	Aufgabe 4	7
4	Versuchsauswertung	7
4.1	Strom-Spannungs-Kennlinien des Photowiderstandes	7
4.2	Leitfähigkeit und Intensität der Bestrahlung	9
4.3	Bestimmung der Bandlücke von CdS	10
4.4	Lebensdauer der freien Elektronen	11
4.4.1	Methode der Phasenverschiebung	11
4.4.2	Methode der doppelt logarithmischen Auftragung von Stromschwankung und Frequenz	12
4.5	Fehlerbetrachtung	13

1 Versuchsziel

Im Versuch soll das Verhalten eines Halbleiters bei optischer Anregung untersucht werden. Speziell wird hierzu der Photowiderstand CdS verwendet, bei dem es sich um einen II-VI-Halbleiter handelt. Betrachtet wird das Verhalten des Photowiderstandes in Abhängigkeit von der Intensität, der Frequenz und der Modulation des einfallenden Lichtes.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Isolatoren, Halbleiter, Leiter - das Bändermodell

Mithilfe des aus der Experimentalphysik IV bekannten Potentialtopfmodells lassen sich bereits die Eigenschaften einfacher Metalle erklären. Man geht hierbei davon aus, dass der Kristall ein Potentialtopf der Tiefe V_0 ist, dessen Zustände bis zur Fermienergie besetzt sind.

Um jedoch auch das Verhalten von Isolatoren und Halbleitern erklären zu können, bedarf es einer anderen Vorstellung.

Im Bändermodell geht man davon aus, dass die Elektronen sich in den sog. Energiebändern aufhalten. Diese sind ggf. durch Energielücken getrennt. Von Bändern kann man sprechen, weil die vielen quantenmechanischen Zustände, die innerhalb eines sog. Bandes möglich sind, energetisch so nahe beieinander liegen, dass man von einem Kontinuum ausgehen kann. Diese Bänder entstehen durch die Überlagerung der Orbitale der einzelnen Atome, von denen es in einem Kristallgitter ja sehr viele gibt. Besonders wichtig bei der Betrachtung des Bändermodells sind Valenz- und Leitungsband. Valenzbänder sind alle die Bänder, die am absoluten Nullpunkt vollständig besetzt sind. Solche Bänder, welche leer oder teilweise besetzt sind, werden Leitungsband genannt. Einen Stromfluss bei Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes kann es nur dann geben, wenn mindestens ein Leitungsband weder leer noch vollständig besetzt ist.

Die Leitfähigkeit eines Festkörpers hängt von der Besetzung des Leitungsbandes ab und von der benötigten Energie, um ein Elektron vom energetisch am höchsten gelegenen Valenzband in das darauf folgende Leitungsband zu heben.

Leiter: Hier gibt es keine Lücke zwischen Valenz- und Leitungsband; die beiden Energiebereiche überlappen. Dadurch sind immer Elektronen im Leitungsband und der Leiter hat unabhängig von der Temperatur eine hohe Leitfähigkeit. Leiter sind typischerweise Metalle.

Isolator: Beim Isolator gibt es ein voll besetztes Valenzband und ein unbesetztes Leitungsband. Die Bandlücke ist verhältnismäßig groß ($E_g \geq 4\text{eV}$), so dass auch bei hohen Temperaturen nicht ausreichend thermische Energie vorhanden ist, um ein Elektron aus dem Valenzband in den angeregten Zustand ins Leitungsband zu befördern.

Halbleiter: Beim Halbleiter ist der verbotene Bereich wesentlich kleiner als beim Isolator ($0 \leq E_g \leq 4\text{eV}$), so dass beispielsweise durch thermische oder optische Anregung Elektronen ins Leitungsband gelangen können. Dabei wird im Valenzband eine Lücke hinterlassen, also ein positiver Ladungsträger erzeugt.

2.2 Generation und Rekombination von Ladungsträgern

Aufgrund der Fermi-Dirac-Statistik gibt es in einem Halbleiter bei einer Temperatur $T \neq 0$ eine gewisse Anzahl von besetzten Zuständen im Leitungsband und unbesetzten Zuständen im Valenzband. Die im thermischen Gleichgewicht vorhandenen freien Elektronen und Löcher werden Gleichgewichtsladungsträger genannt. Deren Anzahl ist unabhängig von einer eventuellen Bestrahlung. Es ergibt sich die Leitfähigkeit

$$\sigma_0 = e \cdot (n_0 \mu_n + p_0 \mu_p) \quad (1)$$

Dabei sind n_0 und p_0 die Anzahl der freien Elektronen und Löcher - also der Gleichgewichtsladungsträger - und μ_n bzw. μ_p deren Beweglichkeiten.

Durch beispielsweise ein Bestrahlung können weitere Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband gehoben werden, so dass sich die Anzahl der freien Ladungsträger vergrößert. Man spricht bei den so generierten Ladungsträgern von Überschussladungsträgern, die wir im Folgenden mit Δ_n und Δ_p bezeichnen wollen. Die Anzahl aller freien Ladungsträgern kann dann genährt werden durch

$$n = n_0 + \Delta_n \quad (2)$$

und

$$p = p_0 + \Delta_p \quad (3)$$

Somit ändert sich die elektrische Leitfähigkeit unter der Annahme, dass Gleichgewichts- und Überschussladungsträger sich nicht unterscheiden und dieselbe Beweglichkeit im Kristall besitzen, wie folgt:

$$\sigma = e \cdot (n \mu_n + p \mu_p) \quad (4)$$

Dabei kann nur Licht mit einer Energie $\hbar\omega \geq E_g$ Überschussladungsträger erzeugen. Ein einfallendes Lichtquant ausreichend hoher Energie, das ein neues freies Elektron „erzeugt“, generiert immer auch ein neues Loch, da das Elektron ja eine unbesetzte Stelle im Valenzband zurück lässt. Somit gilt $\Delta_n = \Delta_p$. Wenn die Energie des einfallenden Lichtquants deutlich höher ist als die Energie der Bandlücke, geben die angeregten Elektronen ihre überschüssige Energie durch Stöße ab, bis sie sich schließlich im selben Energiebereich wie die Gleichgewichtsladungsträger befinden.

Die freien Elektronen und Löcher werden nach ihrer Generation wieder rekombinieren. Die zwischen Generation und Rekombination im Mittel verstreichende Zeit wird Lebensdauer τ genannt. Diese Größe wird im Wesentlichen von der Wahrscheinlichkeit des Zusammentreffens eines angeregten Elektrons mit einem Defektelektron und der Wahrscheinlichkeit einer Rekombination beim Zusammentreffen zweier komplementärer Ladungsträger bestimmt.

2.3 Intensitätsabhängigkeit der Photoleitfähigkeit

Bei Beginn der Bestrahlung eines Halbleiters mit Licht geeigneter Wellenlänge, stellt sich nicht sofort eine konstante Anzahl von Überschussladungsträgern ein. Wird schließlich eine Gleichgewicht erreicht, ist deren Anzahl abhängig von der Art der Rekombination. Wir unterscheiden hierbei zwei Ansätze:

1. lineare Rekombination

Hier ist die Rekombination proportional zur Anzahl der Überschussladungsträger Δ_n . Dies ist beispielsweise dann der Fall, wenn die Anzahl der Defektelektronen p viel größer ist als die der freien Elektronen n . Dann bleibt die Wahrscheinlichkeit für eine Rekombination praktisch konstant, da p sich quasi nicht verändert. Dies hat auch eine konstante Rekombinationszeit τ zur Folge. In diesem Fall erfüllt die Änderung von Δ_n mit der Zeit folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d(\Delta_n)}{dt} = \beta \cdot \kappa \cdot I - \frac{\Delta_n}{\tau} \quad (5)$$

Der erste Term in der Differenz beschreibt dabei die Generationsrate an Überschussladungsträgern und der zweite Term deren Rekombinationsrate. Hier geht die Intensität I des zur Bestrahlung genutzten Lichtes ein sowie die materialabhängigen Größen κ (Absorptionsfaktor) und β

(Quantenausbeute). Unter der Quantenausbeute versteht man das Verhältnis aus der Anzahl erzeugter Ladungsträgerpaare zur Anzahl eingestrahelter Lichtquanten.

Mit den Randbedingungen (Einschalten einer Lichtquelle der Intensität I zum Zeitpunkt $t = 0$)

$$I = I_0 = \text{const.} \quad t_0 = 0 \quad \Delta_n(t_0) = 0 \quad (6)$$

erhält man folgende Lösung obiger Differentialgleichung:

$$\Delta_n(t) = \tau \cdot \beta \cdot \kappa \cdot I_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (7)$$

Die stationäre Überschussladungsträgerkonzentration stellt sich nach einer genügend großen Zeit ein:

$$\Delta_{n,st} = \tau \cdot \beta \cdot \kappa \cdot I_0 \quad (8)$$

Somit ist die elektrische Überschussleitfähigkeit wegen ihrer Proportionalität zur Anzahl der Überschussladungsträger direkt proportional zur Intensität des eingestrahelten Lichtes.

2. quadratische Rekombination

Wenn die Anzahl der Gleichgewichtsladungsträger gegenüber der Anzahl der Überschussladungsträger vernachlässigt werden kann, ist die Rekombination proportional zum Quadrat von Δ_n . Man kann also annehmen, dass $n \approx \Delta_n$ ist und wegen $\Delta_n = \Delta_p$ gilt dann auch: $p \approx \Delta_p$. Nun ist die Lebensdauer keine konstante Größe, da sie von der Anzahl der Überschussladungsträger abhängt:

$$\tau \propto \frac{1}{\Delta_p} \quad (9)$$

Wir erhalten folgende Differentialgleichung, die das zeitliche Verhalten von Δ_n beschreibt:

$$\frac{d(\Delta_n)}{dt} = \beta \cdot \kappa \cdot I - \gamma \cdot \Delta_n^2 \quad (10)$$

Hierbei stellt der erste Term in der Differenz wieder die Generationsrate dar, die von den gleichen Größen wie zuvor abhängt - insbesondere von der Intensität I des eingestrahelten Lichtes. Die Rekombination wird wiederum vom zweiten Term beschrieben, in den hier der Rekombinationskoeffizient γ eingeht.

Unter den gleichen Anfangsbedingungen wie zuvor lösen wir die Differentialgleichung und erhalten:

$$\Delta_n(t) = \sqrt{\frac{\beta \cdot \kappa \cdot I_0}{\gamma}} \cdot \tanh\left(t \cdot \sqrt{\gamma \cdot \beta \cdot \kappa \cdot I_0}\right) \quad (11)$$

Es stellt sich schließlich die stationäre Ladungsträgerkonzentration nach einer entsprechenden Zeit ein:

$$\Delta_{n,st} = \sqrt{\frac{\beta \cdot \kappa \cdot I_0}{\gamma}} \quad (12)$$

Wir sehen also, dass im Falle quadratischer Rekombination die elektrische Überschussleitfähigkeit proportional zur Wurzel der Lichtintensität ist.

2.4 Zusammenhang zwischen der Photoleitfähigkeit und der Frequenz des eingestrahlten Lichtes bei modulierter Anregung

Nachdem bisher nur die konstante Beleuchtung eines Halbleiters betrachtet wurde, wenden wir uns nun dem Verhalten der Überschussladungsträger bei einer in der Intensität modulierten Bestrahlung zu.

Die Elektronendichte erfüllt die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{dn(t)}{dt} = G_n(t) - R_n(t) - \operatorname{div}j_e(t) \quad (13)$$

Hierbei ist G_e die Generations- und R_e die Rekombinationsrate. Unter der Annahme eines homogenen Stroms $j_e(t)$ verschwindet dessen Divergenz.

Die Elektronendichte setzt sich zusammen aus der mittleren Elektronendichte n_0 und einer durch die Modulation bedingten Abweichung Δn :

$$n(t) = n_0 + \Delta n \quad (14)$$

Durch die Modulation der Bestrahlung tritt auch eine entsprechende Modulation der Generationsrate auf:

$$G_e(t) = G_0 + \Delta G e^{i\omega t} \quad (15)$$

Es ist $\Delta G \ll G_0$. Für sehr kleine Schwankungen der Elektronendichte ($\Delta n \ll n_0$) kann man die Rekombinationsrate um n_0 bis zur ersten Ordnung entwickeln:

$$R_e(t) = R_0 + \frac{dR_e(t)}{dn(t)} \cdot \Delta n(t) = \frac{n_0}{\tau_0} + \frac{\Delta n(t)}{\tau_e} \quad (16)$$

Bei τ_e handelt es sich hierbei um die Lebensdauer der von ΔG erzeugten Elektronen. Mit dem Ansatz

$$\Delta n(t) = A e^{i(\omega t + \phi)} \quad (17)$$

erhält man durch Einsetzen in die Kontinuitätsgleichung:

$$G_0 + \Delta G \cdot e^{i\omega t} = \frac{n_0}{\tau_0} + A \cdot \left(i\omega + \frac{1}{\tau_e} \right) \cdot e^{i(\omega t + \phi)} \quad (18)$$

Es ergibt sich für die zeitunabhängige mittlere Elektronendichte $n_0 = \tau_0 \cdot G_0$ und für die zeitabhängige Modulation der Elektronendichte:

$$\Delta n(t) = \frac{\Delta G \cdot \tau_e}{1 + i\omega\tau_e} \cdot e^{i\omega t} \quad (19)$$

Da diese Größe komplex ist, berechnen wir noch ihren Betrag:

$$|\Delta n(t)| = \frac{\Delta G \cdot \tau_e}{\sqrt{1 + \omega^2\tau_e^2}} \quad (20)$$

Für die Phasenverschiebung erhalten wir:

$$\tan \phi = -\omega \cdot \tau_e \quad (21)$$

3 Versuchsbeschreibung

Alle im Versuch verwendeten Elemente wie Linsen, Filter oder der Photowiderstand wurden auf einer linearen optischen Bank montiert. Für die ersten drei Versuchsteile wurde eine Hallogenlampe als Lichtquelle verwendet, die sich hinter einem Spalt der Breite $d \approx 1\text{mm}$ befand. Anschließend wurde das Licht mithilfe einer Sammellinse ($f = 8\text{cm}$) gebündelt. In die Brennweite dieser Sammellinse stellten wir später den Keilfilter, der es uns erlaubte, bestimmte Wellenlängen des Lichtes herauszufiltern. Dann folgte eine weitere Sammellinse (wiederum mit $f = 8\text{cm}$), mit deren Hilfe ein möglichst paralleler Strahl erzeugt werden sollte. Im parallelen Strahlengang montierten wir dann die ggf. benötigten Polarisations- und Interferenzfilter. Zuletzt wurde der Strahl von einer dritten Sammellinse ($f = 10\text{cm}$) wieder fokussiert, so dass möglichst viel Licht auf den Photowiderstand fiel. Dabei richteten wir die Linse so aus, dass sich der Widerstand nicht genau am Punkt der Brennweite befand sondern etwas davor, da am Brennpunkt das Licht so stark fokussiert war, dass nicht die gesamte Fläche des Photowiderstandes ausgeleuchtet war. Dies hätte wiederum zu einer verminderten Intensität des Photostroms geführt.

Der Photowiderstand, bei dem es sich um einen CdS-Halbleiter handelte, war mit einer Messelektronik verbunden, über die die Spannung am Widerstand geregelt und der Photostrom gemessen werden konnte. Die tatsächlich anliegende Spannung wurde nochmals gemessen und zeigte von der eingestellten Soll-Spannung teils deutliche Differenzen. Im Folgenden sind daher immer die Soll-Spannungen angegeben, die Auswertung erfolgt mit den gemessenen Spannungswerten. Während des gesamten Versuches lagen die gemessenen Werte für die Ströme im mA oder μA -Bereich.

Das Messprotokoll befindet sich im Anhang.

3.1 Aufgabe 1

In der ersten Aufgabe soll der Photowiderstand in Abhängigkeit von der Bestrahlungsart untersucht werden. Dazu wurden vier Strom-Spannungs-Kennlinien aufgenommen: eine Messung bei abgedunkeltem Widerstand, eine Hintergrundmessung, bei der die Lichtquelle abgedeckt wurde, sowie Messungen mit Interferenzfiltern für Wellenlängen von 549nm und 647nm. Die Kennlinien wurde in 1V-Schritten bis zu einer Maximalspannung von 10V aufgenommen.

3.2 Aufgabe 2

Im diesem Versuchsteil soll die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Intensität des Lichtes bestimmt werden. Mit einem Interferenzfilter ($\lambda = 549\text{nm}$) filterten wir eine feste Wellenlänge aus dem Spektrum der Lichtquelle heraus, mit der der Photowiderstand bestrahlt wurde.

Um die Intensität des Lichtes zu regulieren, wurden zwei Polarisationsfilter in den parallelen Strahlengang eingebracht. Diese wurden wie in der Versuchsbeschreibung erläutert kalibriert. Durch Drehen eines Filters konnten wir dann die Intensität verändern.

Wir nahmen eine Messreihe für Intensitäten zwischen 0 und 1 auf. Das entsprach einer Variation der Filtereinstellung von 90° bis 0° .

Die Photospannung betrug während der gesamten Messung 5V, wir maßen jeweils den Photostrom.

3.3 Aufgabe 3

Ziel der Aufgabe ist die Ermittlung des Zusammenhangs zwischen Leitfähigkeit des Photowiderstandes und Wellenlänge des einfallenden Lichtes.

Dafür wurde der Keilfilter in die Brennweite der Sammellinse, die den Strahl der Lichtquelle erstmals fokussierte, gestellt. Auf diese Weise sollte jeweils eine feste Wellenlänge des von der Lichtquelle erzeugten Lichtes herausgefiltert werden. Dazu mussten wir zuerst die Längenskala des Keilfilters kalibrieren.

Zu diesem Zweck verwendeten wir drei Interferenzfilter (482nm, 549nm und 647nm), die im parallelen Strahlengang positioniert wurden und dafür sorgten, dass jeweils die entsprechende Wellenlänge heraus gefiltert wurde. Durch Verschieben des Keilfilters senkrecht zur optischen Achse suchten wir dann jeweils das Maximum der Photostromintensität, da dann die am Keilfilter eingestellte Wellenlänge ungefähr mit der Wellenlänge des Interferenzfilters übereinstimmte. Die ermittelten Werte auf der Längenskala übergaben wir mit den zugehörigen Wellenlängen dem Messprogramm, das die Kalibration dann für uns ausführte und die Einstellungen der Längenskala des Keilfilters zu den ebenfalls von Programm vorgegebenen Wellenlängen, bei denen eine Messung vorgenommen werden sollte, ausrechnete.

Anschließend mussten wir noch sicher stellen, dass die Intensität des auf den Photowiderstand treffenden Lichtes konstant blieb. Dazu verwendeten wir wiederum die beiden Polarisationsfilter. Auch deren Einstellung wurde vom Programm vorgegeben. Wir hätten sie zwar mithilfe der Graphik in der Vorbereitungshilfe selbst ermitteln können. Dies wäre jedoch unnötig zeitaufwendig gewesen.

Wir maßen wiederum den Photostrom bei der festen Photospannung $U = 5V$.

3.4 Aufgabe 4

Zuletzt sollen wir die Abhängigkeit des Photostroms von der Frequenz, mit der das einfallende Licht moduliert wird, bestimmen. Dazu wurde eine blaue Leuchtdiode verwendet, die möglichst nah vor dem Photowiderstand aufgestellt wurde. Als Offset-Spannung wählten wir 5V und als Amplitude der Modulation 1V. Die Frequenz der Modulation variierte zwischen 5Hz und 7,5kHz.

Um die Phasenverschiebung zu bestimmen, wurde ein sog. Lock-In-Verstärker verwendet, der im Wesentlichen das Signal, das wir an der Leuchtdiode anlegten mit der Photospannung multiplizierte. Dabei war die Spannung am Photowiderstand um den Phasenwinkel ϕ gegenüber der angelegten modulierten Spannung verschoben. Durch die Multiplikation entsteht eine zeitunabhängige Gleichspannung, die nur von der Phase abhängt und mit einem modulierten Signal überlagert ist. Das zeitunabhängige Signal wird anschließend von einem Tiefpassfilter abgesondert. Das Auswertungsprogramm berechnet dann den Wert der Phasenverschiebung.

Außerdem wurde vom Auswertungsprogramm der Photostrom gemessen.

4 Versuchsauswertung

4.1 Strom-Spannungs-Kennlinien des Photowiderstandes

Die im ersten Versuchsteil aufgenommenen Kennlinien sind in den Abbildungen 1 und 2 aufgetragen. Man sieht, dass der Verlauf der Hintergrund-Kennlinie und der Dunkelmessung sich zwar um etwa einen Faktor 10 unterscheiden, der Photostrom aber in beiden Fällen wesentlich kleiner ist als bei einer Bestrahlung des Widerstandes mit Licht einer festen Wellenlänge. Deswegen wurde in Abbildung 2 nur noch mal die Dunkelmessung als Vergleichsmessung aufgetragen.

Die folgenden Widerstände wurden durch lineare Regression mit gnuplot berechnet:

	Photowiderstand $R[k\Omega]$
Dunkelmessung	$1347,5 \pm 80,9$
Hintergrundmessung	$155,4 \pm 1,8$
647nm	$5,32 \pm 0,01$
549nm	$1,62 \pm 0,02$

Was bei der Regression nicht berücksichtigt wurde, ist die Tatsache, dass alle Kennlinien Ursprungsgeraden sein müssten, da der Strom laut Ohmschen Gesetz direkt proportional zur Spannung ist.

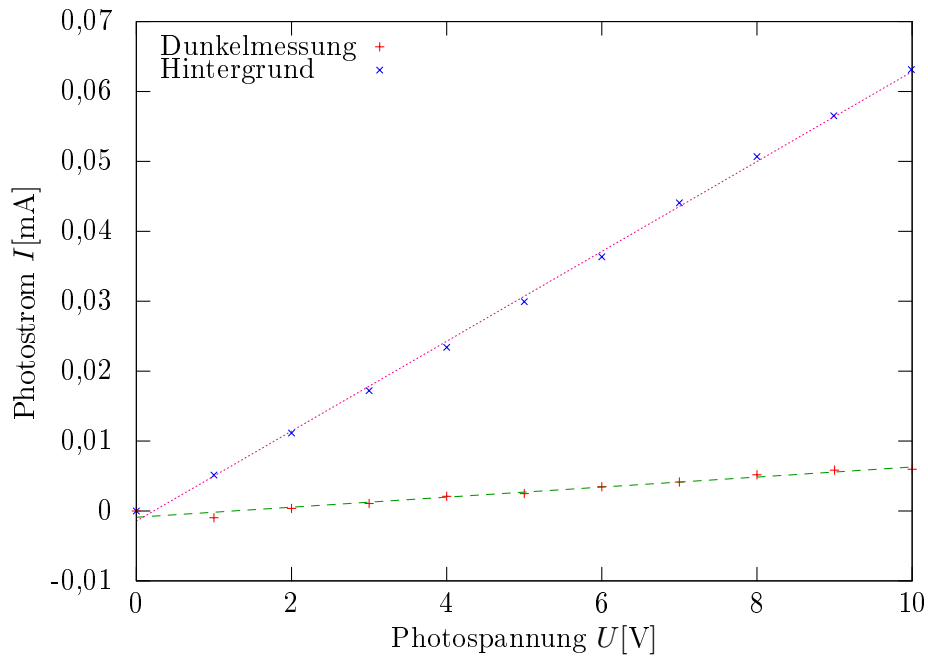


Abbildung 1 – Strom-Spannungs-Kennlinien der Hintergrunds- und Dunkelmessung

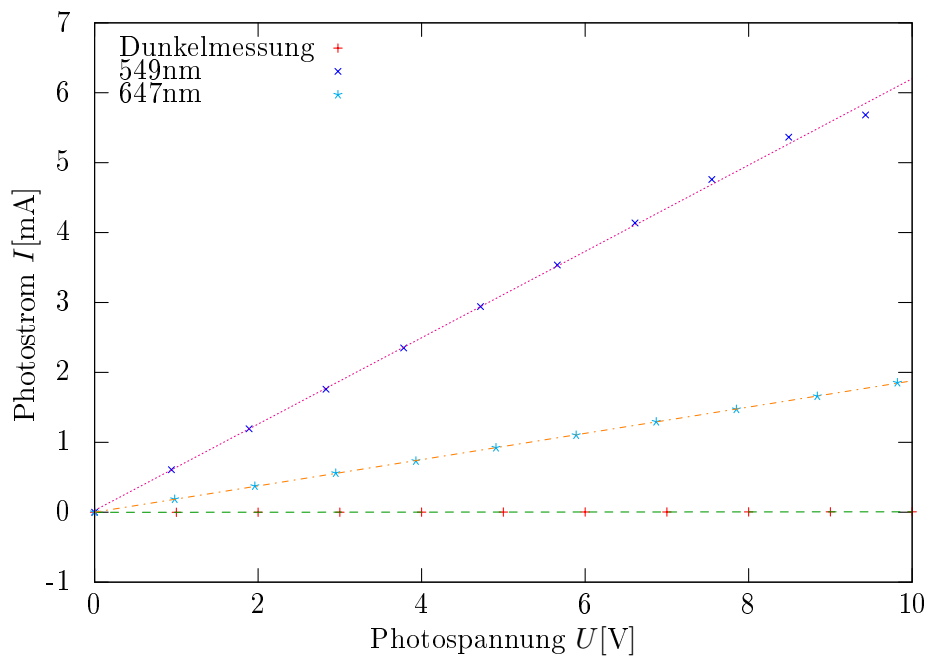


Abbildung 2 – Strom-Spannungs-Kennlinien bei Messung mit Interferenzfiltern und der Dunkelmessung

Dadurch treten in den Ausgleichsgeraden leichte Offsets von maximal 1mA auf. Wir stellen fest, dass der Widerstand des Photowiderstandes bei der Dunkelmessung am höchsten war. Dies liegt daran, dass quasi kein Licht auf das Bauelement fällt und die Leitfähigkeit allein aus der Anzahl der Gleichgewichtsladungsträger resultiert. Somit scheint es in einem CdS-Halbleiter im thermischen Gleichgewicht nicht sehr viele freie Ladungsträger zu geben. Deutlich kleiner fällt der Widerstand bereits bei der Hintergrundmessung aus, wo die Kappe vor dem Widerstand entfernt wurde. Schließlich sehen wir den Effekt einer gezielten Bestrahlung des Photowiderstandes, da der Wider-

standswert um zwei Größenordnungen sinkt. Ebenfalls kann man erkennen, dass die niederenergetischere Strahlung (größere Wellenlänge $\lambda_{>} = 647\text{nm}$) weniger Überschussladungsträger erzeugt, weshalb der Stromfluss immer noch kleiner ist als bei einer Bestrahlung mit höherenergetischem Licht der Wellenlänge $\lambda_{<} = 549\text{nm}$. Dies wirkt sich dann so aus, dass der Photowiderstand für die Bestrahlung mit der höheren Energie kleiner ist als bei Bestrahlung mit langwelligerem Licht.

4.2 Leitfähigkeit und Intensität der Bestrahlung

Im Aufgabenteil 2 wurde der Photostrom bei fester Photospannung in Abhängigkeit von der Intensität des eingestrahlteten Lichtes untersucht. Wir erwarten bei CdS ein quadratisches Rekombinationsverhalten, da, wie wir im vorherigen Aufgabenteil gesehen haben, die Anzahl der Gleichgewichtsladungsträger vernachlässigbar ist gegenüber den Überschussladungsträgern. Aus der Vorbereitung ist bekannt, dass somit die Leitfähigkeit proportional zur Wurzel der Intensität des eingestrahlteten Lichtes sein sollte. Da der Photostrom direkt proportional zur Leitfähigkeit ist, sollte er also ebenfalls eine wurzelförmige Abhängigkeit von der Intensität aufweisen. Der gemessene Zusammenhang ist in Abbildung 3 aufgetragen.

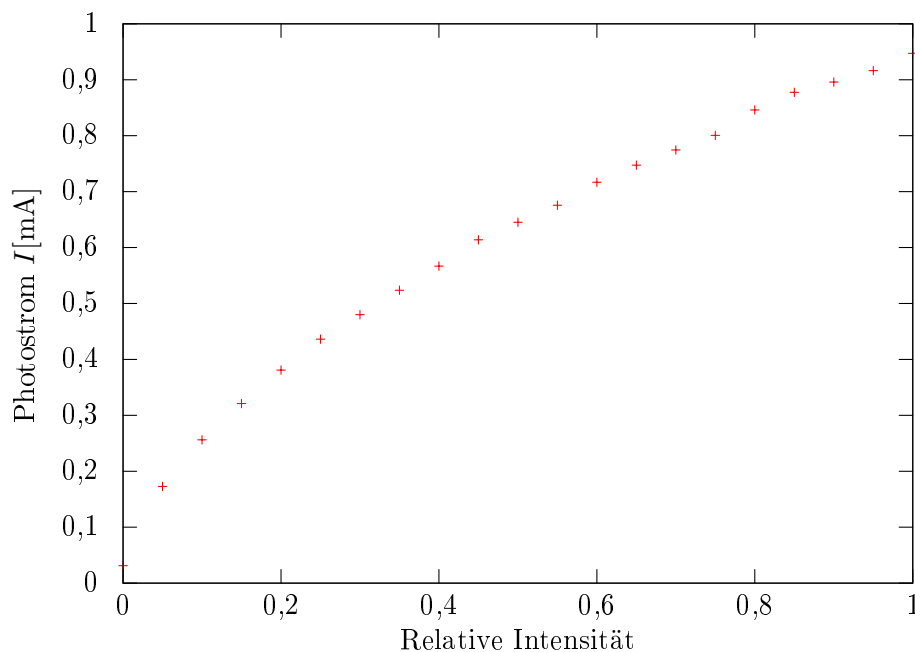


Abbildung 3 – Messung des Photostroms in Abhängigkeit von der Intensität des einfallenden Lichtes

Um möglichst genau den Zusammenhang zwischen Intensität und Leitfähigkeit bzw. Photostrom ermitteln zu können, wurde der Photostrom logarithmisch über der ebenfalls logarithmierten Intensität aufgetragen (siehe Abbildung 4). Für einen Zusammenhang der Art:

$$I(A) = k \cdot \left(\frac{A}{A_0} \right)^m \quad (22)$$

kann man den Exponenten m dann direkt als Steigung der Ausgleichsgeraden bei doppelt logarithmischer Auftragung ermitteln. Dazu wurde wiederum mit gnuplot eine lineare Regression durchgeführt. Hierbei bezeichnet A/A_0 in Gleichung 22 die relative Intensität und k einen konstanten Proportionalitätsfaktor.

Als Ergebnis der Regression erhalten wir:

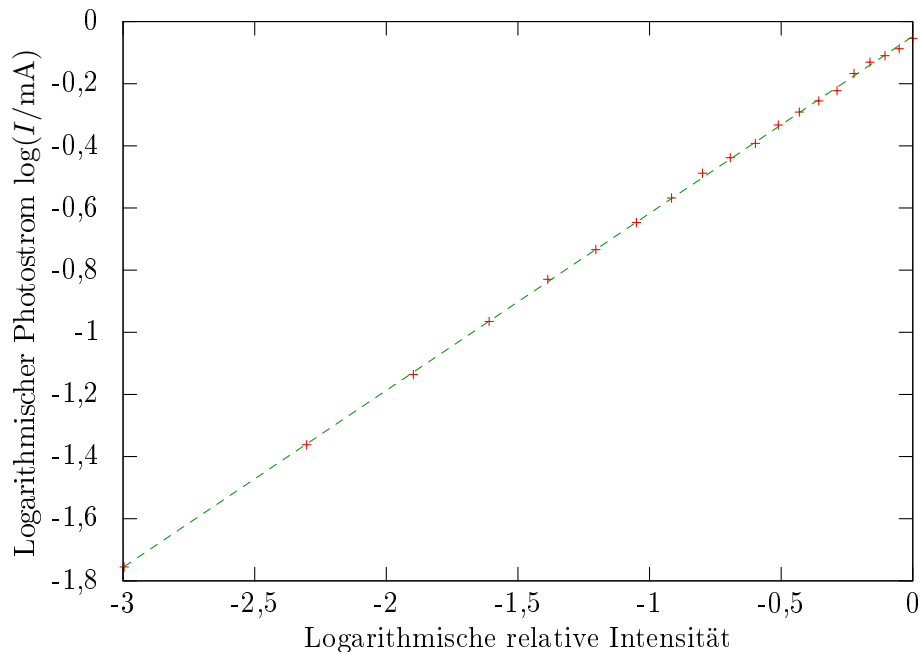


Abbildung 4 – Doppelt logarithmische Auftragung des Photostroms zur Bestimmung der Abhängigkeit von der Intensität

$$m = 0,570 \pm 0,002 \quad (23)$$

Für einen wurzelförmigen Zusammenhang hätten wir $m = 1/2$ erwartet. Wenn man berücksichtigt, dass bei der Durchführung des Versuches wahrscheinlich erhebliche systematische Fehler auftraten (siehe Abschnitt 4.5) und wir außerdem von ausschließlich quadratischer Rekombination ausgegangen sind - wobei mit einiger Sicherheit zu einem gewissen Teil auch lineare Rekombination statt fand, liegt das von uns erzielte Ergebnis doch recht nah am erwarteten Wert.

4.3 Bestimmung der Bandlücke von CdS

Wir haben bereits in Aufgabe 1 gesehen, dass der Photowiderstand - und damit bei vorgegebener Spannung auch der Photostrom - von der Wellenlänge der eingestrahlten Lichtes abhängt. Beispielsweise wissen wir, dass Licht, dessen Energie kleiner ist als die Bandlücke eines Halbleiters keine Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband haben kann. Deswegen wurde in der dritten Aufgabe der Zusammenhang zwischen der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes und dem Photostrom untersucht. Ziel des Versuches war die Bestimmung der Bandlückenenergie von CdS. Der gemessene Zusammenhang ist in Abbildung 5 zu sehen.

Wir sehen deutlich, dass der Photostrom zu großen Wellenlängen (entspricht kleinen Energien) hin abfällt, bis er am Ende fast das Niveau des Hintergrund-Photostroms bei einer Photospannung von $U=5\text{V}$ erreicht. Dies liegt daran, dass bei Photonenenergien unterhalb der Bandlückenenergie kaum Elektronen ins Leitungsband gehoben werden und somit nur wenige Überschussladungsträger existieren.

Anschließend sehen wir ein klares Maximum bei $\lambda = 540\text{nm}$. Da wir nur in 10nm -Schritten gemessen werden, muss das tatsächliche Maximum zwischen 530nm und 550nm liegen. Dem Verlauf der Kurve nach zu urteilen, liegt es aber nahe, zu schließen, dass das Maximum relativ nah an 550nm liegt. Interessant ist, dass der Strom auch bei größeren Wellenlängen wieder auf einen Wert in der Größenordnung

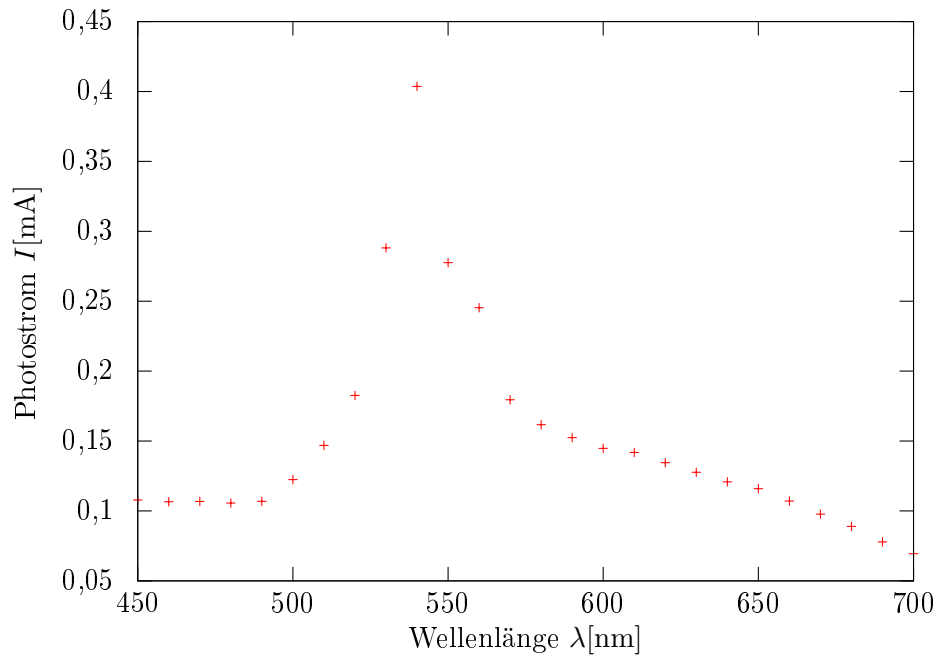


Abbildung 5 – Zusammenhang zwischen Photostrom und eingestrahler Wellenlänge

des Hintergrund-Photostroms absinkt und dort ab 590nm abwärts auch bleibt. Durch die hohe Energie der Photonen können die nicht mehr sonderlich tief in den Kristall eindringen und werden schon an der Oberfläche absorbiert. Da die Oberflächen von Kristallen aber bekanntlich recht stark verunreinigt sind, kommt es hier schneller zur Rekombination der Überschussladungsträger, so dass deren Lebensdauer rapide sinkt. Dadurch vermindert sich wiederum der Photostrom.

Aus der Position des Maximums des Photostroms ($\lambda_{\max} = (540 \pm 10)\text{nm}$) können wir die Energie der Bandlücke berechnen:

$$E_g = h \cdot \nu = \frac{\hbar \cdot c \cdot 2\pi}{\lambda} = (2,29 \pm 0,04)\text{eV} \quad (24)$$

Der Literaturwert¹ für die Bandlückenenergie ist $E_g = 2,42\text{eV}$. Der Literaturwert liegt somit nicht genau im Intervall unseres Ergebnisses. In Anbetracht möglicher Fehler (siehe auch hier Abschnitt 4.5) ist unser Ergebnis jedoch hinreichen genau.

4.4 Lebensdauer der freien Elektronen

Zur Bestimmung der Lebensdauer der Elektronen nahmen wir im letzten Versuchsteil bei vorgegebenen Frequenzen jeweils die durch die Modulation der Intensität des einfallenden Lichtes verursachte Schwankung des Photostroms sowie die Phasenverschiebung der beiden Signale auf. Es gibt nun zwei Möglichkeiten, aus den gewonnenen Daten die Lebensdauer zu ermitteln.

4.4.1 Methode der Phasenverschiebung

Aus der Vorbereitung ist bekannt, dass für die gemessene Phasenverschiebung gilt:

$$\tan \phi = -\omega\tau_e \quad (25)$$

¹Quelle: <http://de.wikipedia.org/wiki/Bandlücke>

Wenn man also den negativen Tangens der Phasenverschiebung über der Frequenz der Modulation aufträgt, kann man aus der Steigung der Regressionsgeraden die Lebensdauer der Elektronen ablesen. Abbildung 6 zeigt den gemessenen Zusammenhang und die von gnuplot ermittelte Ausgleichgerade. Da der Verlauf der Kurve für kleine Frequenzen einen deutlich höheren Anstieg aufweist als bei größeren Frequenzen, wurden erst die Wertepaare ab $f = 700\text{Hz}$ zur Regression verwendet.

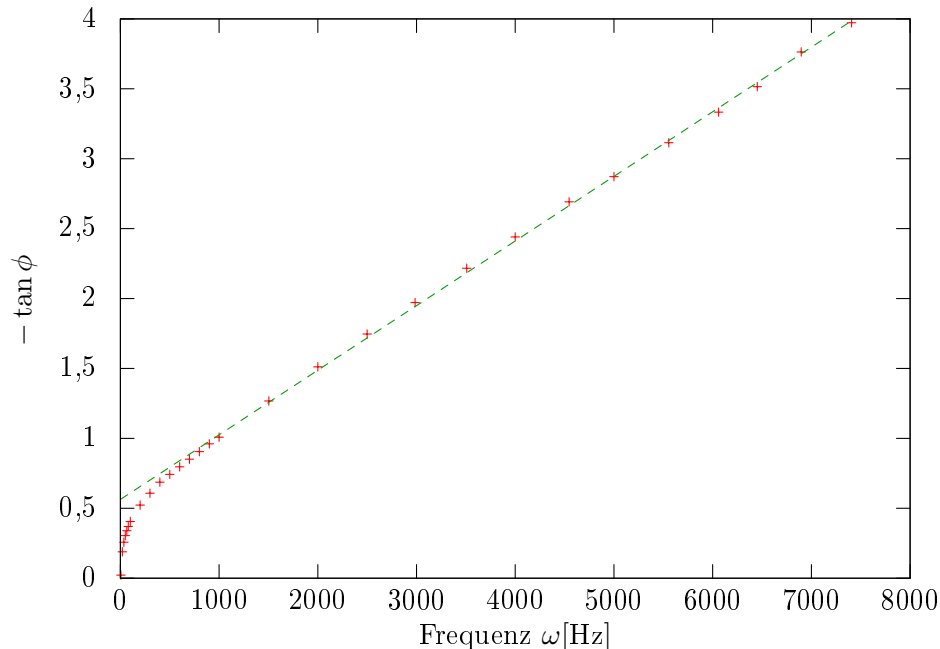


Abbildung 6 – Bestimmung der Lebensdauer über die Phasenverschiebung

Aus der Steigung erhalten wir:

$$\tau_e = (4,62 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}\text{s} \quad (26)$$

4.4.2 Methode der doppelt logarithmischen Auftragung von Stromschwankung und Frequenz

Wie in der Vorbereitungshilfe erwähnt kann man auch die gemessene Amplitude des Stromes doppelt logarithmisch über der Frequenz auftragen und die ersten bzw. letzten Diagrammpunkte jeweils durch eine Ausgleichsgerade nähern. Aus dem Reziprokwert der Frequenz am Schnittpunkt der beiden Geraden ergibt sich dann die Lebensdauer der Elektronen. Abbildung 7 zeigt die doppelt logarithmische Auftragung sowie die beiden Ausgleichsgeraden und deren Schnittpunkt.

Am Schnittpunkt beträgt die Frequenz $f_{\text{SP}} = 603,91\text{Hz}$, so dass sich die Lebensdauer wie folgt ergibt:

$$\tau_e = \frac{1}{f_{\text{SP}}} = 1,66 \cdot 10^{-3}\text{s} \quad (27)$$

Die ermittelten Lebensdauern unterscheiden sich um einen Faktor von etwa 3,6. Wir schließen daraus, dass unsere Messung mit großen Fehlern behaftet war und es somit nicht gut möglich war, die Lebensdauer zu bestimmen. In der Literatur fanden wir lediglich eine Veröffentlichung² aus den 50er Jahren, das die Lebensdauer auf ein Intervall von 10^{-5}s bis 10^{-2}s eingrenzt. Somit liegen unsere beiden Ergebnisse in diesem Intervall, was uns die Gewissheit gibt, dass unsere Auswertung zumindest plausibel sein könnte.

²K.W. Böer et al. in Ann. Physik 6. Folge, Bd. 17. S.22

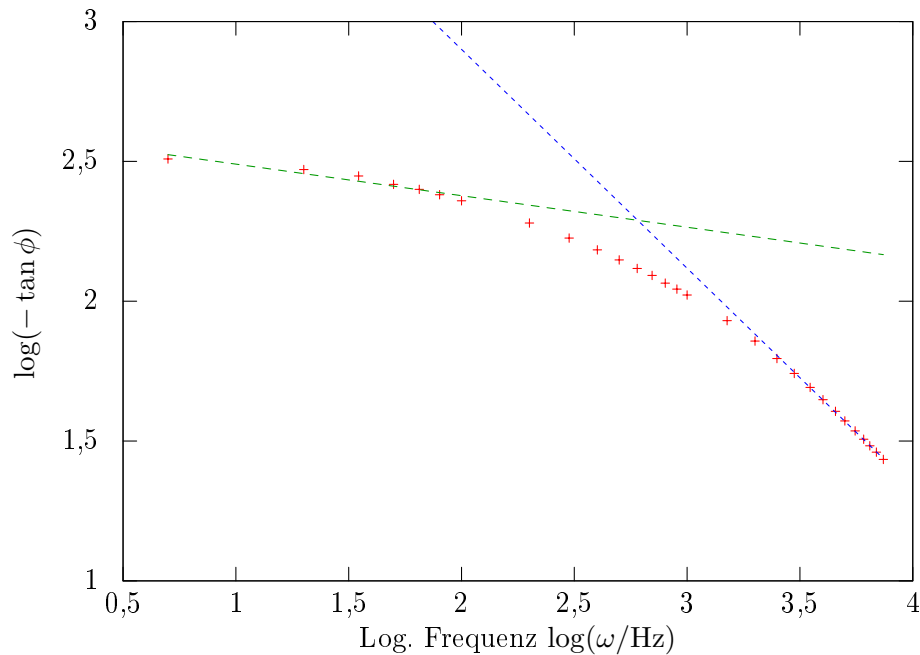


Abbildung 7 – Bestimmung der Lebensdauer aus der Amplitude des Photostroms

4.5 Fehlerbetrachtung

In der Auswertung wurden keine systematischen Fehler betrachtet. Eine ausführliche Fehlerbetrachtung wäre zum Einen sehr kompliziert gewesen, da diverse Fehlerquellen im Versuch auftraten. Zum Anderen wäre die quantitative Abschätzung der Fehlerquellen wohl kaum möglich gewesen.

Im Folgenden sollen deswegen abschließend einige mögliche Fehlerquellen betrachtet werden, auf die die auftretenden Fehler unserer Ergebnisse zurückzuführen sein könnten:

- Grundlegend werden alle unsere Messungen durch Hintergrundlicht jeder Art beeinflusst. Man hätte den Versuch eigentlich in einem separaten Raum bei völliger Dunkelheit durchführen müssen, um diese Fehlerquelle auszuschließen. Insbesondere, dass beim benachbarten Versuch Solarzellen verwendet wurden, erscheint doch sehr ungünstig.
- Im Strahlengang selbst befanden sich Fehlerquellen. Beispielsweise wissen wir nicht, ob die Lampe während ihrer Brenndauer ein konstantes Spektrum liefert und inwiefern das tatsächliche Spektrum der Lampe mit den in der Vorbereitungsmappe gegebenen Werten, die zur Berechnung des Winkels der Polarisationsfilter genutzt wurden, mit der Realität übereinstimmen. Desweiteren treten immer durch den Experimentator und die Genauigkeitsbegrenzung bei der Einstellung von Winkeln, Positionen etc. systematische Fehler auf. In Aufgabe 3 mussten Positionen der Polarisationsfilter eingestellt werden, die sich teilweise nur um $0,1^\circ$ unterschieden. Da die Skala auf dem Filter aber in $0,5^\circ$ -Schritten angelegt war, war dies kaum möglich.
- Eine weitere Fehlerquelle im Versuch ist die Ungenauigkeit der Messelektronik. Bei geringen Photospannungen wurden während der Dunkelmessung im ersten Aufgabenteil sogar teilweise negative Photoströme gemessen. Allgemein konnte man während der gesamten Messung Schwankungen der Ströme im μA -Bereich beobachten.
- Da es einen perfekten Kristall in der Realität nicht gibt, treten im verwendeten Halbleitermaterial mit Sicherheit Verunreinigungen auf, die die Genauigkeit und Richtigkeit unserer Ergebnisse beeinflussen. So erhalten wir zum Beispiel einen veränderten Wert für die Energie der Bandlücke.

- In der Aufgabe 3 wurde der Verlaufsfilter zum Einstellen der Wellenlänge verwendet. Da der Keilfilter nicht genau am Brennpunkt stand - schon alleine weil die Filterschicht eine endliche Dicke hat - wurde nicht nur eine „Linie“ auf dem Filter beleuchtet sondern ein mehr oder minder kleiner Bereich, so dass der Photowiderstand nicht mit einer konkreten Wellenlänge λ_0 sondern mit einem Intervall $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$ beleuchtet wurde.
Es stellt sich an dieser Stelle auch die Frage, wie genau die zur Kalibrierung des Verlaufsfilters verwendeten Interferenzfilter vorgegebener Wellenlänge wirklich waren und damit wie genau die Kalibrierung der Längenskala des Verlaufsfilters ausfiel.
- Zuletzt konnten wir in der Auswertung das Ergebnis unserer Berechnungen zum Teil deutlich beeinflussen, indem wir beispielsweise die Intervalle für die linearen Regressionen möglichst passend wählten. Hier stellt sich aber die Frage, was genau „passend“ ist oder sein sollte.