



Fortgeschrittenen Praktikum I:

Halbleiter

Moritz Bültmann
Jessica Schäper

Durchgeführt am 01.09.2015 und 02.09.2015

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Aufgabenstellungen	2
2.1 Teil I: Vermessung der Bandlücke	2
2.2 Teil II: Haynes-Shockley-Experiment	2
2.3 Teil III: Halbleiterdetektoren	2
3 Theoretische Grundlagen	3
3.1 Interferenz von Photonen, optisches Gitter	3
3.2 Das Bändermodell	3
3.3 Bewegung von Ladungsträgern im Halbleiter	4
3.4 Direkte und indirekte Halbleiter	5
3.5 Extrinsische Halbleiter und Dotierung	5
3.6 Halbleiter-Diode	6
3.7 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	6
3.8 Theorie zum Haynes-Shockley-Experiment	7
4 Teil I: Vermessung der Bandlücke	9
4.1 Aufbau	9
4.2 Durchführung	10
4.3 Auswertung	11
5 Teil II: Haynes-Shockley-Experiment	14
5.1 Aufbau	14
5.2 Durchführung	15
5.3 Auswertung	16
5.3.1 Konstante Spannung	17
5.3.2 Konstanter Abstand	20
6 Teil III: Halbleiterdetektoren	23
6.1 Aufbau	23
6.2 Durchführung	24
6.3 Auswertung	25
6.3.1 Energieeichung	25
6.3.2 Absorptionsverhältnisse	25
6.3.3 Energieauflösung	26
7 Zusammenfassung und Diskussion	27
7.1 Teil I: Vermessung der Bandlücke	27
7.2 Teil II: Haynes-Shockley-Experiment	27
7.3 Teil III: Halbleiterdetektor	27
7.3.1 Die Eichgerade	27
7.3.2 Absorptionsraten	28

8 Anhang	29
8.1 Teil I: Vermessung der Bandlücke	29
8.2 Teil II: Haynes-Shockley-Experiment	31
8.3 Teil III: Halbleiterdetektor	33
8.4 Laborheft	36

1 Einleitung

Der Versuch soll die Funktionsweise eines Halbleiters als Detektor näherbringen, wobei hierfür zwei Halbleiter, ein „reiner“ und ein Verbindungshalbleiter benutzt werden. Dies geschieht in drei Versuchsteilen. In **Teil I** wird die Bandlückenenergie, eine typische Größe des Halbleiters, vermessen, in **Teil II** geht es um die Beobachtung der Ausbreitung von Ladungsträgern im Halbleiter mit dem Haynes-Shockley-Experiment und in **Teil III** wird untersucht, wie gut sich ein Halbleiterdetektor zur Auflösung eines radioaktiven Spektrums eignet.

2 Aufgabenstellungen

Die Aufgabenstellungen sind aus [3] übernommen.

2.1 Teil I: Vermessung der Bandlücke

1. Optimierung des Strahlengangs für das Licht des Spektrometers
2. Aufnahme des Absorptions- und Transmissionsspektrums der Halbleiter (Germanium, Silizium) mit Hilfe von „Logger Pro“
3. Vermessung des Untergrunds für beide Spektren
4. Vermessung der Strahlungsleistung von Lampe und Filter
5. Überlegung wie man sich Fehlerbalken generiert
6. Bestimmung der Bandlückenenergie aus Absorptions- und Transmissionsspektrum

2.2 Teil II: Haynes-Shockley-Experiment

1. Beobachtung der zeitlichen und räumlichen Entwicklung der erzeugten Ladungsträgerwolke in Germanium
2. Vermessung der Entwicklung in zwei Messreihen: Variation des Nadel-Laser-Abstands, Variation der Betriebsspannung
3. Berechnung der Beweglichkeit der freien Elektronen in p-Germanium durch Betrachten der zeitlichen Entwicklung des Schwerpunkts der Ladungsträgerwolke
4. Berechnung der mittleren Lebensdauer der Elektronen durch Betrachten der zeitlichen Entwicklung der Signalstärke der Ladungsträgerwolke
5. Berechnung der Diffusionskonstante durch Betrachten der zeitlichen Entwicklung der Ladungsträgerwolke

2.3 Teil III: Halbleiterdetektoren

1. Vertrautmachung mit dem Aufbau des Detektors und der Elektronik
2. Vermessung des Spektrums von ^{57}Co und ^{241}Am mit einer Siliziumdiode
3. Vermessung des Spektrums von ^{57}Co und ^{241}Am mit einem Cadmiumtellurid-Kristall
4. Berechnung des Verhältnisses der Absorptionswahrscheinlichkeit durch Verhältnis der Peakhöhen der beiden Messungen
5. Berechnung der Auflösung durch Bestimmung der Lage und Breite der Peaks

3 Theoretische Grundlagen

In diesem Teil ist inhaltlich das meiste aus [1] zusammengefasst oder reformuliert worden.

3.1 Interferenz von Photonen, optisches Gitter

Betrachtet man eine ebene Welle, die auf einen Spalt trifft, so entstehen an dem Spalt nach dem Huygenschen Prinzip Elementarwellen. Wenn nun die Ebene Welle auf mehrere Spalte (Gitter) einfällt, so entsteht hinter dem Gitter Interferenz. Bei konstruktiver Interferenz zweier Wellen ist der Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge. Bei destruktiver Interferenz ist der Gangunterschied ein ungerades halbzahliges Vielfaches der Wellenlänge. Es gibt zwei Arten von Gittern: Transmissionsgitter mit parallelen Spalten und Reflexionsgitter mit reflektierenden Graten. Für die konstruktive Interferenz beim Gitter gilt:

$$n \cdot \lambda = d \cdot \sin(\theta)$$

Hierbei ist n die Beugungsordnung, θ der Einfallswinkel, λ die Wellenlänge und d der Spaltabstand. Im diesem Fall handelt es sich um elektromagnetische Wellen und um ein Reflexionsgitter. Zudem betrachten wir nur $n = 1$. In 4.1 wird beschrieben, wie ein Reflexionsgitter als Spektrometer dient. Es entsteht ein Winkelabhängiges Spektrum mit

$$E(\varphi) = \frac{hc}{2d \sin(\varphi) \cos(\frac{\psi}{2})}$$

Hierbei ist ψ der Öffnungswinkel des in 4.1 beschriebenen Strahlengangs.

3.2 Das Bändermodell

Betrachtet man ein Atom, so sind die Energieniveaus der Elektronen diskret. Bringt man mehrere Atome so dicht aneinander dass sich die Elektronenorbitale überlappen, müssen die Energieniveaus gemäß dem Pauli-Prinzip aufspalten. Bei einem Kristall ($\sim 10^{23}$ Atome) wechselwirken so viele Atome miteinander, dass die Vielzahl an unterschiedlichen Aufspaltungen zu Energiebändern führt. Das höchste Band, das im Grundzustand voll besetzt ist, nennt man Valenzband. Das Leitungsband ist das erste unbesetzte Band. Bei $T = 0K$ ist das Valenzband voll und das Leitungsband nicht besetzt. Wenn eine Spannung an den Kristall angelegt wird, können nur die freien Elektronen im Leitungsband fließen.

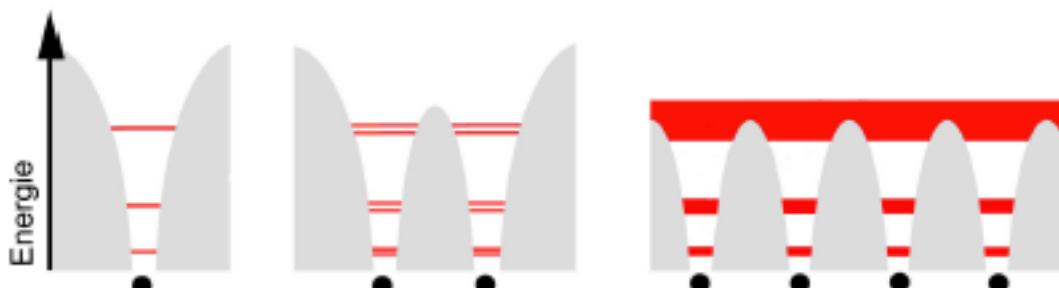


Abbildung 1: Energieniveaus (rot) beim Einzelatom, zwei Atomen und Kristall[1]

Die kleinste mögliche Energiedifferenz zwischen dem Valenz- und Leitungsband heißt Bandlücke E_g . Bei Isolatoren ist diese besonders groß (mehrere eV), sodass fast keine Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband kommen um Strom fließen zu lassen. Die Bandlücke von Halbleitern ist kleiner (1eV), sie isolieren nur bei niedrigen Temperaturen. Bei höheren Temperaturen reichen thermische Anregungen aus, um genug Elektronen ins Leitungsband zu heben, wobei anstelle des Elektrons ein positiv geladenes Loch bleibt (Elektron-Loch-Paar). Bei Leitern überlappen sich Valenz- und Leitungsband, sodass immer ausreicheind Elektronen im Leitungsband vorhanden sind um den Stromfluss zu gewährleisten.

3.3 Bewegung von Ladungsträgern im Halbleiter

Ein Halbleiter befindet sich im Gleichgewicht, wenn genau so viele Elektron-Loch-Paare entstehen, wie rekombiniert werden, also wenn die Raten gleich sind. Somit kann den Elektron-Loch-Paaren eine mittlere Lebensdauer τ zugewiesen werden. Wird nun ein elektrisches Feld an den Halbleiter angelegt, dann werden die Elektronen in der Zeit τ beschleunigt. Für die Geschwindigkeiten gilt dann im Mittel

$$\vec{v}_n = \frac{e\tau}{m_n} \vec{E} = \mu_n \vec{E} \quad \text{Elektronen}$$

$$\vec{v}_p = \frac{e\tau}{m_p} \vec{E} = \mu_p \vec{E} \quad \text{Löcher}$$

- m_n ist die effektive Masse der negativen Ladungen (Elektronen), da diese im Leitungsband nicht wirklich frei sind.
- m_p ist die effektive Masse der positiven Ladungen (Löcher).
- E ist die angelegte elektrische Feldstärke.
- e ist die Elementarladung.
- $\mu_{n,p}$ ist ein Maß für die Beweglichkeit der Ladungsträger.

Die anfängliche kinetische Energie der Ladungsträger (ohne E-Feld) hebt sich im Mittel weg und spielt somit keine Rolle.

Durch Wechselwirkungen (z.B. Stöße) der einzelnen Ladungsträger untereinander entstehen zusätzlich noch Diffusionseffekte. Hiermit lässt sich die Stromdichte folgendermaßen beschreiben:

$$\vec{j}_n = e\mu_n n \vec{E} - eD_n \vec{\nabla} n$$

$$\vec{j}_p = e\mu_p p \vec{E} - eD_p \vec{\nabla} p$$

- n und p sind die Ladungsträgerdichten
- $D_{n,p}$ sind die Diffusionskonstanten

Der Gesamtstrom ergibt sich mit $\vec{j} = \vec{j}_p - \vec{j}_n$. Wenn man nun die Diffusionseffekte vernachlässigt erhält man schlussendlich:

$$\vec{j} = e(\mu_n n + \mu_p p) \vec{E} = \sigma \vec{E} = \frac{1}{\rho} \vec{E}$$

σ beschreibt hierbei die spezifische Leitfähigkeit und ρ den spezifischen Widerstand. Somit erkennt man leicht, dass die Ladungsträgerkonzentration bestimmt, wieviel Strom am Ende fließt.

3.4 Direkte und indirekte Halbleiter

Stellt man die Energie der Bänder in Abhängigkeit des Impulses der Ladungsträger dar, erhält man komplizierte Verläufe der Bandgrenzen. Hieraus folgt eine natürliche Unterscheidung von Halbleitern.

Liegen das Maximum der Valenzband-Obergrenze und das Minimum der Leitungsband-Untergrenze beim gleichen Impuls, spricht man von direkten Halbleitern. Elektronen können dann einfach durch Aufnahme der Bandlückenenergie (Übertrag durch ein Photon von ausreichender Energie $E_{\text{Photon}} = \hbar\omega \geq E_g$) ins Leitungsband gelangen.

Bei indirekten Halbleitern sind die Extrema gegeneinander um Δp verschoben. Ein Elektron muss also noch zusätzlich zur Energie seinen Impuls verändern. Dies geschieht durch Erzeugung bzw. Vernichtung von sogenannten Phononen (Gitterschwingungen).

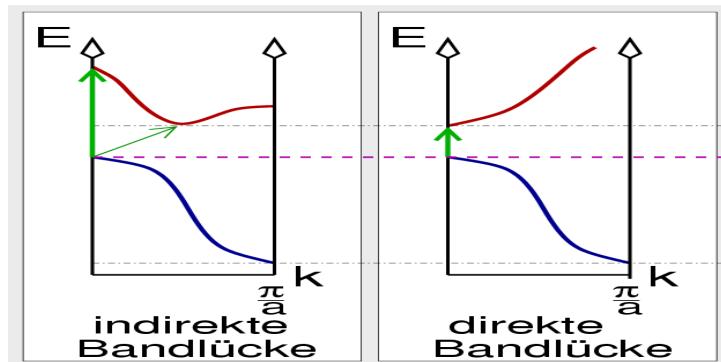


Abbildung 2: Darstellung des Unterschieds von indirekten und direkten Halbleitern[2]

3.5 Extrinsische Halbleiter und Dotierung

In der Theorie werden meist intrinsische Halbleiter (perfekte Kristalle) betrachtet. Diese sind in der Realität jedoch nicht zu verwirklichen. Beschädigte Elementarzellen, Verschiebung ganzer Kristallebenen oder die Verunreinigung durch Fremdatome sind der Grund dafür. Bei diesen Defekten können sich Energieniveaus innerhalb der Bandlücke bilden, was großen Einfluss auf die Elektron-Loch-Rekombination und damit die Leitfähigkeit hat.

Ein Halbleiter-Atom geht im Normalfall Bindungen mit vier Nachbaratomen ein. Bei der Verunreinigung mit z.B. Phosphor (5 Valenzelektronen) steht das fünfte Elektron als quasi-freier Ladungsträger zur Verfügung. Ebenso verhält es sich mit Aluminium (3 Valenzelektronen), aufgrund dessen ein zusätzliches Loch als Ladungsträger bereitsteht. Bei

Fremdatomen, die ein zusätzliches Elektron beisteuern, spricht man von Donatoren. Solche, die ein zusätzliches Loch einbringen, heißen Akzeptoren.

Oft wird diese Verunreinigung absichtlich vorgenommen (typischerweise ca. 1 Fremdatom auf 10^6 Atome), da sie sich positiv auf die Leitfähigkeit des Halbleiters auswirken kann. Man spricht dann von Dotierung. Donatoren-Halbleiter nennt man n-Typ, Akzeptor-Halbleiter heißen p-Typ.

3.6 Halbleiter-Diode

Bringt man einen n-Typ- und einen p-Typ-Halbleiter zusammen, erhält man eine sogenannte Diode. Dabei diffundieren in der Grenzschicht die freien Elektronen des n-Halbleiters in die p-Schicht und füllen dort die Löcher. Zurück bleiben die positiven Atomrumpfe in der n-Schicht und die negativen in der p-Schicht. In dieser sogenannten Verarmungszone bildet sich ein elektrisches Feld aus (Kontakt-Potential mit Spannung U_{bi}). Freie Ladungsträger in der Verarmungszone werden aus dieser herausbeschleunigt. Legt man eine äußere Spannung so an die Diode an, dass der positive Pol an die n-Schicht angeschlossen ist, vergrößert sich die Verarmungszone und die Ladungsträger müssen ein größeres Spannungsgefälle überwinden, die Diode ist in Sperrrichtung gepolt. Bei umgekehrter Polung können die überschüssigen Elektronen in der p-Schicht problemlos zum positiven Pol der äußeren Spannung laufen, ein Stromfluss stellt sich ein, die Diode ist in Durchlassrichtung gepolt.

Einen ähnlichen Effekt kann man bei der Kombination von Halbleiter und Metall feststellen, den sogenannten Schottky-Kontakt. Dieser entsteht zwangsläufig, wenn man einen Halbleiter in einen Stromkreis einbindet. Jedoch wird bei ausreichender Dotierung die Grenzschicht fast komplett aufgehoben, sodass sie wie ein ohmscher Widerstand wirkt (Ohmscher Kontakt).

3.7 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Es gibt drei wichtige Effekte, die bei der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie eine Rolle spielen: **Photoeffekt**, **Comptoneffekt** und **Paarbildung**. Die **Paarbildung** tritt nur bei höheren Energien auf als im Versuch erreicht wird, sodass diese nicht näher beschrieben wird. Beim **Photoeffekt** unterscheidet man zwischen innerem und äußerem Photoeffekt.

Trifft ein Photon auf ein Metall oder Halbleiter, so kann ein Elektron, unter Absorption des Photons, komplett aus dem Material herausgelöst werden, wenn die Photonenenergie größer als die Bindungsenergie des Elektrons ist. Falls das Elektron nicht aus der äußersten Schale herausgelöst wurde, fällt ein Elektron aus einer der äußeren Schalen in das entstandene Loch und emittiert ein Photon (äußerer Photoeffekt).

Falls die Energie des Photons $\geq E_g$ ist, kann das Photon auch ein Elektron (im Halbleiter) vom Valenzband in das Leitungsband heben und so die Leitfähigkeit des Halbleiters erhöhen (innerer Photoeffekt).

Ein Photon besitzt zwar keine Ruhemasse, aber trotzdem einen Impuls:

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

Wenn ein Photon auf ein Elektron trifft wird es gemäß Impulserhaltung gestreut, sodass das Elektron einen Teil des Photonenimpulses erhält und das Photon einen Teil seines Impulses durch Erhöhung der Wellenlänge verliert (**Comptoneffekt**). Die Stärke des Comptoneffekts hängt vom Emissionswinkel des Photons ab. Die gestreuten Photonen können dann wiederum mit anderen Elektronen wechselwirken (z.B. innerer Photoeffekt).

Bei hochenergetischer Strahlung, wie zum Beispiel γ -Strahlung, entsteht durch die oben genannten Effekte eine Ladungsträgerwolke.

Makroskopisch betrachtet ergibt sich die transmittierte Intensität eines Photonenstrahls durch Materie aus

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$$

- I_0 ist die anfängliche Intensität.
- $\alpha = \alpha_{Photoeff.} + \alpha_{Comptoneff.}$ ist der spezifische Absorptionskoeffizient des Materials.
- x ist die Dicke des Materials.

3.8 Theorie zum Haynes-Shockley-Experiment

Im zweiten Teil wird durch einen Laserpuls auf eine Germaniumprobe eine freie Ladungsträgerwolke erzeugt. Aus der Kontinuitätsgleichung $\vec{\nabla}j + \dot{n} = 0$ und der Überlegung, dass zusätzlich Rekombinationen stattfinden (ausführlich in [1]), ergibt sich:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\vec{\nabla}j_n \frac{n - n_o}{\tau_n} = \vec{E}\mu_n \vec{\nabla}n + D_n \Delta n - \frac{n - n_o}{\tau_n} \quad (\text{analog für die Löcher})$$

- τ_n ist die Rekombinationszeit.
- n_0, p_0 sind die Grundkonzentrationen ($n(\vec{x}) = n_0 + \bar{n}(\vec{x})$)

Diese Differentialgleichungen sind gekoppelt und können durch Einführung allgemeinerer Größen zu folgender DGL vereinfacht werden:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \mu \vec{E} \cdot \vec{\nabla}c + D \Delta c - \frac{c - c_0}{\tau}$$

- c ist die ambipolare Ladungsträgerdichte.
- c_0 ist die Grundkonzentration von c .
- D ist die Diffusionskonstante.
- μ ist die Beweglichkeit.

Die Differentialgleichung wird durch folgende Funktion gelöst (in [1] fehlt ein „-“):

$$c(x, t) = C e^{-\frac{t}{\tau_n}} \frac{1}{\sqrt{4\pi D_n t}} e^{-\frac{(x - \mu_n E t)^2}{4D_n t}}$$

Hier erkennt man leicht dass es sich im Wesentlichen um eine Gaußfunktion handelt. Darum werden wir eine Fitfunktion der Art

$$c(x, t) = A(t) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{(x-x_c(t))^2}{2\sigma^2}}$$

verwenden.

- $A(t) = Ce^{-\frac{t}{\tau_n}}$
- $x_c(t) = \mu_n Et$
- $\sigma(t) = \sqrt{2D_n t}$

4 Teil I: Vermessung der Bandlücke

4.1 Aufbau

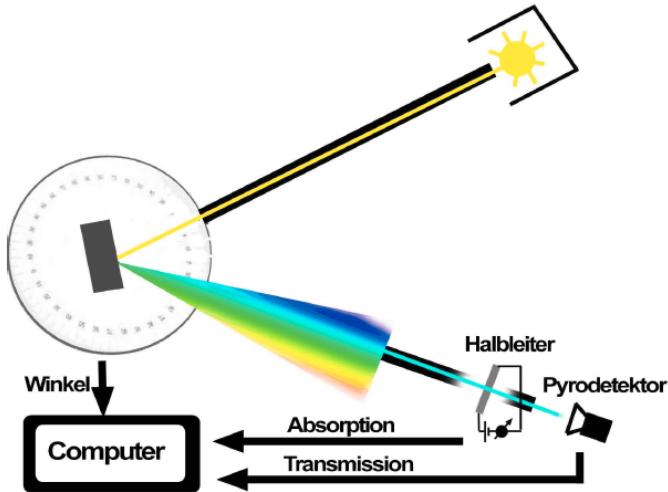


Abbildung 3: schematischer Aufbau des ersten Versuchsteils[3]

Abbildung 3 zeigt den schematischen Aufbau des Strahlengangs. Am Anfang des Strahlengangs steht eine Lampe, die weißes Licht (kontinuierliches Spektrum) emittiert. Der Lichtkegel wird durch eine Linse parallelisiert, die ihren Brennpunkt in der Lichtquelle hat. Das Licht trifft danach auf ein Reflexionsgitter, dessen Drehwinkel mit einem Motor verstellbar ist, sodass man damit Licht einer bestimmten Wellenlänge (natürlich nicht unendlich scharf) auf ein Objekt leiten kann. Hierbei stehen zwei unterschiedliche Gitter zur Verfügung. Am Gitter knickt der Strahlengang mit einem inneren Winkel von 15° ab. Auf das Gitter folgt eine 2 cm weite Blende. Nach der Blende steht ein optischer Filter im Strahlengang, um UV-Strahlung 2. Beugungsordnung oder höher herauszufiltern, da UV-Strahlen einen kleineren Beugungswinkel als sichtbares Licht hat. Hier steht pro Gitter ein Filter zur Verfügung. Das gefilterte Licht trifft dann im Strahlengang auf ein Halbleiterplättchen, an das man eine Spannung anlegen kann, und darauf auf ein Pyrodetektor, der das transmittierte Licht misst. Es gibt zwei Halbleiterplättchen, eines aus Silizium und eines aus Germanium.

4.2 Durchführung

Zunächst wird überprüft ob der Strahlengang hinter der Lampe parallel verläuft. Dann wird die Siliziumprobe, der zugehörige Filter und das passende Gitter eingesetzt. Der „sample current“ des Strom-Spannungs-Wandlers wird auf $I = 0.74 \pm 0.01A$ gestellt. Nach dem Nullen des Winkelmaßes der Winkelbereich wird von ca. -50° bis $+50^\circ$ durchgefahren und dabei mit dem Programm „Logger Pro“ die Absorbtion des Pyrodetektors und die Spannung am Halbleiter gemessen.

Analog wird mit der Germanium-Probe verfahren. Hier wird ein Strom von $I = 15.00 \pm 0.01A$ benutzt.

Für jede Probe wird 5 Mal die Absorbtion/Transmission gemessen, damit daraus die Fehler bestimmt werden können (s.Auswertung 4.3).

Insgesamt wurden folgende Messungen vorgenommen (jeweils für Silizium und Germanium):

- 5 Messungen mit Probe, Filter, Licht
- 1 Messung des Untergrundes (abgedeckte Lampe)
- 1 Messung der Strahlungsleistung der Lampe (mit Filter, ohne HL-Probe)

4.3 Auswertung

Zunächst wird das gewonnene Signal für Transmission T und Absorbtion A vom Untergrund U bereinigt und auf die Strahlungsleistung L der Lampe normiert:

$$T_{real} = \frac{T_{gemessen} - U_{trans}}{L} \quad A_{real} = \frac{A_{gemessen} - U_{absorb}}{L}$$

Die Fehler werden berechnet, indem die Abweichung von weiteren Messungen von einem Referenz-Spektrum bestimmt wird. In das Energie-Intervall $[E_i, E_{i+1}]$ des Referenzspektrums fallen von allen 5 Spektren M_i Messpunkte („Binning“). Für den Fehler auf dieses Energie-Intervall gilt (Grafiken in 8):

$$s_{Y_i} = \sqrt{\frac{1}{M_i} \sum_{k=1}^5 \sum_{E_i \leq E_{j,k} < E_{i+1}} \left(\frac{Y_{i+1} - Y_i}{E_{i+1} - E_i} (E_{j,k} - E_i) + Y_i - Y_{j,k} \right)^2}$$

Das Binning wird auch für die Normierung durch die Lampenleistung verwendet, da nicht immer an den identischen Winkelpositionen gemessen wird. Zudem wurde nur die rechte Seite des Spektrums verwendet, weil diese bessere Intensitäten aufzuweisen hatte.

Für das verbleibende Spektrum von Silizium wurden 100 Bins zur Unterteilung verwendet, für das Spektrum von Germanium 75 Bins.

Nun werden durch die Flanken des Absorptions- bzw. Transmissionsspektrums Geraden gefittet. Weiterhin wird je eine horizontale Gerade durch das Maximum der Absorbtion und das Minimum der Transmission gelegt. Aus den Schnittpunkten der Flanken mit dem zugehörigen Extremum ergibt sich die Ober- bzw. Untergrenze für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares.

Aus dem gewichteten Mittelwert dieser beiden Grenzwerte ergibt sich die Bandlückenenergie.

	Silizium	Fehler	Germanium	Fehler
$E_{g,upper}$ in eV	1.05	0.09	0.66	0.37
$E_{g,lower}$ in eV	1.03	0.09	0.62	0.08
E_g in eV	1.04	0.06	0.62	0.08

Die Fehler kommen aus den Konfidenzintervallen der Parameter der Fits. Zudem gibt es durch das Binning einen zusätzlichen systematischen Fehler. Dieser ist aber vernachlässigbar klein.

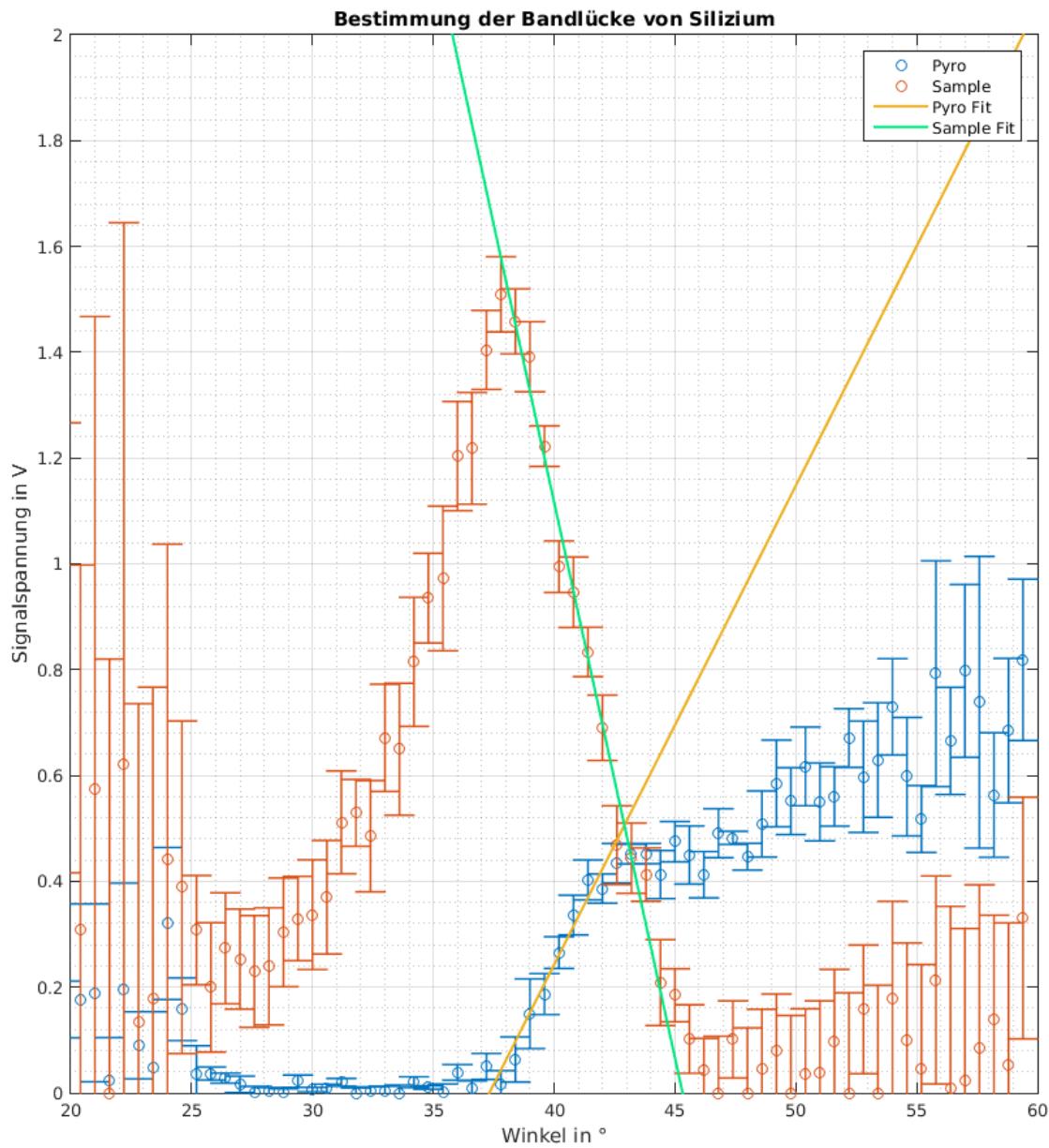


Abbildung 4: Bestimmung der Bandlücke von Silizium durch Lineare Fits. Die horizontalen Linien bei $U = 0V$ und $U = 0.8185V$ sind nicht zu sehen.

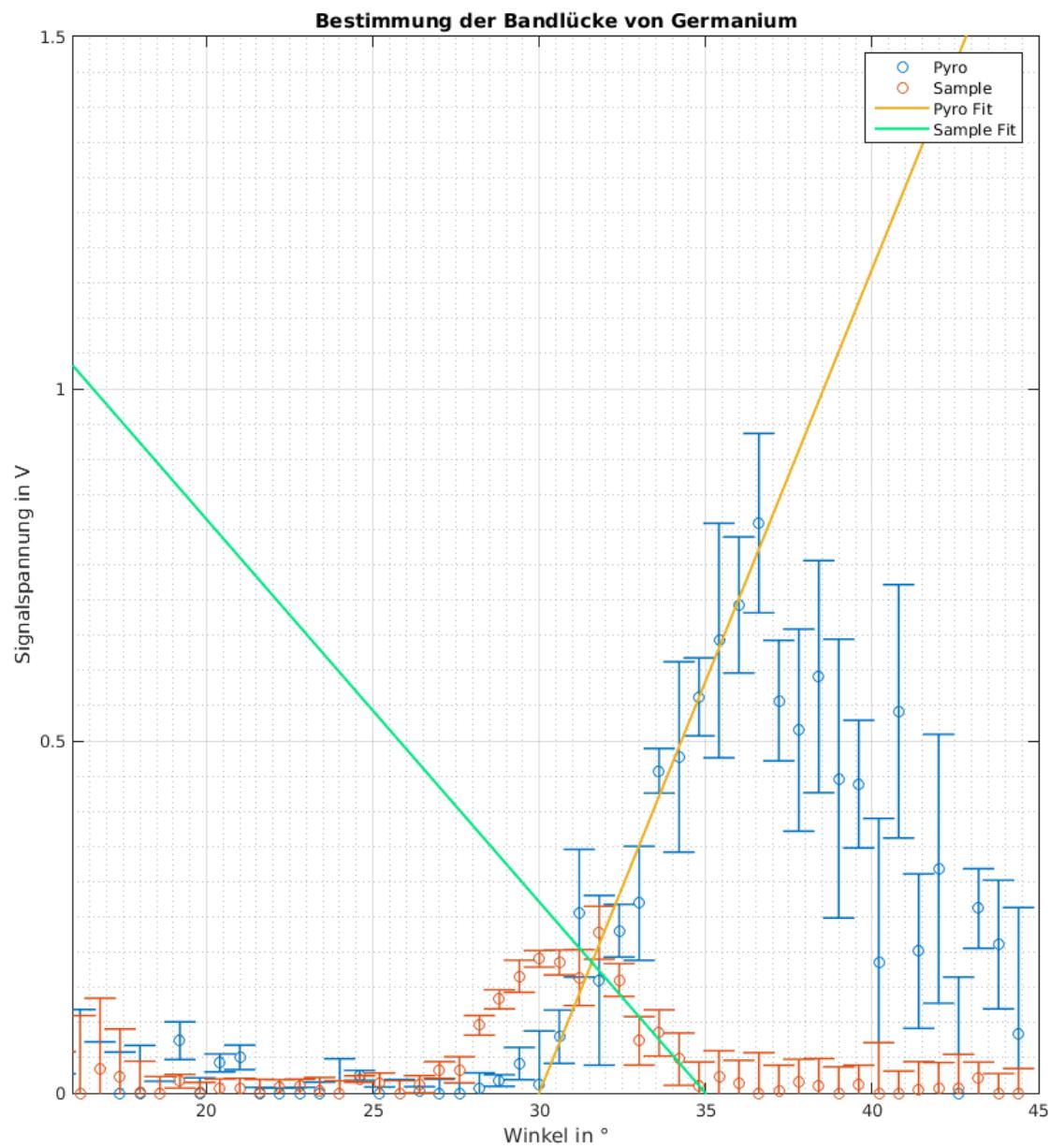


Abbildung 5: Bestimmung der Bandlücke von Germanium durch Lineare Fits. Die horizontalen Linien bei $U = 0V$ und $U = 0.8092V$ sind nicht zu sehen.

5 Teil II: Haynes-Shockley-Experiment

5.1 Aufbau

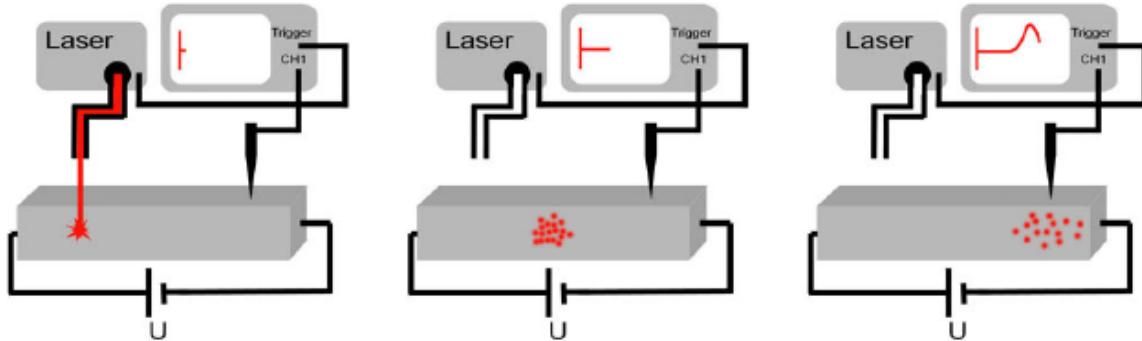


Abbildung 6: schematischer Aufbau des Haynes-Shockley-Experiments mit zeitlicher Entwicklung [3]

Wie in Abbildung 6 zu erkennen ist, wird das Licht eines gepulsten Lasers ($\sim 30Hz$) durch ein Glasfaserkabel auf die Halbleiterprobe (Germanium, $40 \times 40 \times 300\text{mm}^3$, p-dotiert) geleitet. Die entstehende Ladungsträgerwolke wandert durch die angelegte Spannung U durch den Halbleiter. Mit einer Sonde und einem Oszilloskop lässt sich die Wolke beobachten. Zudem ist das Oszilloskop über den Trigger-Eingang mit dem gepulsten Laser verbunden, damit beide Geräte eine synchronisierte Frequenz haben. Die Spannung U ist nicht konstant, da die Probe wieder abkühlen muss (siehe theoretische Grundlagen). So nimmt der eigentliche Prozess 2% einer Periode in Anspruch, während die verbleibenden 98% zum Abkühlen der Probe vorgesehen sind. Die Treiberspannung ist sehr viel größer als die Ladungsträgerspannung, sodass diese durch einen „shifted output“ herausgefiltert werden muss.

5.2 Durchführung

Zunächst wird an den Oszilloskop-Einstellungen ein wenig herumgespielt, bis man ein deutliches Signal für Laserpuls und Ladungsträgerwolke auf dem Bildschirm erhält. Dies war bei einer Spannungsauflösung von $5mV$ und einer Zeitauflösung von $2.5\mu s$ der Fall. Es werden 2 Messreihen durchgeführt:

- Variation des Abstandes von Lichtkabel und Nadel bei konstanter Spannung $U_0 \approx 50V$
10 Messungen zwischen ca. 2mm und 10mm
- Variation der Spannung am Halbleiter bei konstantem $x_0 = (4.44 \pm 0.25)mm$
5 Messungen zwischen ca. 25V und 50V

5.3 Auswertung

Wie bereits in 3.8 erläutert, verhalten sich die Elektronen gemäß:

$$c(x, t) = C e^{-\frac{t}{\tau_n}} \frac{1}{\sqrt{4\pi D_n t}} e^{-\frac{(x - \mu_n E t)^2}{4D_n t}}$$

Die gemessenen Werte wurden also gefittet durch:

$$c(x, t) = A(t) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{(x - x_c(t))^2}{2\sigma^2}}$$

Daraus erhält man die Funktionen:

$$A(t) = C e^{-\frac{t}{\tau_n}} \quad (1)$$

$$x_c(t) = \mu_n E t \quad (2)$$

$$\sigma(t) = \sqrt{2D_n t} \quad (3)$$

5.3.1 Konstante Spannung

Die Lebensdauer der Elektron-Loch-Paare in Germanium erhält man durch Fitting von Funktion 1. Der Koeffizient C spielt hierbei keine Rolle. Für den Fit wird die Least-Squares-Method verwendet, die mit dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus numerisch gelöst wird. Aus den Konfidenzintervallen der so bestimmten Parameter werden die Fehler gebildet.

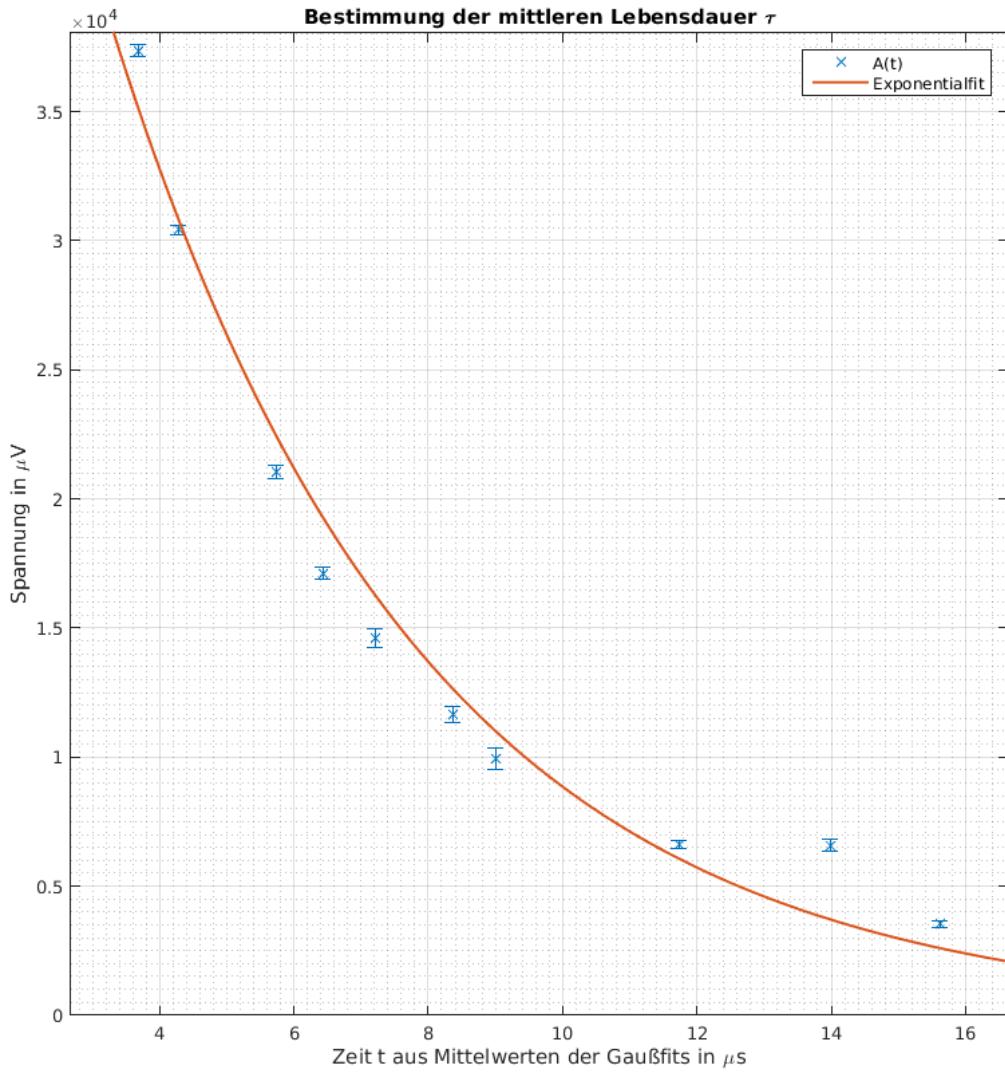


Abbildung 7: Exponentialfit der berechneten Spannungsamplituden zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer τ der Elektronen.

$$\tau_n = (4.582 \pm 0.362)\mu s$$

Die Beweglichkeit der Ladungsträger erhält man durch die Steigung von Funktion 2. Die Steigung ist die Geschwindigkeit v der Ladungsträger, die Länge des Halbleiters ist $d = (29.73 \pm 0.10)mm$. Die konstante angelegte Spannung ist $U = (48.84 \pm 0.03)V$ und es gilt:

$$\mu_n = \frac{v}{E} = \frac{v \cdot d}{U} \implies s_{\mu_n} = \mu_n \sqrt{\left(\frac{s_v}{v}\right)^2 + \left(\frac{s_U}{U}\right)^2 + \left(\frac{s_d}{d}\right)^2}$$

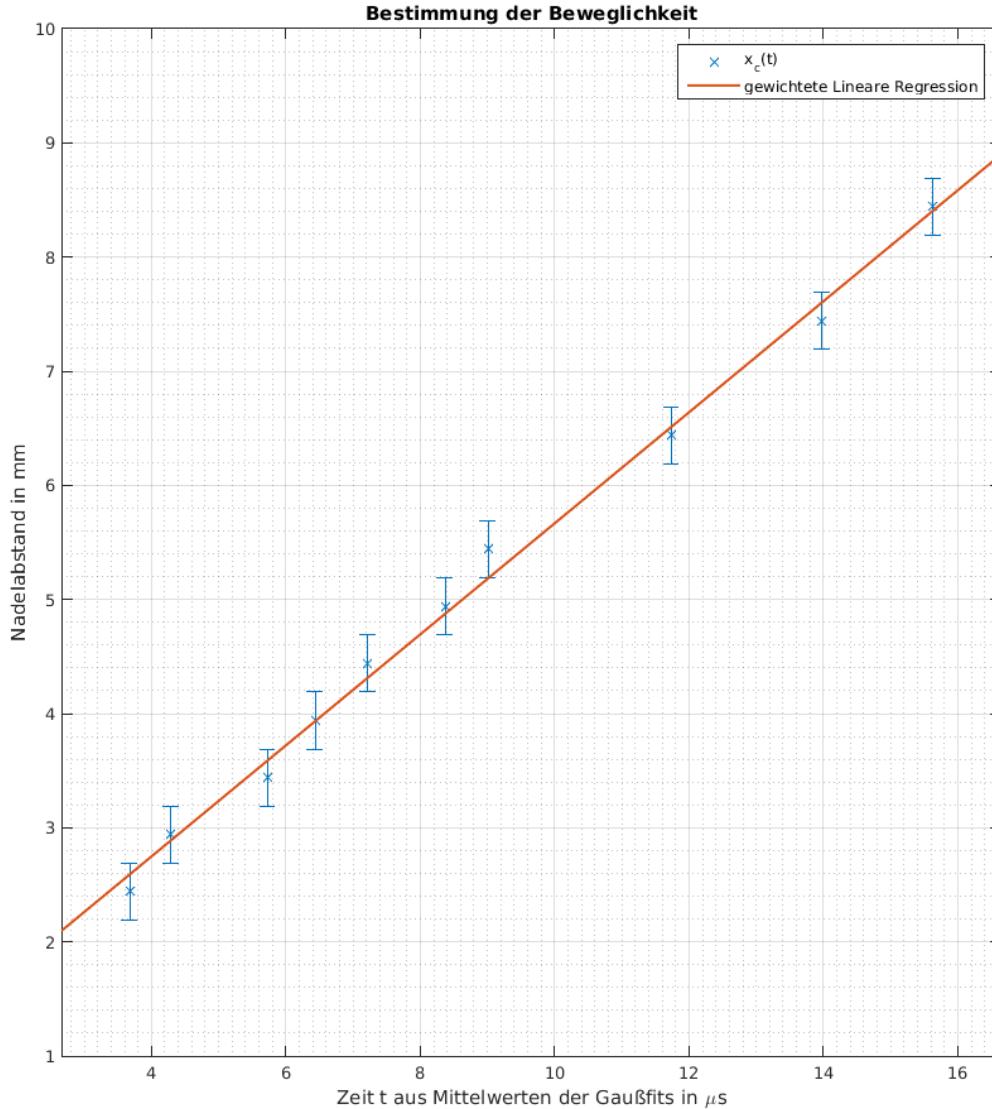


Abbildung 8: Linearer Fit zur Bestimmung der Beweglichkeit μ der Elektronen im Halbleiter

$$\mu_n = (0.296 \pm 0.008) \frac{mm^2}{V \cdot \mu s}$$

Schlussendlich kann die Diffusionskonstante aus der räumlichen Ausdehnung σ_x der Ladungsträgerwolke berechnet werden. Hierzu wird zuerst die zeitliche Ausdehnung σ_t betrachtet.

$$\sigma_x = \sigma_t \cdot \mu_n \cdot E = \sigma_t \cdot v \implies s_{\sigma_x} = \sigma_x \sqrt{\left(\frac{s_{\sigma_t}}{\sigma_t}\right)^2 + \left(\frac{s_v}{v}\right)^2}$$

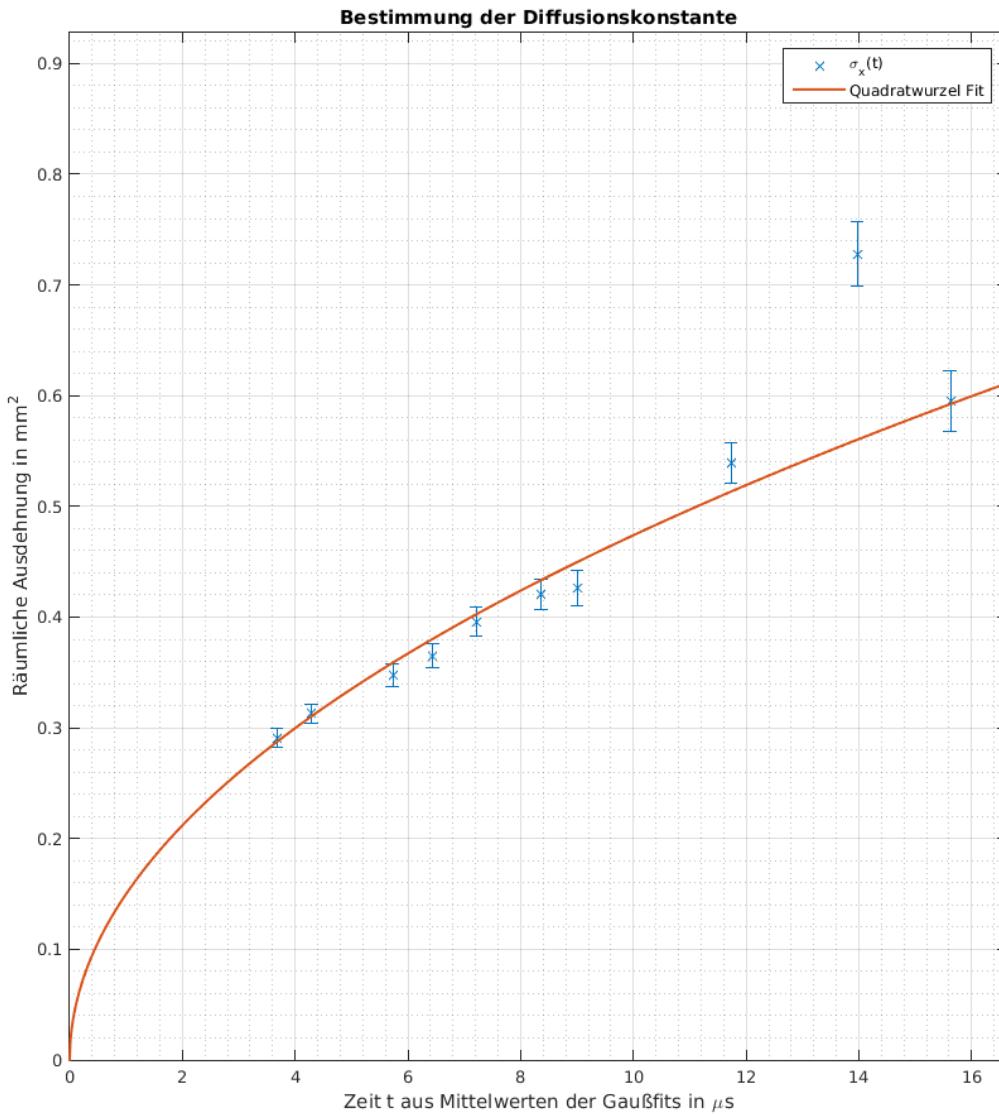


Abbildung 9: Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante von Ladungsträgern in Germanium

$$D_n = (0.01123 \pm 0.00057) \frac{mm^2}{\mu s} = (112.3 \pm 5.7) \frac{cm^2}{s}$$

5.3.2 Konstanter Abstand

Wie in 5.3.1 wird auch bei variabler Spannung die Lebensdauer vermessen.

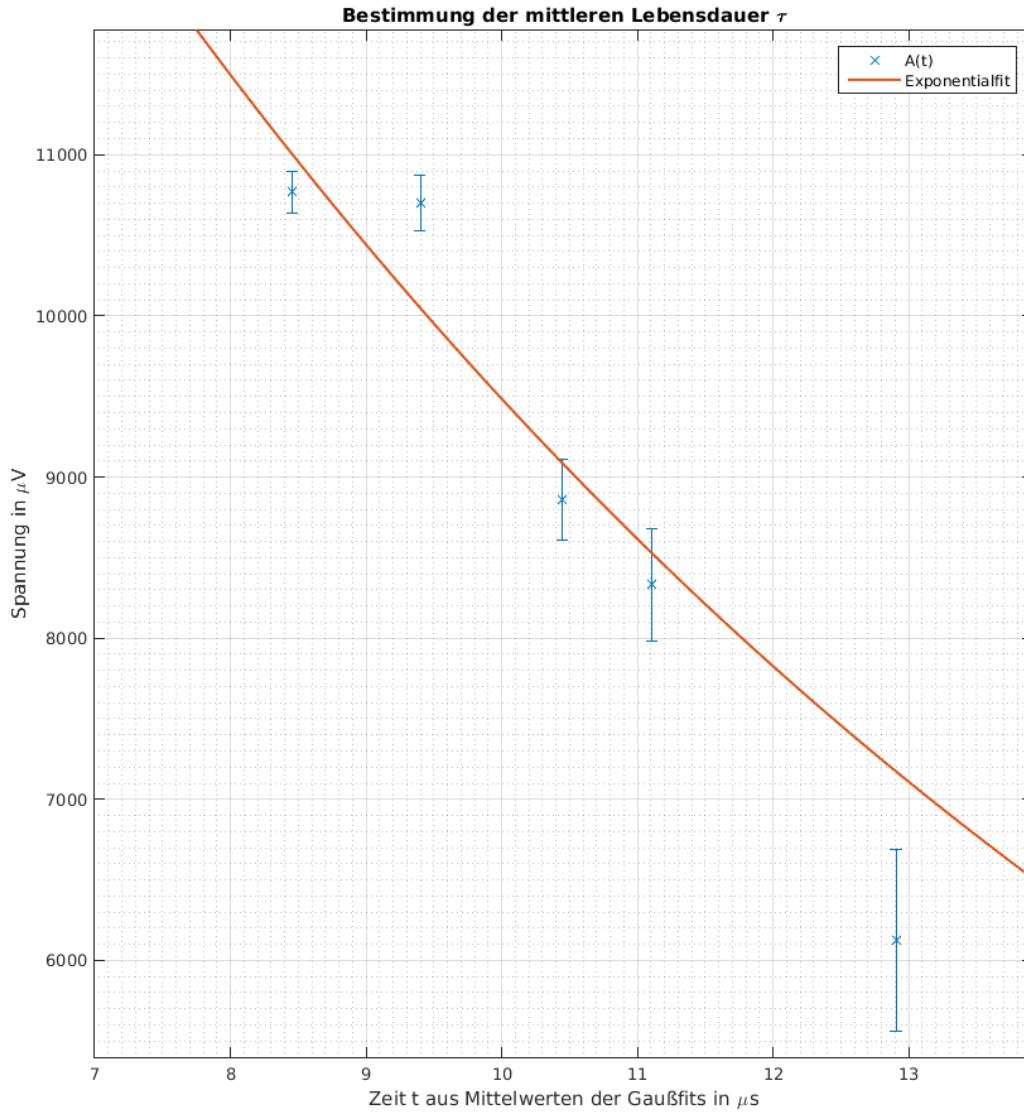


Abbildung 10: Exponentialfit der berechneten Spannungsamplituden zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer τ der Elektronen.

$$\tau_n = (10.4 \pm 4.5)\mu s$$

Da wir nun einen konstanten Abstand und Variable Spannung betrachten, muss zur Bestimmung von μ_n die Gleichung 2 umgestellt werden. Die Fitfunktion lautet nun:

$$\frac{1}{U}(t) = \frac{\mu_n}{x \cdot d}$$

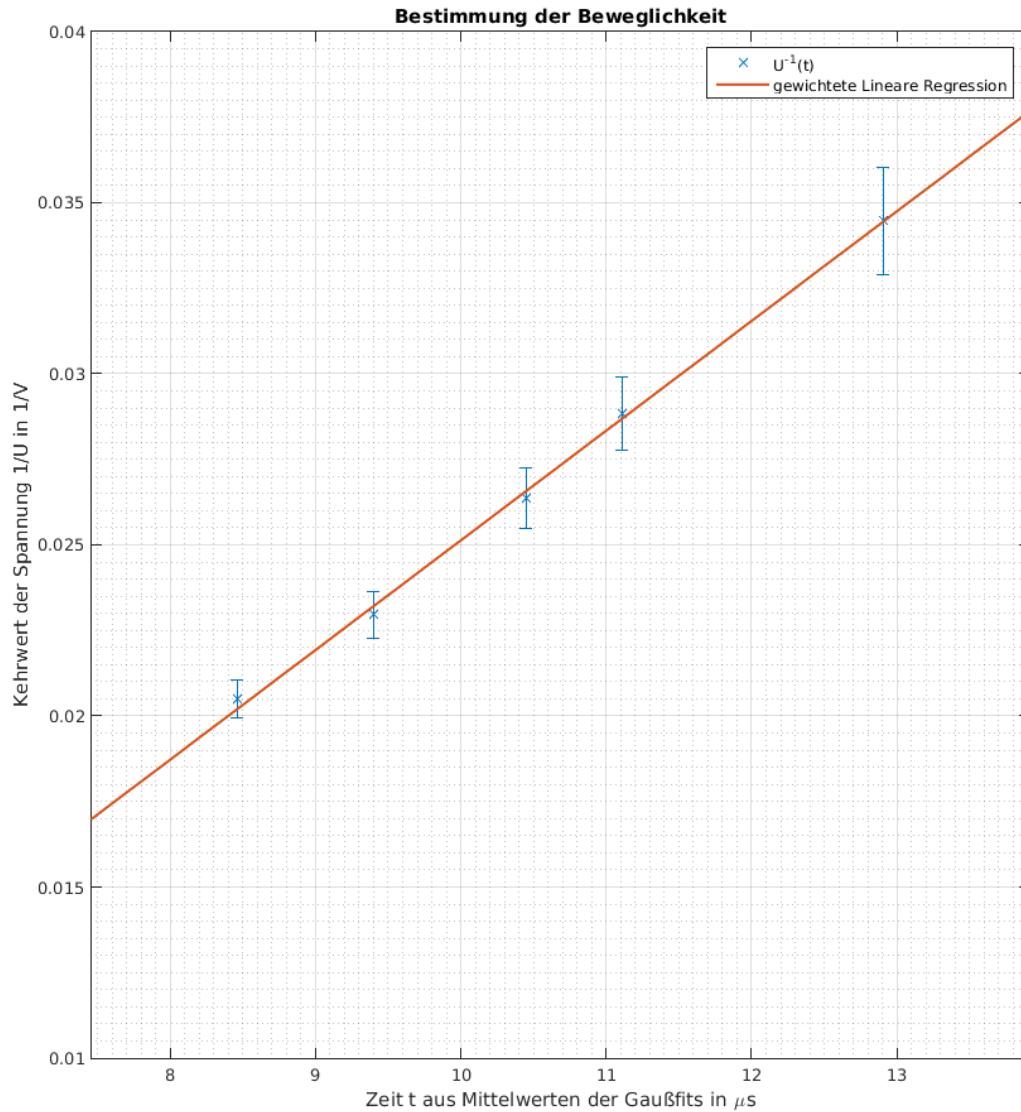


Abbildung 11: Linearer Fit zur Bestimmung der Beweglichkeit μ der Elektronen im Halbleiter

$$\mu_n = (0.423 \pm 0.028) \frac{mm^2}{V \cdot \mu s}$$

Die Diffusionskonstante wird wie in 5.3.1 bestimmt. Man muss nur darauf achten, dass die Spannung nicht konstant ist.

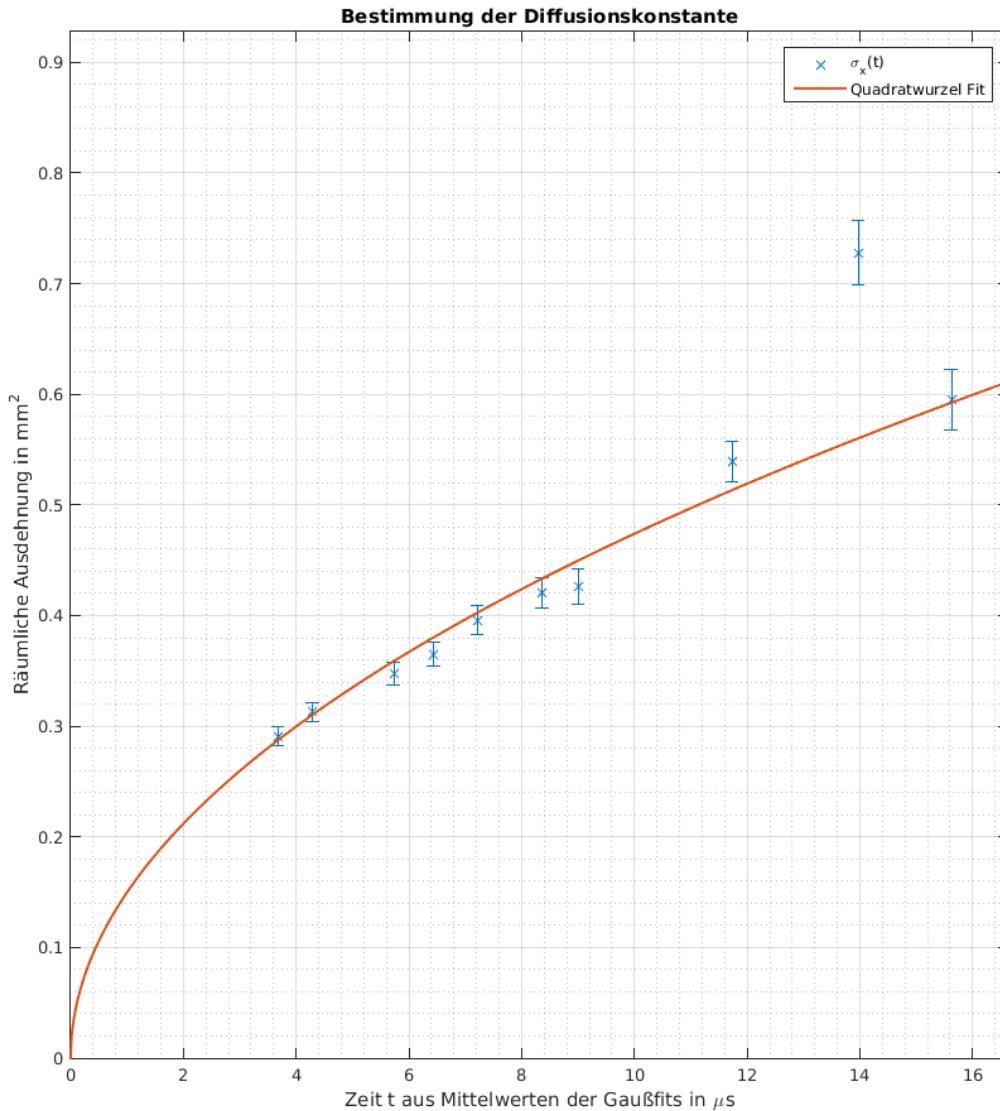


Abbildung 12: Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante von Ladungsträgern in Germanium

$$D_n = (0.02706 \pm 0.00291) \frac{mm^2}{\mu s} = (270.6 \pm 29.1) \frac{cm^2}{s}$$

6 Teil III: Halbleiterdetektoren

6.1 Aufbau

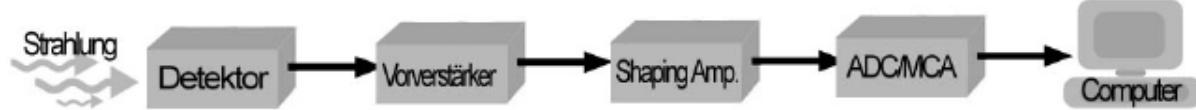


Abbildung 13: Geräte durch die das Signal eines Halbleiterdetektors läuft [3]

Bei diesem Versuch stehen zwei Halbleiterdetektoren zur Verfügung:

- eine n-n⁺-Silizium-Diode
- ein CdTe-Kristall

Es werden die Spektren von ⁵⁷Co und ²⁴¹Am mit beiden Detektoren aufgenommen. Wenn ein hochenergetisches Photon (γ -Strahlung) auf den Detektor trifft wird ein Elektron im Valenzband ins Leitungsband gehoben. Dieses überträgt durch Stöße seine Energie an weitere Elektronen, sodass bei angelegter Spannung (am Halbleiterdetektor) ein kleiner Strompuls gemessen werden kann. Der Vorverstärker wandelt den Strompuls in ein Spannungssignal um, welches dann als scharfer Puls auf dem Oszilloskop erscheint. Im Shaping Amplifier wird durch das Spannungssignal ein Kondensator geladen. Dieser entlädt sich wiederum über einen Widerstand (CR-Filter). Über zwei RC-Filter wird das Signal noch gedämpft. So wird aus einer Spannungskante ein scharfer Spannungspeak. Die Amplitude der Peaks ist proportional zur Photonenenergie, sodass der Multi-Channel-Analyser (MCA) diese Peaks in unterschiedliche Kanäle einordnen kann. Das Signal wird nun an den Computer weitergegeben, wo man sich dann das Spektrum anzeigen lassen kann.

6.2 Durchführung

Nach Einlegen des Detektors in den dafür vorgesehenen Kasten und dem Daraufstellen der radioaktiven Probe wir mit dem Computer-Programm ADMCA das Zerfalls-Spektrum aufgenommen. Die Messungen dauern (mit preSet time) 1 Stunde.

Es werden 4 Messungen durchgeführt:

- Spektrum von ^{57}Co mit dem CdTe-Detektor
- Spektrum von ^{241}Am mit dem CdTe-Detektor
- Spektrum von ^{57}Co mit dem Si-Detektor
- Spektrum von ^{241}Am mit dem Si-Detektor

6.3 Auswertung

Zunächst werden für Americium am 59.5keV -Peak und für Cobald am 122.06keV - und 136.47keV -Peak Gaußfits angelegt. Diese sind in 8 zu finden:

$$c(x) = C \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - x_c}{\sigma} \right)^2 \right]$$

6.3.1 Energiedifferenzierung

Wie leicht an Abbildung 14 zu erkennen ist, ist mit diesen Messwerten keine sinnvolle Differenzierung möglich (mehr dazu in 7).

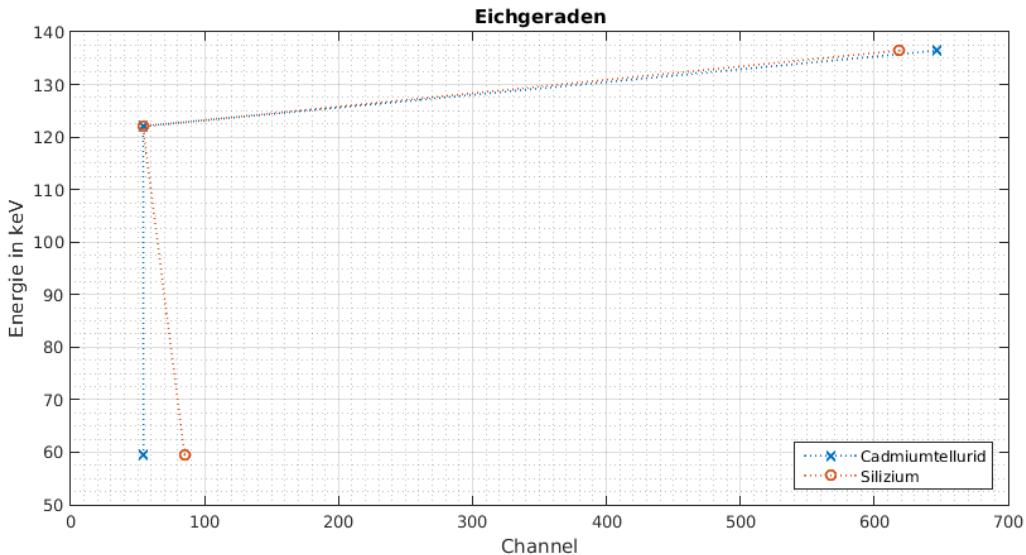


Abbildung 14: Hier ist keine Energiedifferenzierung möglich, da ein linearer Fit zu große Unsicherheiten hätte.

6.3.2 Absorptionsverhältnisse

Aus den Gaußfits in 8 kann man schlussfolgern, dass auch hier keine sinnvollen Ergebnisse entstehen werden. Dieser Auswertungsteil wurde jedoch trotzdem vorgenommen.

Um die Absorptionswahrscheinlichkeit auszurechnen, geht man wie folgt vor:

$$\begin{aligned} C &= \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \\ \Leftrightarrow A &= C\sqrt{2\pi}\sigma^2 \\ \Rightarrow s_A &= A\sqrt{\left(\frac{s_C}{C}\right)^2 + \left(\frac{s_\sigma}{\sigma}\right)^2} \end{aligned}$$

Nun kann man mit dem Wissen, dass die Absorptionsflächen der Detektoren $a_{Si} = 100\text{mm}^2$ $a_{CdTe} = 23\text{mm}^2$ sind, das Absorptionswahrscheinlichkeitsverhältnis ausrechnen.

$$\begin{aligned} r &= \frac{A_{Si}a_{CdTe}}{A_{CdTe}a_{Si}} \\ s_r &= r\sqrt{\left(\frac{s_{A_{Si}}}{A_{Si}}\right)^2 + \left(\frac{s_{A_{CdTe}}}{A_{CdTe}}\right)^2} \end{aligned}$$

	Absorptionsrate	Fehler
59.5eV Peak	2.115	0.281
122.06eV Peak	0.0063	0.0010
136.47eV Peak	110.9	13.3

6.3.3 Energieauflösung

Die Energieauflösung kann ohne Eichung nicht berechnet werden und wird daher weggelassen.

7 Zusammenfassung und Diskussion

7.1 Teil I: Vermessung der Bandlücke

	Silizium	Germanium
E_g in eV	1.04 ± 0.06	0.62 ± 0.08
E_g aus [1]	1.12	0.67

Die ermittelten Werte stimmen innerhalb von 2 Standardabweichungen mit dem Literaturwert überein. Hierbei ist zu erwähnen, dass $E_{g,upper}$ für Germanium nahezu gar keinen Einfluss auf das Endergebnis hat, da der Fehler durch große Konfidenzintervalle der Parameter zu groß wurde. Die liegt vor allem an der sehr geringen gemessenen Intensität bei Germanium. Hierdurch sind nur fünf relevante Punkte in den o.g. Fit eingeflossen.

7.2 Teil II: Haynes-Shockley-Experiment

	konstante Spannung	konstanter Abstand	Literaturwert[1]
τ_n in μs	4.582 ± 0.362	10.4 ± 4.5	45
μ_n in $10^3 \frac{cm^2}{V \cdot s}$	2.96 ± 0.08	4.23 ± 0.28	3.9
D_n in $\frac{cm^2}{s}$	112.3 ± 5.7	270.6 ± 29.1	101

Die mittlere Lebensdauer ist in beiden Fällen nicht mit dem Literaturwert vereinbar. Das liegt vor allem daran, dass sich die gemessenen Ladungsträger an der Oberfläche bewegen, wo es viele Defekte gibt („Damage-Schicht“), die zu einer schnelleren Rekombination führen.

Vergleicht man die Beweglichkeit, so fällt auf, dass die Beweglichkeit bei konstanter Spannung zu niedrig ist, oder ihr Fehler zu klein. Auch die Beweglichkeit wird von der Damage-Schicht gestört.

Bei konstantem Abstand fällt zudem die Diffusionskonstante zu hoch aus. Der hohe Wert kommt aus dem dazugehörigen Quadratwurzel Fit (siehe Anhang (8)), wobei es keine Messwerte an der steilen Flanke gibt. Dies führt zu schlecht bestimmten Parametern.

7.3 Teil III: Halbleiterdetektor

7.3.1 Die Eichgerade

In der Auswertung war leicht zu sehen, dass man mit diesen Werten keine sinnvolle Eichung vornehmen kann. Wir vermuten ein fehlerhaftes Programm, oder einen fehlerehaften Analog-Digital-Wandler. Denn während des Versuchs ist das Programm mehrmals abgestürzt, sodass wir mehrmals von vorne anfangen mussten. Es wurde sorgfältig geprüft ob zu jeder Zeit die richtige Probe mit dem Richtigen Sensor vorliegt. Außerdem wurden alle Messungen, die kein „schönes“ Spektrum vorweisen konnten wiederholt. Der Analog-Digital-Wandler lief mehrere Male über die gesetzte Grenze von einer Stunde hinaus und musste manuell beendet werden.

Es wurden - was von der Auswertung bestätigt wurde - definitiv nicht die richtigen Peaks aufgenommen, die dann auch nicht mit den vorgegebenen Peaks sinnvoll kombiniert werden können.

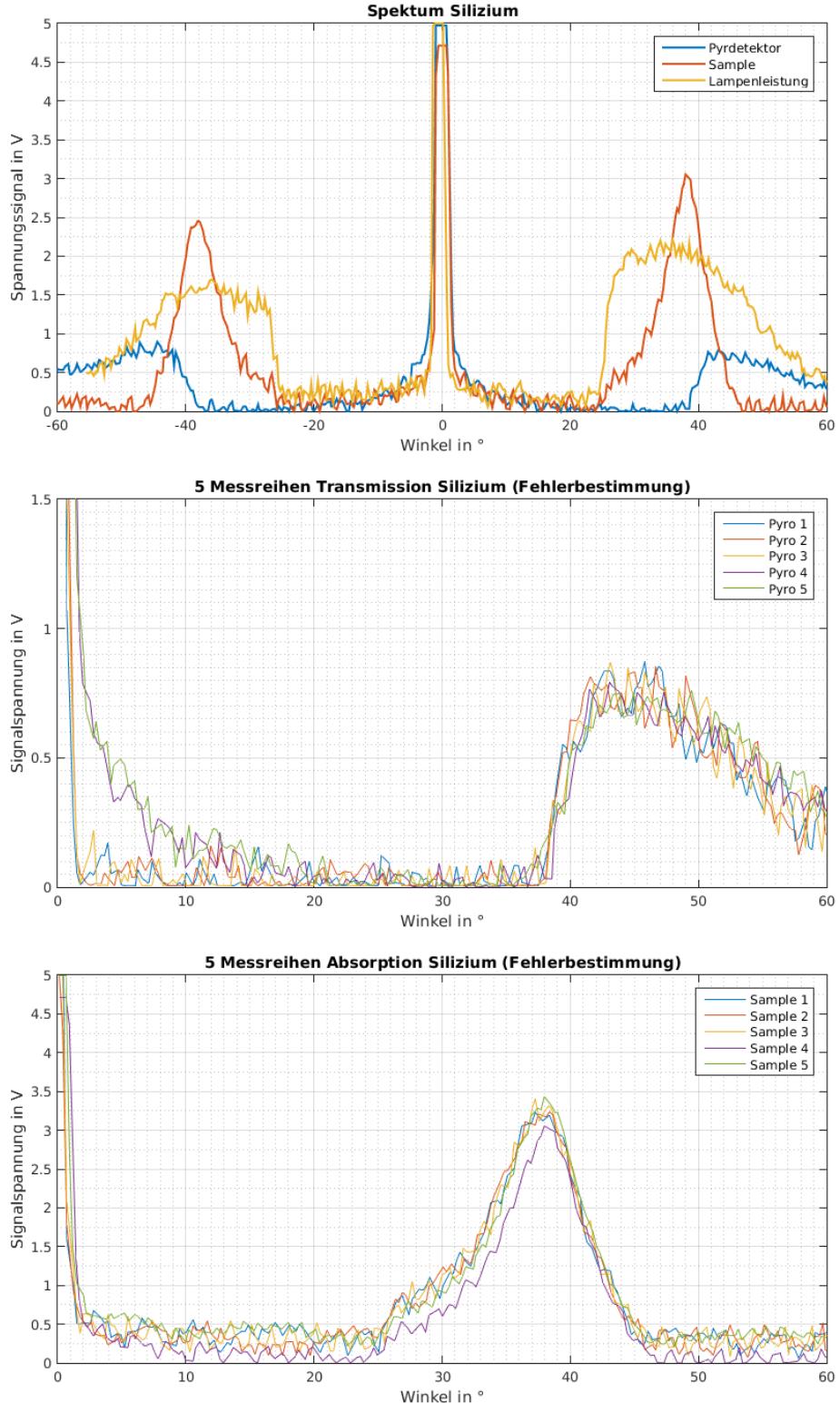
7.3.2 Absorptionsraten

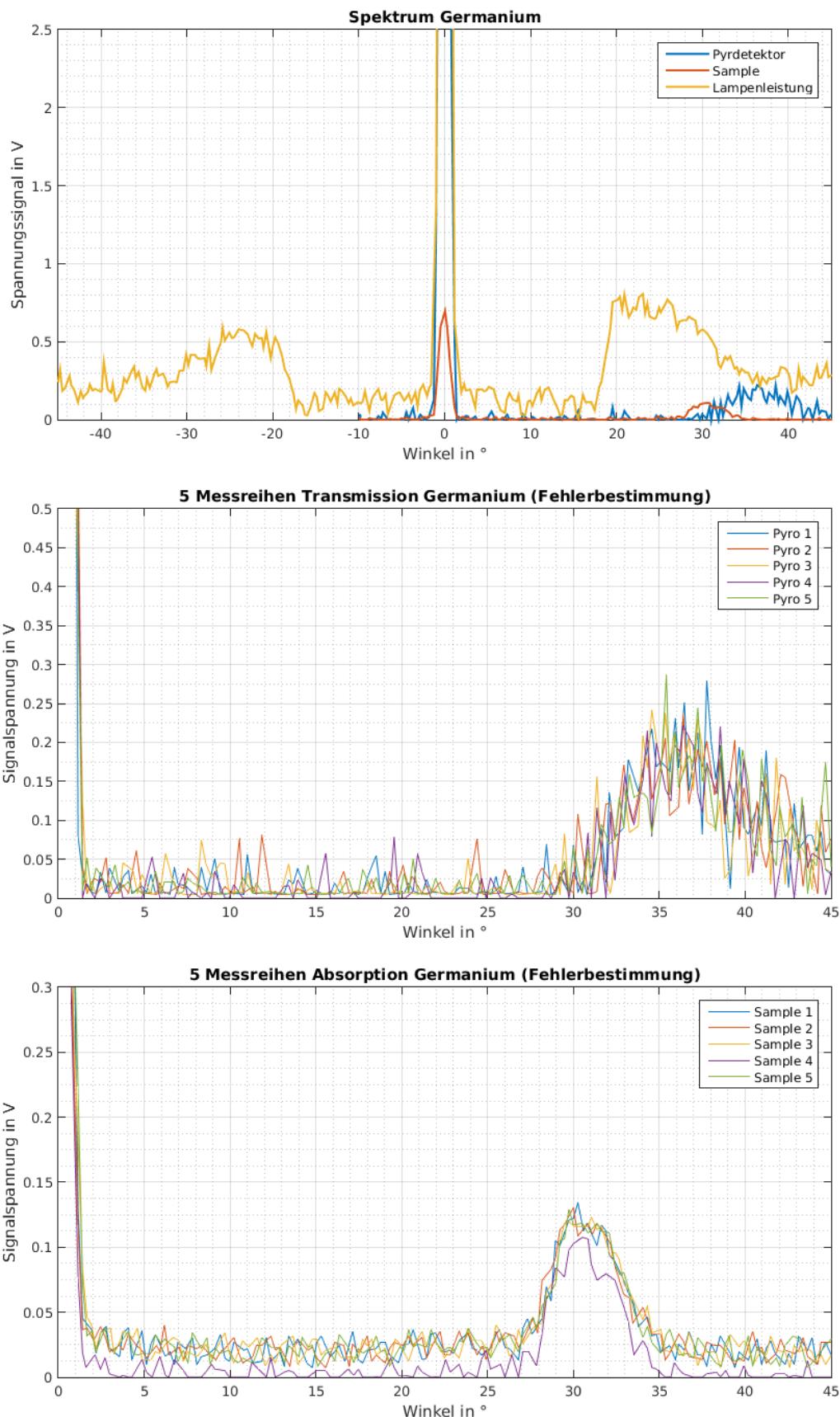
Es liegt nahe, dass die Absorptionsraten nun auch nicht richtig bestimmt werden können. Zu den obigen Problemen gesellen sich nun auch noch, dass die vorhandenen Peaks alles andere als gaußförmig waren. Diese wirkten zum Teil abgeschnitten und verzerrt. In 8 kann man einsehen, welche Datenpunkte bei den jeweiligen Fits verwendet wurden und welche nicht.

	Absorptionsrate	Fehler
59.5eV Peak	2.115	0.281
122.06eV Peak	0.0063	0.0010
136.47eV Peak	110.9	13.3

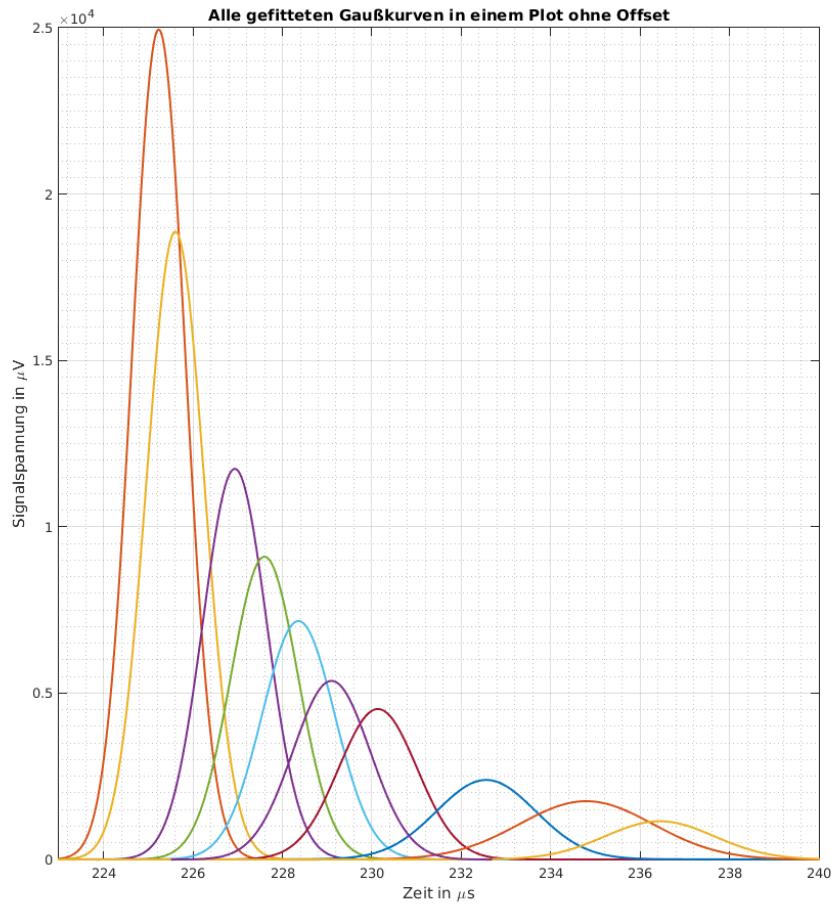
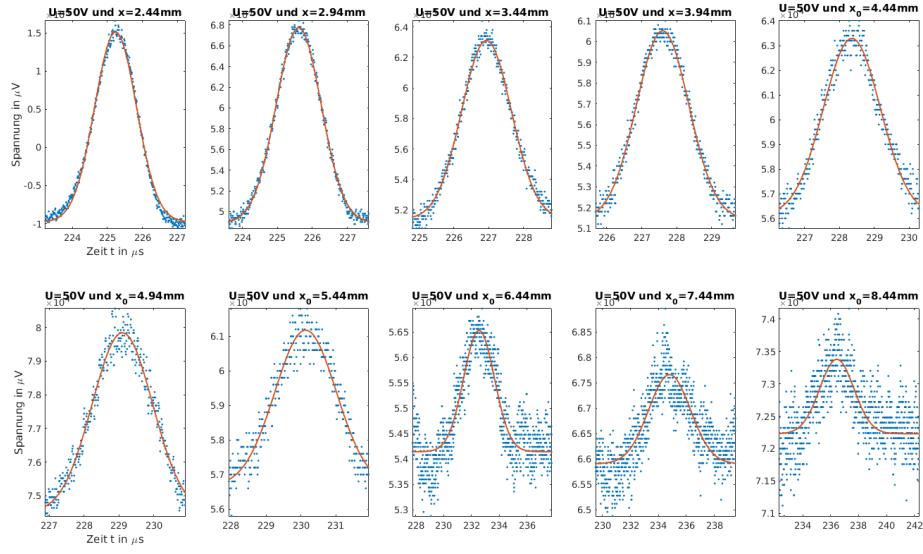
8 Anhang

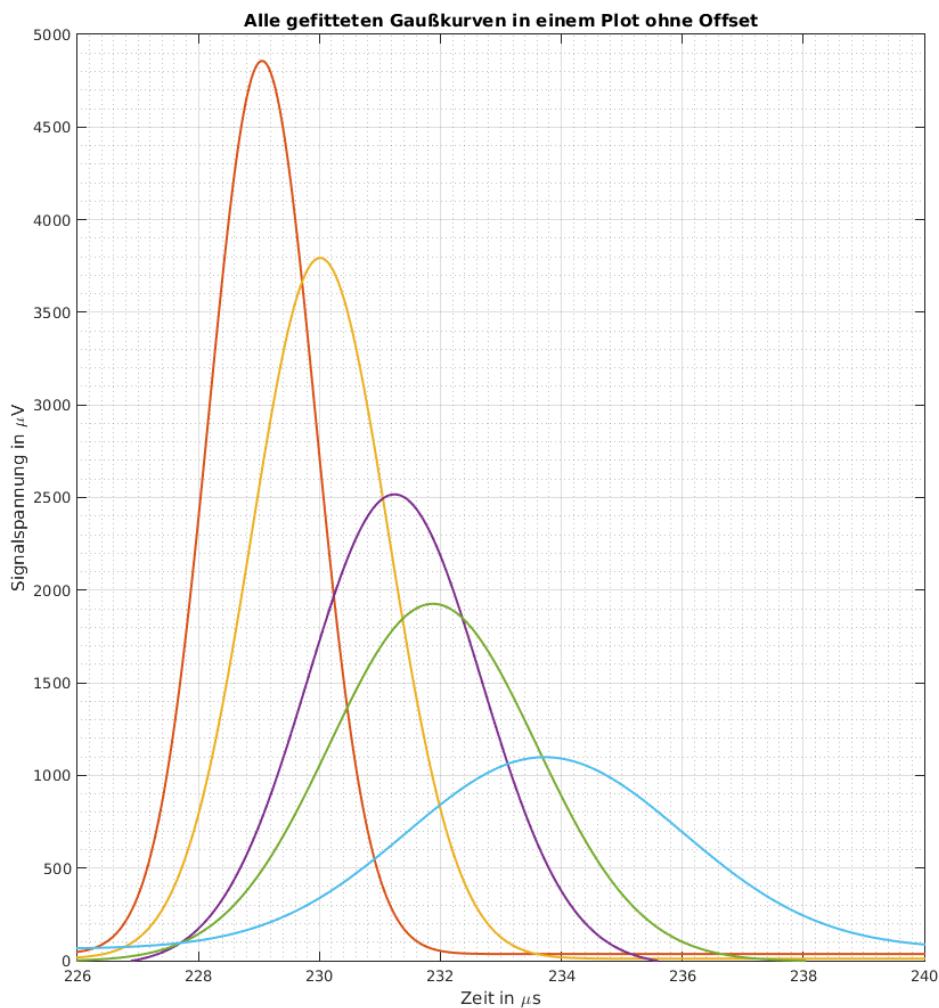
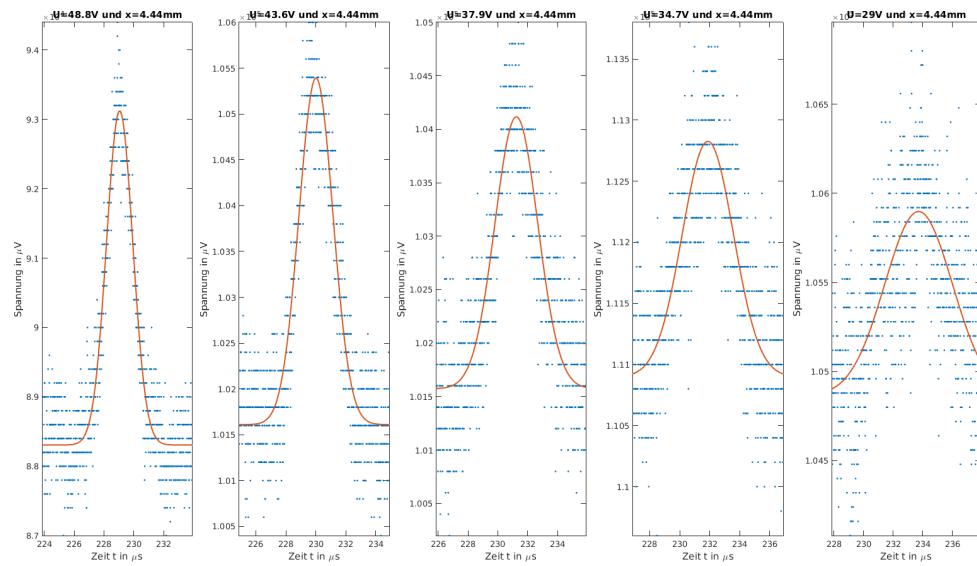
8.1 Teil I: Vermessung der Bandlücke



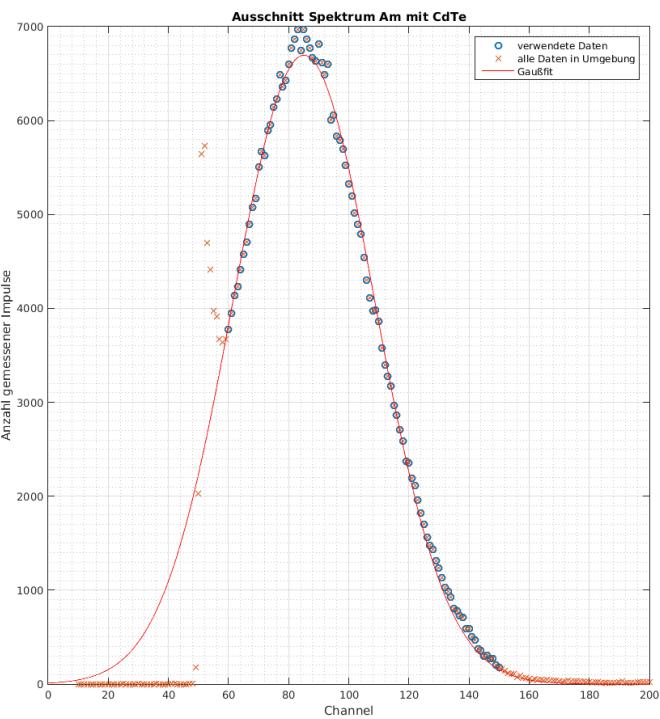
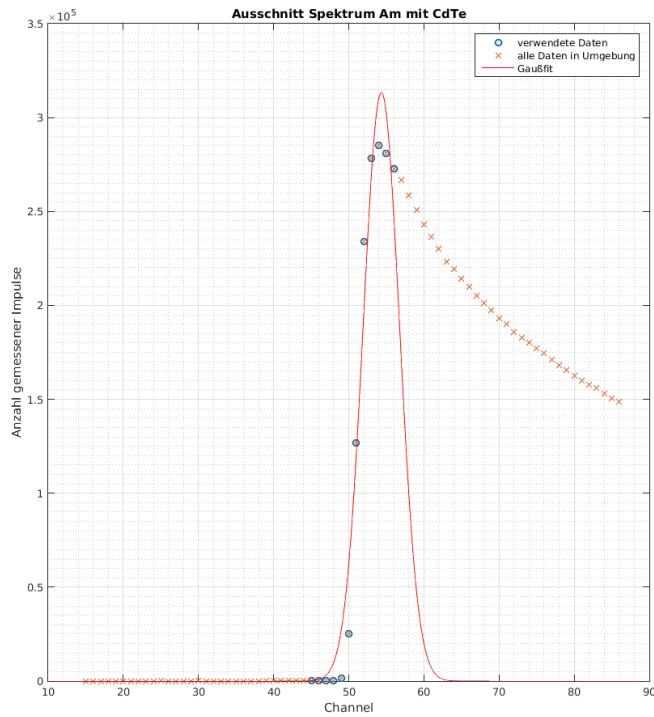


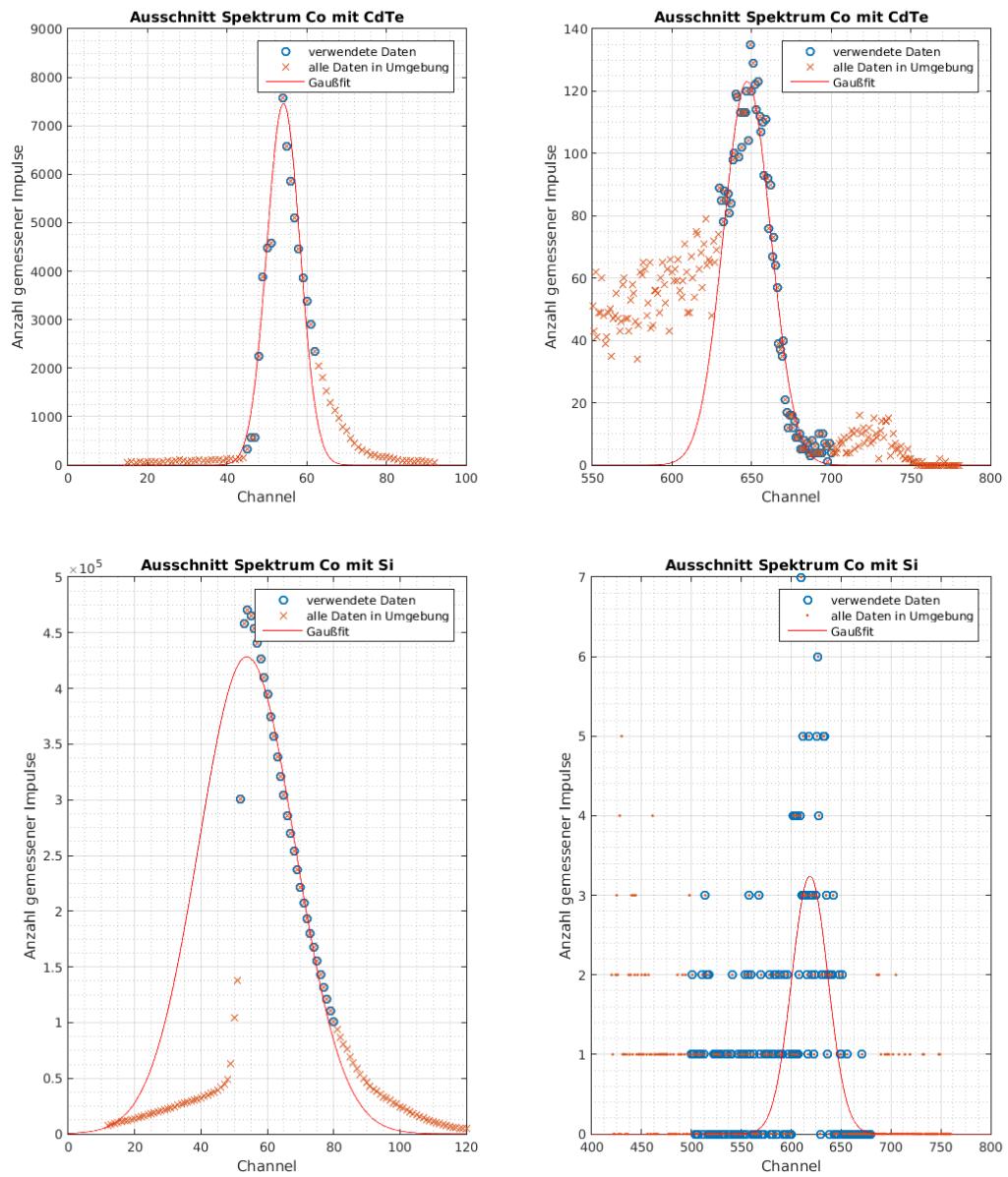
8.2 Teil II: Haynes-Shockley-Experiment

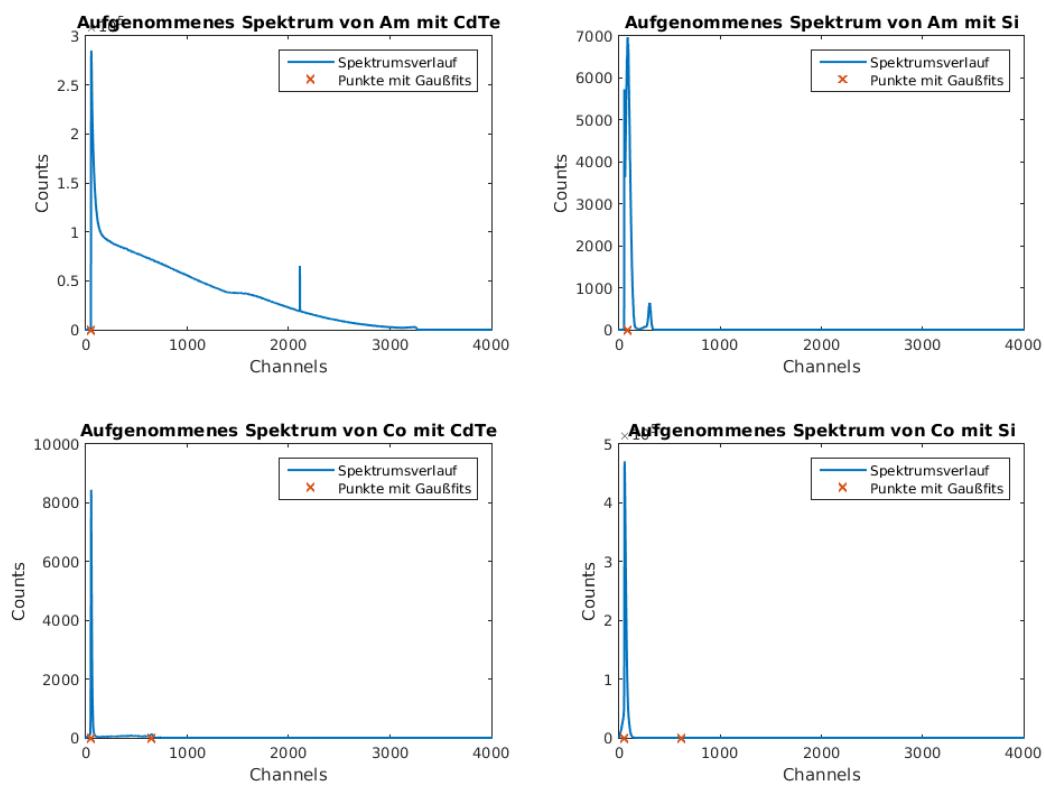




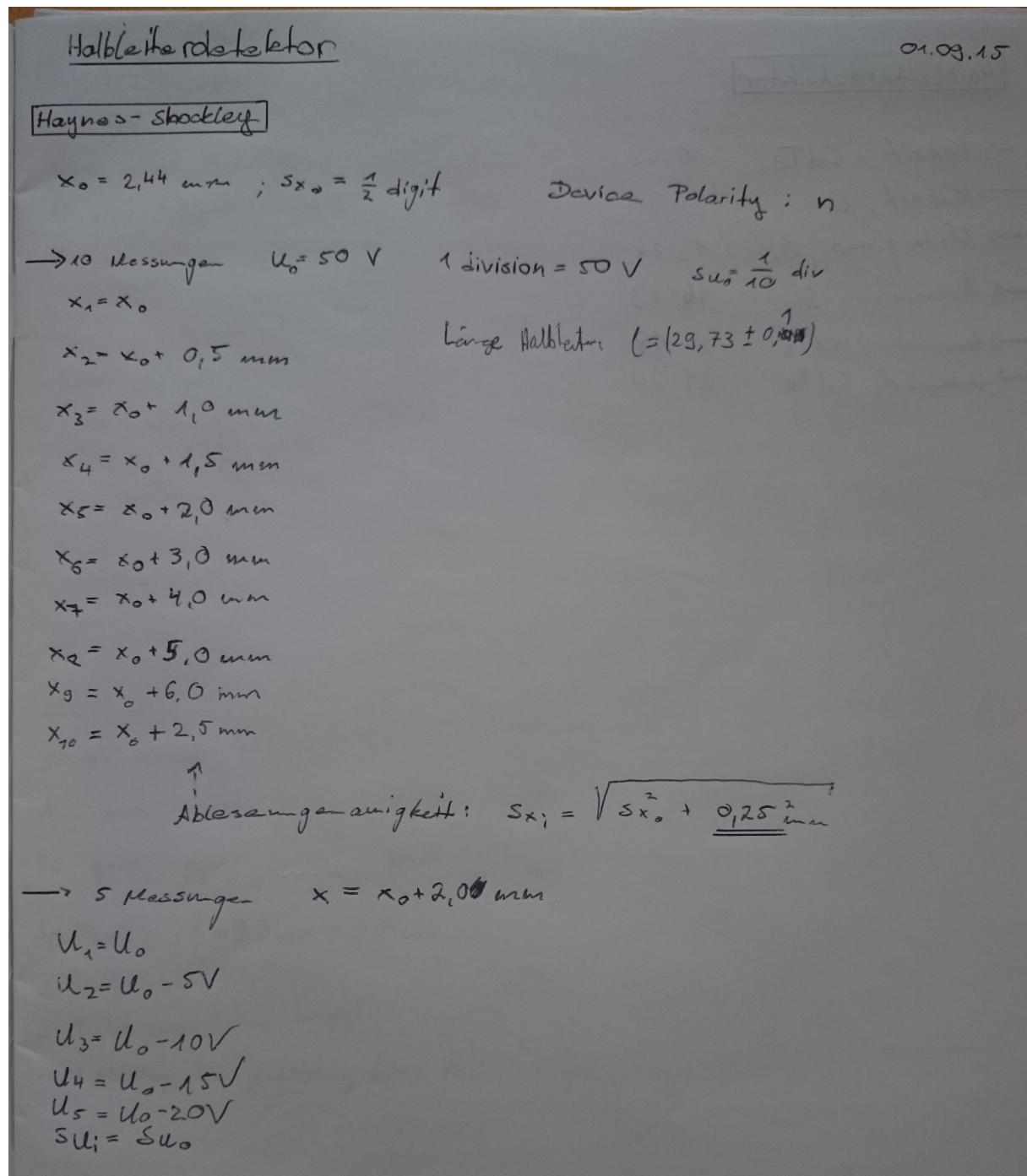
8.3 Teil III: Halbleiterdetektor







8.4 Laborheft



Halbleiterdetektor	
→ Kobalt, CdTe	10:42
→ Kobalt, Si	12:02
→ Untergrund, Si	13:28
→ Americium, Si	16:33
→ Americium, CdTe	18:48
→ Untergrund, CdTe	21:20

Bandlückenergie

Silizium

sample current $I = 0,74 \text{ mA}$

AC gain: pyro: 1000, sample: 300

DC gain: pyro: 10, Sample: 2

Spaltbreite: $d = 7,5 \text{ mm} \pm 0,05 \text{ mm}$

- 5 Messungen mit allen

- 1 Untergrundmessung (ohne Lampe)

- 1 Messung Lampenleistung (ohne HL-Probe)

Germanium

sample current $I = (15 \pm 0,01) \text{ nA}$

AC gain: pyro: 1000, sample: 1000

DC gain: pyro: 5, sample: 2

Spaltbreite: $d = 20 \text{ mm} \pm 0,05 \text{ mm}$

- 5 Messungen

- 1 Untergrund (ohne Lampe)

- 1 Messung Lampenleistung (ohne HL)

Literatur

- [1] Simon Amrein, *Staatsexamensarbeit: Halbleiter und Halbleiterdetektoren*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Physikalisches Institut, 2008
- [2] Caroline Röhr *Skript zur Vorlesung: Methoden der anorganischen Chemie*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Institut für anorganische und analytische Chemie, *kein Herausgabedatum, da es sich um eine Website handelt (Stand: 22.08.15 17:16)*, <http://ruby.chemie.uni-freiburg.de/>
- [3] S. Amrein (2008), K. Lohwasser und M. Köhli (2011), S. Kühn (2013) *Versuchsanleitung Fortgeschrittenen Praktikum I: Halbleiter*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Physikalisches Institut