

Inhaltsverzeichnis

1	Abstract	3
2	Theorie	3
2.1	Arten von Halbleitern	3
2.2	Das Bändermodell	3
2.3	Ladungsträger in Halbleitern	4
2.4	Direkte und indirekte Halbleiter	5
2.5	Dotierte Halbleiter	6
2.6	Halbleiterdetektoren	6
3	Teil 1: Vermessung der Bandlücke	8
3.1	Versuchsaufbau	8
3.2	Versuchsdurchführung	9
3.3	Auswertung	9
3.3.1	Photonenenergie	9
3.3.2	Bereinigen der Spektren	10
3.3.3	Bandlückenenergie	11
3.4	Diskussion	16
4	Teil 2: Das Haynes und Shockley Experiment	17
4.1	Versuchsaufbau	17
4.2	Versuchsdurchführung	17
4.3	Auswertung	18
4.3.1	Variation des Abstands	18
4.3.2	Variation der Spannung	23
4.4	Diskussion	27
5	Teil 3: Halbleiterdetektoren	28
5.1	Versuchsdurchführung	28
5.2	Auswertung	28
5.2.1	Untergrundmessung	28
5.2.2	Energiespektren	29
5.2.3	Absorbtionswahrscheinlichkeiten	33
5.2.4	Energieauflösung	35
5.3	Diskussion	35
6	Anhang	39

Abbildungsverzeichnis

1	Energieniveaus (hier rot gezeichnet): links: einzelnes Atom; mitte: zwei Atome nah beieinander; rechts: Energiebänder bei vielen Atomen (z.B. in Festkörpern)1	4
2	$\vec{E}(\vec{k})$ Diagramm für direkte (rechts) und indirekte (links) Halbleiter	5
3	p-n-Diode	6
4	Versuchsaufbau zur Vermessung der Bandlücke	8
5	Detektierte Spektren mit Silizium-Halbleiter	10
6	Korrigierte Anteile der Intensitäten, die am Silizium-Halbleiter und Pyrodetektor abfallen.	11
7	Lineare Regressionen und abgelesene Maxima / Minima von Silizium	12
8	Detektierte Spektren mit Germanium-Halbleiter	13
9	Korrigierte Anteile der Intensitäten, die am Germanium-Halbleiter und Pyrodetektor abfallen.	14
10	Lineare Regressionen und abgelesene Maxima / Minima von Silizium	15
11	Versuchsaufbau des Hanley und Shockley Experiments2	17
12	Schematischer Versuchsaufbau	17
13	Verlauf des Peaks bei verschiedenen Abständen	19
14	Erste Messung bei einem Abstand von 1,99mm	20
15	Ladungsträgerbeweglichkeit μ	21
16	Bestimmung der Lebensdauer	22
17	Fit für die Diffusionskonstante	23
18	Peakverlauf bei Änderung der angelegten Spannung	24
19	Ladungsträgerbeweglichkeit	25
20	Bestimmung der Lebensdauer	26
21	Diffusionskonstante	26
22	Versuchsaufbau	28
23	Untergrund des Silizium Detektors	29
24	Untergrund des CaTe Detektors	30
25	Spektrum von Cobalt mit Siliziumdetektor	31
26	Spektrum von Americium mit Siliziumdetektor	31
27	Spektrum von Cobalt mit Cadmium Tellurid Detektor	32
28	Spektrum von Americium mit Cadmium Tellurid Detektor	32
29	Lineare Regression zur Kalibrierung der Energie am Siliziumdetektor	33
30	Lineare Regression zur Kalibrierung der Energie am CaTe Detektor	34
31	Mit dem Szintillator aufgenommenes Energiespektrum für Co	37
32	Mit dem Szintillator aufgenommenes Energiespektrum für Am	38
33	Messung bei einem Abstand von 2,13mm	39

34	Messung bei einem Abstand von 2,58mm	40
35	Messung bei einem Abstand von 3,58mm	40
36	Messung bei einem Abstand von 4,40mm	41
37	Messung bei einer Spannung von $U=-32,2V$	41
38	Messung bei einer Spannung von $U=-36,8V$	42
39	Messung bei einer Spannung von $U=-42,4V$	42
40	Messung bei einer Spannung von $U=-47,2V$	43
41	Messung bei einer Spannung von $U=-49,6V$	43

1 Abstract

In diesem Versuch wurden einige grundlegende Eigenschaften von Halbleitern untersucht.

1. Die Bandlücke von Silizium wurde als $E_P = (1,09 \pm 0,02)$ keV und die von Germanium als $E_P = (0,66 \pm 0,02)$ keV bestimmt.
2. Die Ausbreitung und der zeitliche Verlauf von Elektronen im Leitungsband wurde durch das Haynes Shockley Experiment beobachtet.
3. Die Eigenschaften eines Silizium und eines Cadmium Tellurid (CaTe) Halbleiters wurden hinsichtlich ihrer Fähigkeit zum Aufnehmen der Energiespektren untersucht. Es wurden die Zerfälle von Cobalt und Americium untersucht.

2 Theorie

2.1 Arten von Halbleitern

Ausgehend von ihrem spezifischen Widerstand werden Materialien in drei Gruppen eingeteilt. Die Gruppe der Isolatoren schließt alle Materialien mit $\rho \geq 10^8 \text{cm}$ ein, im Bereich $\rho \leq 10^{-30} \text{cm}$ findet man die Leiter und dazwischen liegen die Materialien, die uns im Folgenden interessieren werden, die *Halbleiter*. Ihre elektrische Leitfähigkeit ist stark temperaturabhängig, was mit Hilfe des Bändermodells erklärbar ist. Halbleiter sind eingeteilt in zwei verschiedenen Arten:

a **Elementare Halbleiter:**

Hierbei handelt es sich um Halbleiter die lediglich aus einem Element des Periodensystems bestehen. Diese kommen bevorzugt aus der vierten Hauptgruppe, wie beispielsweise Silizium, eines der wichtigsten Halbleitermaterialien.

b **Verbindungshalbleiter:**

In dieser Gruppe befinden sich Halbleiter, die aus mehreren Elementen zusammengesetzt sind. Meistens handelt es sich um Verbindungen zwischen Elementen aus der dritten und vierten Hauptgruppe, Verbindungen zwischen der zweiten und sechsten sind aber auch möglich.

2.2 Das Bändermodell

Wie bereits erwähnt, lässt sich die Leitfähigkeit von Materialien anhand des Bändermodells gut erklären.

Aufgrund des Pauli-Prinzips, nach dem es verboten ist in einer Schale des Atoms mehrere Elektronen im exakt gleichen Zustand zu finden, kann man den Elektronen Quantenzahlen zuordnen, die deren exaktes Energieniveau angeben. Bringt man nun aber zwei Atome so nah zueinander, dass die Elektronen miteinander wechselwirken, so spalten sich diese diskreten Energieniveaus erneut auf. Je mehr Atome man nun nebeneinander hat, desto größer sind die Wechselwirkungen und vor allem die schwächer gebundenen Energieniveaus, die weiter vom Kern entfernt sind, verschwimmen zu kontinuierlichen Energiebändern (siehe Abbildung 1)

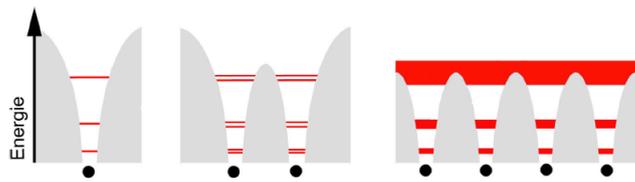


Abbildung 1: Energieniveaus (hier rot gezeichnet): links: einzelnes Atom; mitte: zwei Atome nah beieinander; rechts: Energiebänder bei vielen Atomen (z.B. in Festkörpern)¹

Im Bändermodell sind nun die beiden obersten Bänder die interessantesten. Hier teilt man ein in das *Valenzband*, welches das höchstliegende Band ist, dass bei $T = 0\text{K}$ noch voll besetzt ist. Voll besetzte Bänder tragen nicht zur elektrischen Leitfähigkeit des Materials bei, weil zu jedem Impuls \vec{k} ein entgegengerichteter Impuls $-\vec{k}$ existiert. Entsprechend ist der Gesamtimpuls dieses Bandes gleich Null. Das nächst höherliegende Band ist das so genannte *Leitungsband*. Es liegt energetisch über dem Valenzband und sämtliche Elektronen die sich in ihm aufhalten können zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen. Diese beiden Bänder werden energetisch durch die *Bandlücke* getrennt. Um ein Elektron in das Leitungsband anzuheben, muss diese überwunden werden, was z.B. durch thermische Energie passieren kann. Die Bandlücke bei Isolatoren ist $\geq 3\text{eV}$ und deswegen für die Elektronen unüberwindbar, entsprechend sind Isolatoren nicht leitfähig. Bei Metallen überlappen sich das Valenz- und das Leitungsband, wodurch die Elektronen problemlos wechseln können. Bei Halbleitern liegt die Bandlücke zwischen 0,1 und 3eV und kann entsprechend durch Anregung der Elektronen überwunden werden.

2.3 Ladungsträger in Halbleitern

Wurde nun eines der Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband angehoben, so ist dieses *quasi-frei*. Es kann sich nun wie eine negative Ladung im Leitungsband frei bewegen. Gleichzeitig bleibt ein Loch im Valenzband zurück, das wie eine positive Ladung verstanden werden kann. Bewegt sich

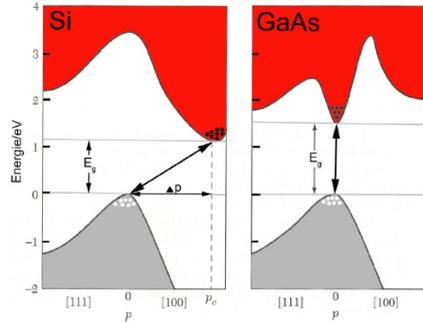


Abbildung 2: $\vec{E}(\vec{k})$ Diagramm für direkte (rechts) und indirekte (links) Halbleiter

1

nun das Elektron im Leitungsband weiter (z.B. durch eine von außen angelegte Spannung), so rekombiniert es nach einiger Zeit wieder mit einem neuen Loch. Die Zeitspanne bis zur Rekombination ist die *Lebensdauer* des als erstes entstandenen Elektron-Loch-Paares. Liegt also ein elektrisches Feld \vec{E} an und die Ladungsträger haben die Beweglichkeit ν , so folgt für die Geschwindigkeit

$$\vec{v}_n = -\nu_n \vec{E} \quad \vec{v}_p = \nu_p \vec{E}. \quad (1)$$

Wegen der Diffusion bewegen sich die einzelnen Elektronen und Löcher auseinander. Dabei sind die Diffusionskonstante und die Beweglichkeit der einzelnen Ladungsträger wie folgt verbunden:

$$D_n = \frac{kT}{e} \nu_n \quad D_p = \frac{kT}{e} \nu_p. \quad (2)$$

2.4 Direkte und indirekte Halbleiter

Überträgt man das Bändermodell vom Orts- in den Impulsraum so sieht man, dass das Valenz- und das Leitungsband nicht mehr gerade verlaufen, sondern Maxima und Minima besitzen. Deswegen teilt man nun die Halbleiter in zwei verschiedene Arten ein. Liegt das Minimum des Leitungsbandes direkt über dem Maximum des Valenzbandes, so spricht man von **direkten Halbleitern**. Sobald die einfallenden Photonen genug Energie haben, damit die Elektronen die Bandlücke überqueren können (also $E_\gamma = E_g$), springen die Elektronen in das Leitungsband.

Passiert es aber, dass das Maximum und das Minimum nicht direkt untereinander liegen, so muss das Elektron zusätzlich Impuls aufnehmen bzw. abgeben. Jetzt spricht man von **indirekten Halbleitern**.

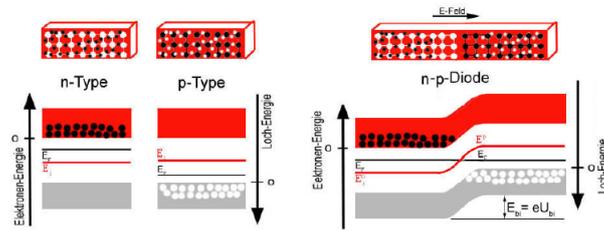


Abbildung 3: p-n-Diode

2.5 Dotierte Halbleiter

Um einen Halbleiter zu dotieren, verunreinigt man ihn mit Fremdatomen, die anstatt der vier Valenzelektronen jetzt drei oder fünf haben. Dadurch wird in das Kristallgitter entweder ein Elektron mehr eingebracht (Donator \rightarrow n-Typ) oder ein Loch hinzugefügt (Akzeptor \rightarrow p-Typ). Durch diesen Vorgang wurde die spezifische Leitfähigkeit σ des Materials erhöht. Wenn die Leitfähigkeit des Materials vom Dotierstoff bestimmt und nicht von seinen eigenen Atomen, so spricht man von einem **extrinsischen Halbleiter**.

Eine der wohl bekanntesten Anwendungen dieses Vorgangs ist die **p-n-Diode**. Hier wird ein n-Typ Halbleiter direkt neben einem p-Typ angebracht. Dadurch können die freien Elektronen und Löcher der beiden Materialien, die nahe an der Übertrittsfläche sind, diffundieren und sich gegenseitig auslöschen. Dieser Bereich ist nun frei von Ladungsträgern und wird entsprechend *Verarmungszone* genannt. Auf den Randseiten bleiben die ionisierten Atomrümpfe zurück, wodurch sich im Übergangsbereich ein elektrisches Feld ausbildet, es entsteht das so genannte Kontaktpotential U_{bi} . Wird nun eine Spannung an den beiden Enden der Diode angelegt, die die Verarmungszone im Inneren vergrößert, so spricht man von der *Sperrrichtung*. Dreht man die Polung der angelegten Spannung um, so spricht man von der *Durchlassrichtung*.

2.6 Halbleiterdetektoren

Eine der möglichen Anwendungsgebiete von Halbleitern ist die Detektion von ionisierender Strahlung. Dafür ist der verwendet man eine p-n-Diode, die von einer Gleichspannung durchzogen wird, die in Sperrrichtung eingestellt ist. Die Spannung ist so eingestellt, dass im Inneren der Diode keinerlei Strom fließt. Trifft nun die zu untersuchende Strahlung in der Verarmungszone der Diode auf so regt sie bei passender Energie die Elektronen im Valenzband an und diese springen dadurch in das Leitungsband, wo sie als Stromfluss messbar sind. Die Stärke des Flusses ist abhängig von der deponierten Energie und damit zur Energie des eingetroffenen Photons.

Hier gibt es zwei Möglichkeiten, wie das Photon seine Energie an ein Elek-

tron übertragen kann.

- **Photoeffekt:**

Beim Photoeffekt überträgt das eintreffende Photon seine gesamte Energie an das Elektron. Ist diese hoch genug, um die Bindungsenergie des Elektrons zu übersteigen, so wird das Elektron aus dem Material ausgelöst und ist frei.

- **Comptoneffekt:**

Wird das einfallende Photon an einem Elektron gestreut, so kann es dabei auch nur einen Teil seiner Energie abgeben. Der Anteil der übertragenen Energie ist hierbei abhängig vom Streuwinkel und ist maximal bei 180° .

3 Teil 1: Vermessung der Bandlücke

3.1 Versuchsaufbau



Abbildung 4: Versuchsaufbau zur Vermessung der Bandlücke

Der Versuchsaufbau befindet sich auf einer V-förmigen optischen Bank. Mithilfe einer gewöhnlichen Lampe, die am einen Ende der Bank befestigt ist, werden Photonen ausgesendet. Der Lichtstrahl wird mithilfe einer Linse gebündelt und auf ein Gitter gestrahlt, das im Verbindungspunkt der beiden Träger montiert ist. An diesem wird das Licht reflektiert und durch Beugung der Wellenlänge nach aufgespalten.

Am Ende des anderen Arms befinden sich eine Blende, durch die die Wellenlänge des Lichtes schärfer begrenzt werden kann, ein Filter, durch den Beugungseffekte höherer Ordnung herausgefiltert werden können und zwei Detektoren.

Der erste Detektor ist die zu untersuchende Halbleiterprobe. Es stehen Silizium- und Germaniumhalbleiter zur Verfügung. An der Probe wird eine Spannung angelegt und der fließende Strom gemessen. Je nach Halbleiter werden unterschiedliche Gitter verwendet, damit die Photonen die die kritische Energie zum Überbrücken der Bandlücke haben unter einem Winkel von ca. 40° auf den Detektor fallen.

Der zweite Detektor ist ein Pyrodetektor, der hinter dem Halbleiterdetektor angebracht ist. Der Pyrodetektor besteht aus einem Plattenkondensator, in dem ein Lithium-Tantalat-Plättchen als Dielektrikum eingebracht ist. Die Dielektrizität von Lithium-Tantalat ändert sich mit der Intensität des einfallenden Lichtes. Durch einen vor der Lampe installierten Rotor fällt das Licht in Pulsweise auf den Pyrodetektor, wodurch sich die Dielektrizität und damit auch die am Kondensator anliegende Spannung periodisch ändert. Aus dieser Änderung kann die Intensität des durch die Lampe zusätzlich einfal-

lenden Lichtes berechnet werden.

Der Vorteil eines Pyrodetektors ist, dass die Messung relativ unabhängig von Streulicht und nicht Wellenlängen-, sondern nur Intensitätsabhängig ist.

Das Signal des Probenstroms liefert die Absorptionsmessung. Das Signal des Pyrodetektors eine Transmissionsmessung. Beide Messungen werden mithilfe eines Lock in Verstärkers verstärkt, wodurch die Signale, aber nicht das Rauschen verstärkt werden.

3.2 Versuchsdurchführung

Für Silizium und Germanium werden die gleichen Messreihen mit den jeweiligen Filtern und Gittern durchgeführt.

Es wird durch das Messprogramm jeweils die Intensität von Halbleiter- und Pyrodetektor bei verschiedenen Winkeln gemessen. Der gewählte Winkelbereich liegt von -70° bis $+70^\circ$.

Die erste Messreihe ist eine Messung der Strahlungsintensität am Pyrodetektor ohne Halbleiter aber mit Filter. Sie zeigt wie groß die Intensität der Lampe für die verschiedenen Photonenenergien ist, wenn die Strahlen am Detektor ankommen. Die Messwerte des Halbleiterdetektors sind irrelevant, da der Halbleiter sich nicht im Strahlengang befindet.

Für die zweite Messreihe werden die Intensitäten des Halbleiter und des Pyrodetektors gemessen.

Die dritte Messreihe ist eine Untergrundmessung. Sowohl Halbleiter, als auch Pyrodetektor befinden sich im Strahlengang. Allerdings wird mit einem lichtundurchdringlichen Objekt (Geldbeutel) der Strahlengang hinter dem Filter blockiert.

Die vierte Messung dient der Bestimmung der Fehler auf die einzelnen Messwerte. Hierfür wird nacheinander der Winkel jeweils auf ein lokales Maximum der Intensität eingestellt und bei einer festen Winkeleinstellung die Intensität gemessen.

3.3 Auswertung

3.3.1 Photonenenergie

Durch den Winkel kann die Wellenlänge und somit die Energie der Photonen berechnet werden. Diese ist gegeben als

$$E(\phi) = \frac{hc}{2d\sin(\phi)\cos(\psi)} \quad (3)$$

wobei ϕ der Anstellwinkel des Gitters ist. ψ ist der halbe Öffnungswinkel der optischen Bank. d ist die Gitterkonstante, h und c die Planckkonstante und die Lichtgeschwindigkeit.

Diese Rechnung wird von der Messapparatur aber bereits durchgeführt. Es wird mit den gegebenen Werten für die Photonenenergie weitergerechnet.

3.3.2 Bereinigen der Spektren

Die unbearbeiteten detektierten Spektren für Silizium sind in Abbildung 5 zu sehen. Die Fehler wurden dabei über die Standardabweichung der Messwerte der vierten Messung berechnet.

Sie betragen

$$s_{Pyro} = 0,007V \quad (4)$$

$$s_{Sil} = 0,014V \quad (5)$$

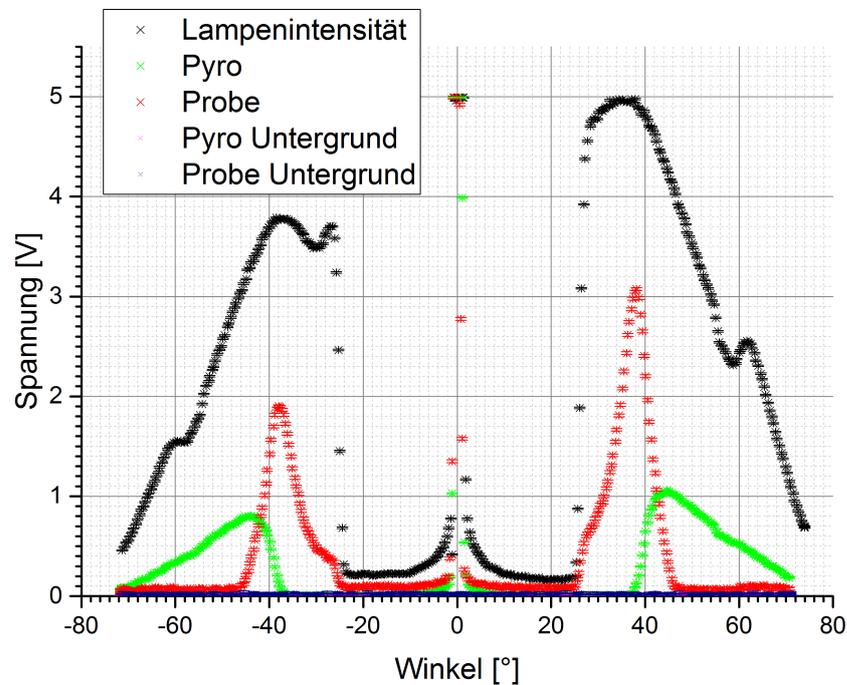


Abbildung 5: Detektierte Spektren mit Silizium-Halbleiter

Für beide Detektoren werden die Spektren mithilfe der Untergrund- und Der Lampenintensitätsmessung bereinigt. Hierfür wird folgende Formel verwendet

$$Trans_{real} = \frac{Trans - Untergr_{Trans}}{Lampe_{Trans}} \quad (6)$$

$$Abs_{real} = \frac{Abs - Untergr_{Abs}}{Lampe_{Trans}} \quad (7)$$

Damit entsprechen diese Werte den Anteilen des tatsächlich die Detektoren über den Strahlengang erreichenden Lichtes. Die beiden Verläufe sind in Abbildung 6 zu sehen.

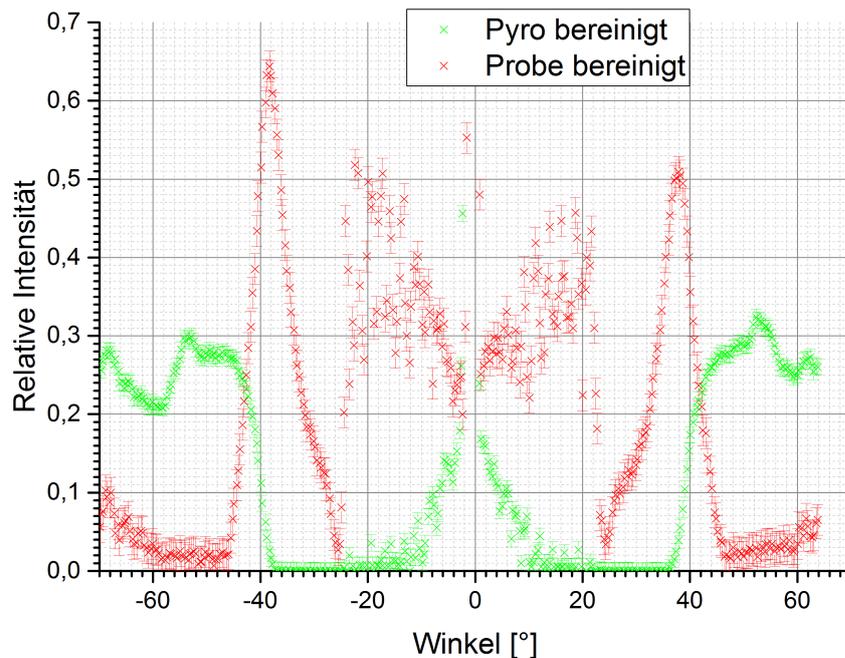


Abbildung 6: Korrigierte Anteile der Intensitäten, die am Silizium-Halbleiter und Pyrodetektor abfallen.

3.3.3 Bandlückenenergie

Zur Bestimmung der Bandlücke wird die Annahme zu Hilfe gezogen, dass die Bandlückenenergie genau die Energie ist, bei der die Transmission eines Photons genau so wahrscheinlich ist wie seine Absorption.

Daher wird für beide Intensitätsverläufe eine lineare Regression durchgeführt. Diese ist ebenfalls in Abbildung 6 zu sehen. Die bestimmten Fitparameter sind in Tabelle 1 zu sehen. a ist die Steigung der Geraden, y_0 der y-Achsenabschnitt.

Diese Geraden werden mit einer Horizontalen durch das Maximum (Transmission, $\text{Max} = 0,324$), bzw. das Minimum (Absorption, $\text{Min} = 0,017$) geschnitten und die jeweilige Photonenenergie am Schnittpunkt abgelesen. Der Mittelwert der beiden Energien ist die Bandlückenenergie. Die Abgelesenen

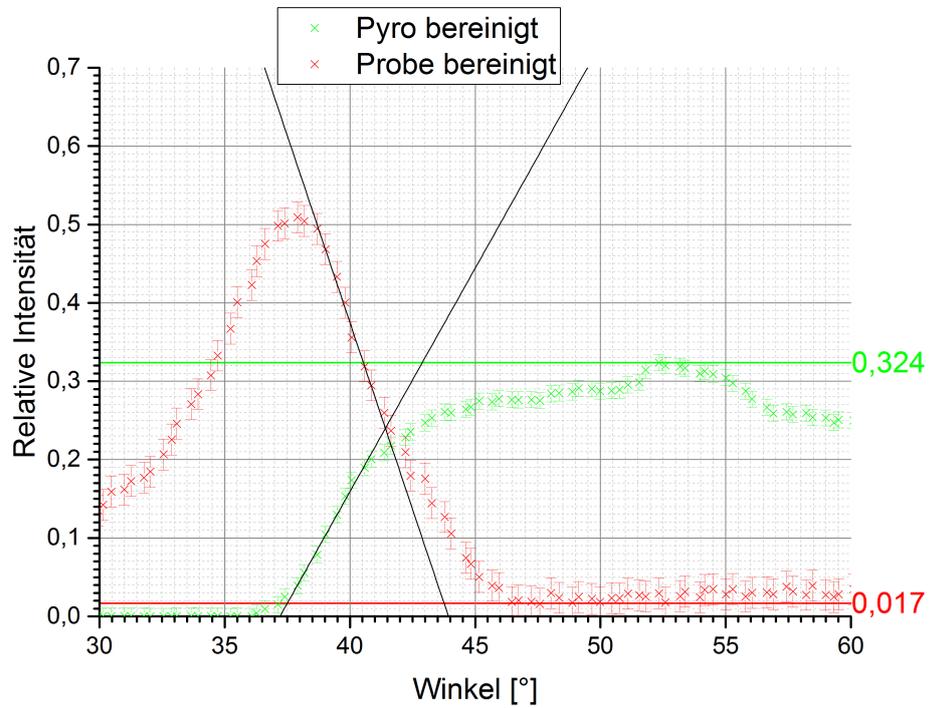


Abbildung 7: Lineare Regressionen und abgelesene Maxima / Minima von Silizium

Absorbtion				Transmission			
a	s_a	y_0	s_{y_0}	a	s_a	y_0	s_{y_0}
-0,095	0,004	4,19	0,16	0,0570	0,0020	-2,12	0,08

Tabelle 1: Mit Origin berechnete Fit Parameter für Silizium

Werte sind in Tabelle 2 zu sehen

Energie	Winkel / °
P_{abs}	$43,7 \pm 1,3$
P_{trans}	$42,8 \pm 1,3$
\bar{P}	$43,25 \pm 0,9$

Tabelle 2: Photonenenergien P in Grad an den Schnittpunkten und Bandlückenenergie \bar{P} für Silizium

Die Fehler auf die Schnittpunkte wurden anhand der Fehler in Tabelle 1 abgeschätzt.

Das Entspricht nach Gleichung 3 einer Bandlückenenergie von

$$\boxed{\text{Silizium: } E_P = (1,09 \pm 0,02) \text{ keV}} \quad (8)$$

Die Auswertung für Germanium erfolgt analog.

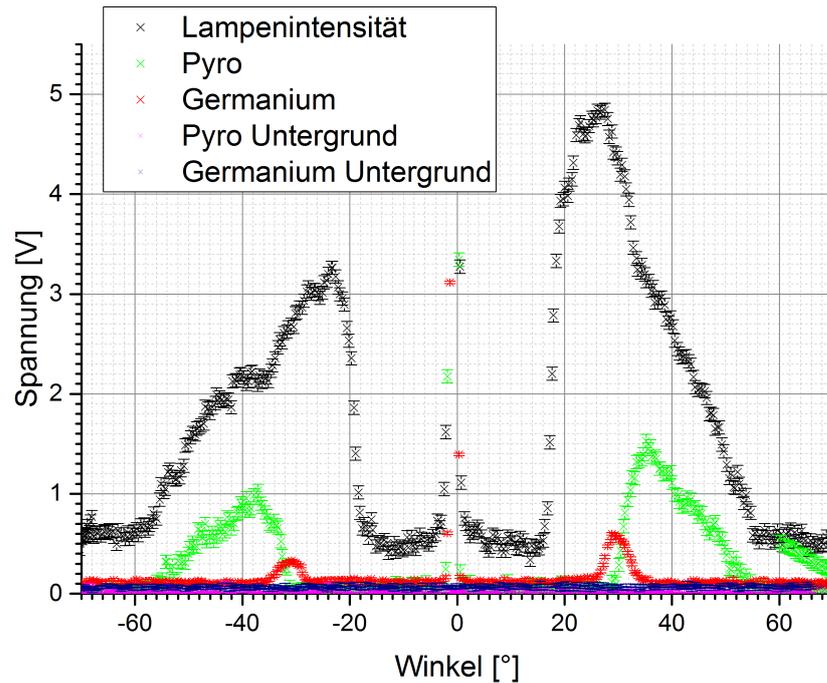


Abbildung 8: Detektierte Spektren mit Germanium-Halbleiter

Absorbtion				Transmission			
a	s_a	y_0	s_{y_0}	a	s_a	y_0	s_{y_0}
-0,0280	0,0012	0,97	0,04	0,077	0,002	-2,25	0,07

Tabelle 3: Mit Origin berechnete Fit Parameter für Germanium

Der in Tabelle 4 berechnete Winkel entspricht nach Gleichung 3 einer Bandlückenenergie von

$$\boxed{\text{Germanium: } E_P = (0,66 \pm 0,02) \text{ keV}} \quad (9)$$

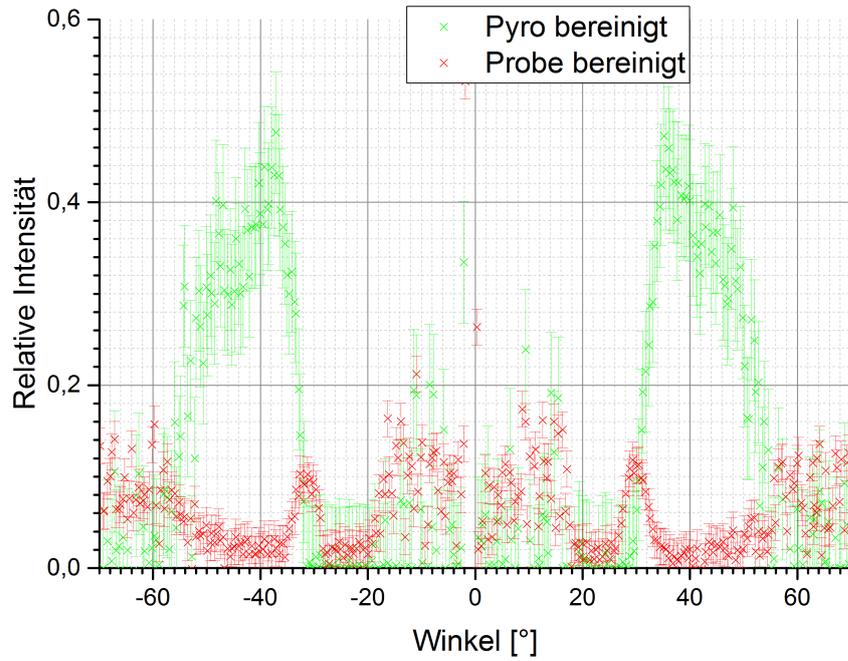


Abbildung 9: Korrigierte Anteile der Intensitäten, die am Germanium-Halbleiter und Pyrodetektor abfallen.

Energie	Wert
P_{abs}	$34,6 \pm 1,3$
P_{trans}	$35,1 \pm 1,3$
\bar{P}	$34,6 \pm 0,9$

Tabelle 4: Photonenergien P an den Schnittpunkten und Bandlückenenergie \bar{P} für Germanium

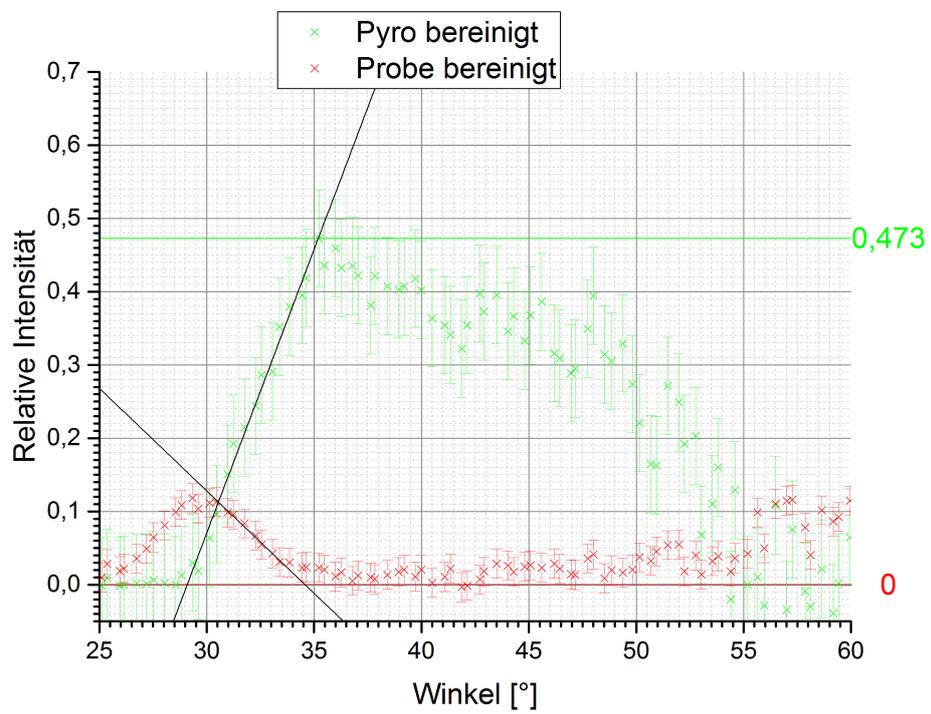


Abbildung 10: Lineare Regressionen und abgelesene Maxima / Minima von Silizium

3.4 Diskussion

Für Silizium und Germanium konnten folgende Bandlückenenergien bestimmt werden:

$$\text{Silizium: } E_P = (1,09 \pm 0,02) \text{ keV} \quad (10)$$

$$\text{Germanium: } E_P = (0,66 \pm 0,02) \text{ keV} \quad (11)$$

Die Literaturwerte für die Bandlücken sind Temperaturabhängig. Mit steigender Temperatur sinkt auch die Bandlückenenergie, da die Elektronen durch ihre thermische Bewegung leichter ins Leitungsband übergehen können.

Folgende Referenzwerte gelten für 300K (Raumtemperatur)[3]

$$\text{Silizium: } E_P = 1,12 \text{ keV} \quad (12)$$

$$\text{Germanium: } E_P = 0,67 \text{ keV} \quad (13)$$

Die im Experiment ermittelten Werte liegen also innerhalb einer Standardabweichung.

Die gemessenen Intensitäten mussten zu Beginn stark verstärkt werden um verwertbare Signale zu erreichen. Um dem Entgegenzusteuern wurde die Blende auf eine Weite von 2 cm geöffnet. Dadurch wurden die Intensitäten größer. Das lag vermutlich an einer nicht perfekten Justage des Strahlengangs. Eine Öffnung der Blende hat auch einen breiteren Ausschnitt aus dem Wellenlängenspektrum, das auf die Detektoren fällt zur Folge. Gleichung 3 beschreibt den idealisierten Fall für eine Blendenweite gegen Null. Die Unsicherheit auf die Photonenenergie steigt daher mit der Blendenweite. Auch wenn diese nicht in die Rechnung mit eingeht, vergrößert sie durchaus die Streuung der Messwerte.

Das liegt vor allem auch daran, dass der Versuchsaufbau nicht für voreingestellte Winkel sondern für voreingestellte Zeitintervalle bei konstanter Winkelgeschwindigkeit Messwerte aufnimmt. Daher werden beim bereinigen der Spektren mitunter Intensitäten bei leicht verschiedene Winkeln verglichen. Durch eine weit geöffnete Blende verstärkt sich der Einfluss dieser ungenauigkeit beim Einstellen, da die Intensitäten sehr sprunghaft ansteigen können, wie Abbildung 5 und 8 zeigen.

Durch all die oben genannten Punkte wird die Streuung erhöht, was aber trotzdem zu keinen übermäßig großen relativen Fehlern führt. (Silizium 1,8%, Germanium 3%)

4 Teil 2: Das Haynes und Shockley Experiment

4.1 Versuchsaufbau



Abbildung 11: Versuchsaufbau des Hanley und Shockley Experiments²

In diesem Versuchsteil wird eine Geraniumprobe ($40 \times 40 \times 30\text{mm}^3$, p-dotiert) verwendet, an die eine variable Spannung angelegt wird. Um zu verhindern, dass sich das Material stark erhitzt und somit die Ergebnisse verfälscht, ist die Spannung mit 30 Hz gepulst. Mit Hilfe eines Lichtleitkabels wird ein Laserpuls, dessen Photonenenergie größer als die Bandlückenenergie ist, direkt auf die Oberfläche des Geraniums geführt, wodurch eine konzentrierte Ladungsträgerwolke entsteht. Diese wandert aufgrund der angelegten Spannung durch das Material und kann schließlich am Oszilloskop ausgelesen werden. Damit das Signal der Ladungsträgerwolke nicht von der deutlich größeren Treiberspannung überlagert wird, liegt das von der Treiberspannung subtrahierte Signal *ShiftedOutput* am Oszilloskop an.

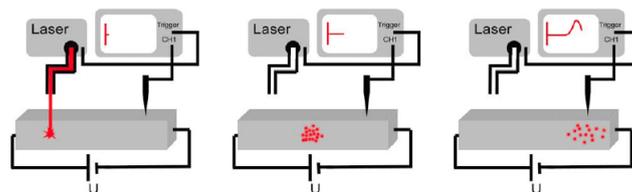


Abbildung 12: Schematischer Versuchsaufbau

4.2 Versuchsdurchführung

Zu Beginn des Versuches werden die Nadel des Oszilloskops und der Laser richtig eingestellt und außerdem überprüft, dass die Spannung richtig anliegt, da die Elektronenwolke sonst in die falsche Richtung beschleunigt werden würde. Im Folgenden sollen nun zwei Messreihen aufgenommen werden.

- Zum einen soll bei einer konstanten Spannung von ca 50V der Abstand zwischen Laser und Spannungstaster variiert werden. Dabei soll zwischen 2 und 10mm verändert werden, was mit Hilfe einer Schieblehre abgemessen werden kann.
- Zum anderen soll der Abstand zwischen Nadel und Laser konstant gehalten werden und die angelegte Spannung variiert werden. Dieses Mal wird zwischen 20 und 50V verändert.

4.3 Auswertung

4.3.1 Variation des Abstands

In der ersten Messreihe wird der Abstand zwischen der Nadel und dem Laser variiert werden. Dabei liegt eine konstante Spannung von $U = (-49,6 \pm 0,2)V$ an. Folgende Abstände werden vermessen:

Messung	Abstand in [mm]
1	1,99
2	2,13
3	2,58
4	3,58
5	4,40
6	5,45
7	5,88
8	7,46
9	8,16

Tabelle 5: Abstandsmessung

Für die weitere Auswertung wird außerdem das elektrische Feld benötigt, das sich aus der angelegten Spannung und dem Abstand des Halbleiters ergibt, der mit $d = (30 \pm 0,2)\text{mm}$ gemessen wurde.

$$E = \frac{U}{d} = -1653,33 \frac{\text{V}}{\text{m}} \quad (14)$$

mit

$$s_E = \sqrt{\left(\frac{1}{d} \cdot s_U\right)^2 + \left(-\frac{U}{d^2} \cdot s_d\right)^2} = 12,88 \quad (15)$$

Damit folgt

$$E = (-1653 \pm 13) \frac{\text{V}}{\text{m}}. \quad (16)$$

In der Messreihe erhalten wir Peaks für neun verschiedene Messwerte. In Bild 13 kann man erkennen, dass der Peak nach rechts wandert und dabei zerläuft.

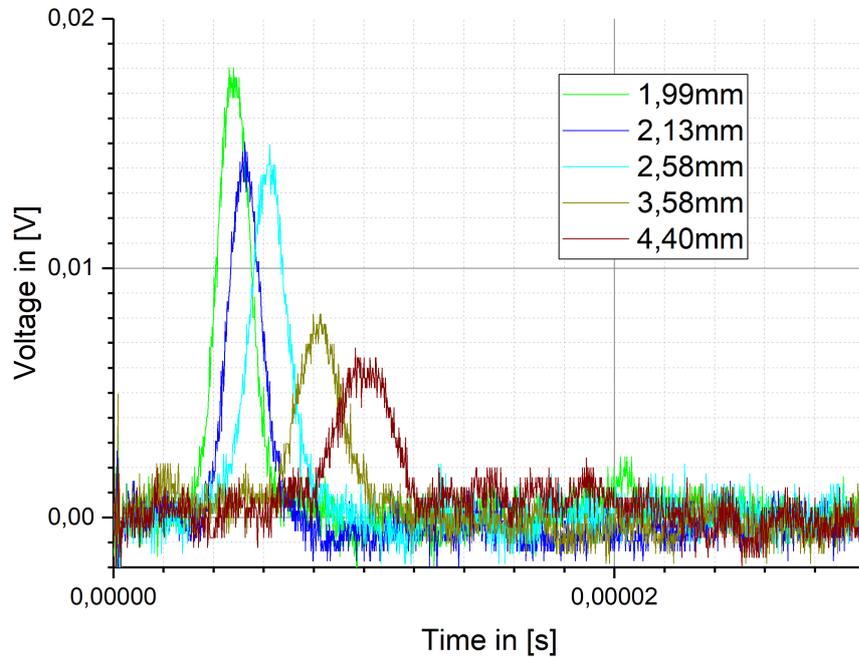


Abbildung 13: Verlauf des Peaks bei verschiedenen Abständen

Nun wird an jede der Messreihen eine Gauß-Kurve angefitet, mit Hilfe von OriginPro. Dies ist allerdings nur für die ersten fünf Messwerte möglich, anschließend ist das Signal nicht ausgeprägt genug und OriginPro kann keine Gaußkurve anfiten.

$$f(x, A, x_c, w) = y_0 + A \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}w} \cdot e^{-\frac{(x-x_c)^2}{2w^2}} \quad (17)$$

Exemplarisch ist in Abbildung 14 der Fit für die erste Messung gezeigt. Alle anderen Fitfunktionen finden sich im Anhang.

Um die Beweglichkeit der Ladungsträger μ zu ermitteln werden die gemessenen Abstände über die Mittelwerte der gefundenen Gaußfits aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 15 zu sehen. Mit einem Linearen Fit wird die Steigung und damit die Geschwindigkeit v der Ladungsträger gefunden. Man findet:

$$v = (0,472 \pm 0,007) \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}} \quad (18)$$

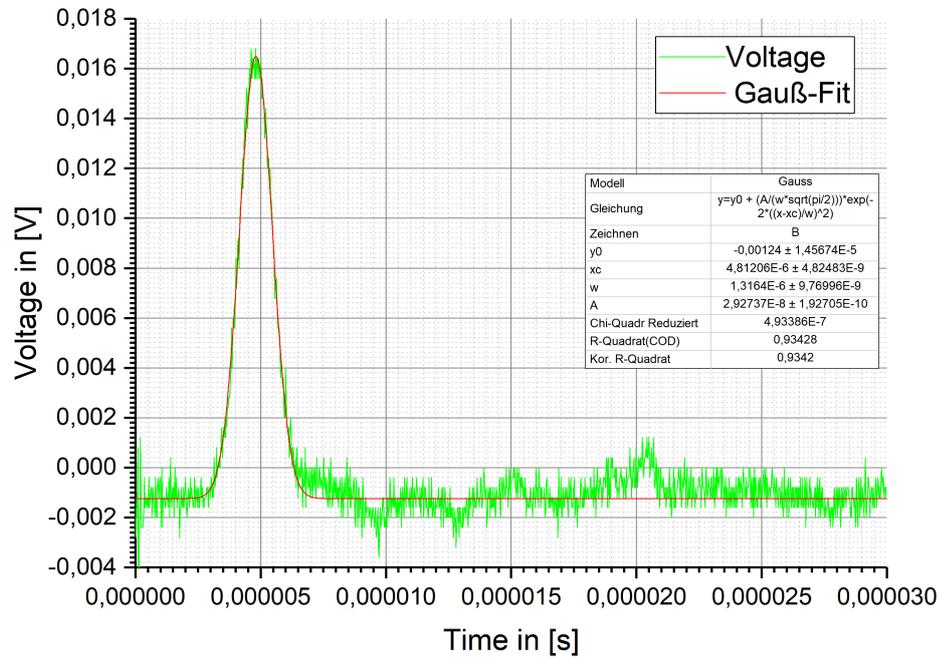


Abbildung 14: Erste Messung bei einem Abstand von 1,99mm

Für die gesuchte Beweglichkeit der Ladungsträger gilt

$$\mu = \frac{v}{E} \quad (19)$$

wodurch man folgendes Ergebnis erhält:

$$\mu = -2855,41 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad (20)$$

$$s_\mu = \mu \sqrt{\left(\frac{s_v}{v}\right)^2 + \left(\frac{s_E}{E}\right)^2} = -47,93 \quad (21)$$

$$\mu = (-2855 \pm 48) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad (22)$$

In der Versuchsanleitung 2 findet sich die Formel zur Berechnung der Lebensdauer

$$A = C \cdot e^{t/\tau} \rightarrow \ln(A) = \ln(C) - \frac{t}{\tau} \quad (23)$$

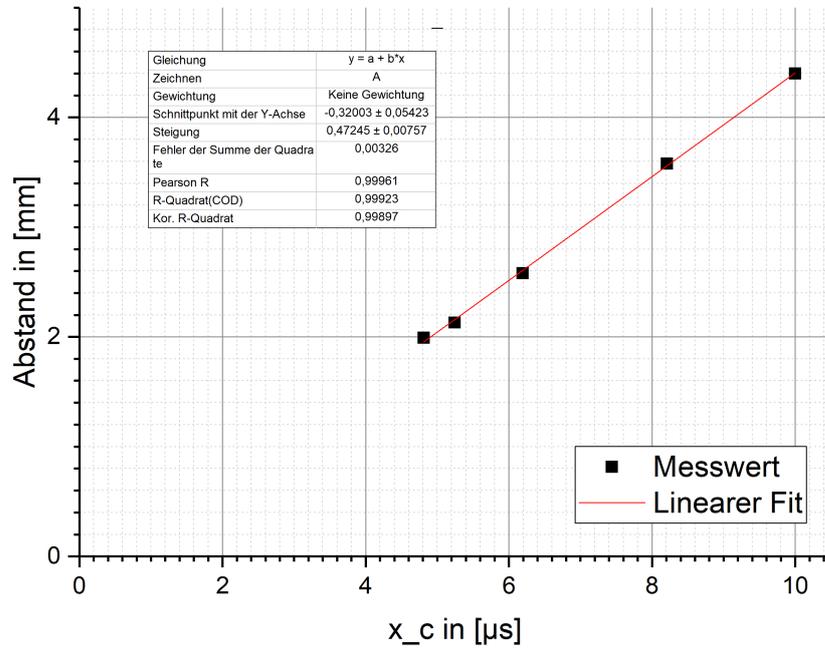


Abbildung 15: Ladungsträgerbeweglichkeit μ

Deswegen wird nun der Logarithmus von A über t aufgetragen, um anschließend mit Hilfe der Steigung von $-\frac{1}{\tau}$ die Lebensdauer zu bestimmen.

Man erhält eine Steigung von

$$m = (-0,097 \pm 0,03) \frac{1}{\mu s}. \quad (24)$$

Der Fehler berechnet sich durch

$$s_{\tau} = \frac{s_m}{m^2} = 3,1 \quad (25)$$

wodurch man ein Endergebnis für die Lebensdauer von

$$\tau = (10,3 \pm 3,1) \mu s \quad (26)$$

Als letztes wird die Diffusionskonstante D kalkuliert. Wieder findet man in der Versuchsanleitung die benötigte Formel:

$$\sigma_x(t)^2 = 2Dt \quad (27)$$

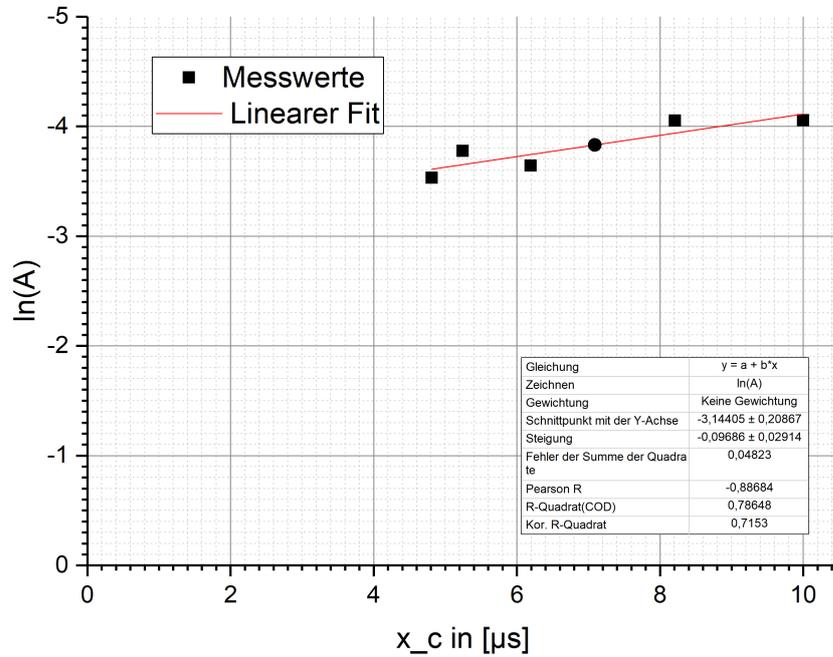


Abbildung 16: Bestimmung der Lebensdauer

Weil die verschiedenen Gaußkurven mit Hilfe des Oszilloskops nur in ihrem zeitlichen Verlauf aufgenommen wurden, wird die Standardabweichung bestimmt durch

$$\sigma_x(t) = v \cdot \omega \quad (28)$$

mit einer Fehlerrechnung von

$$s_{\sigma_x(t)^2} = 2 \cdot \sigma_x(t) \cdot s_{\sigma_x(t)} \quad (29)$$

Nun wird $\sigma_x(t)^2$ ebenfalls über x_c aufgetragen um erneut die Steigung zu ermitteln. Man erhält

$$m = (0,15 \pm 0,02) \quad (30)$$

Die gesuchte Diffusionskonstante ist nun die Hälfte der Steigung m

$$D = (750 \pm 10) \frac{cm^2}{s} \quad (31)$$

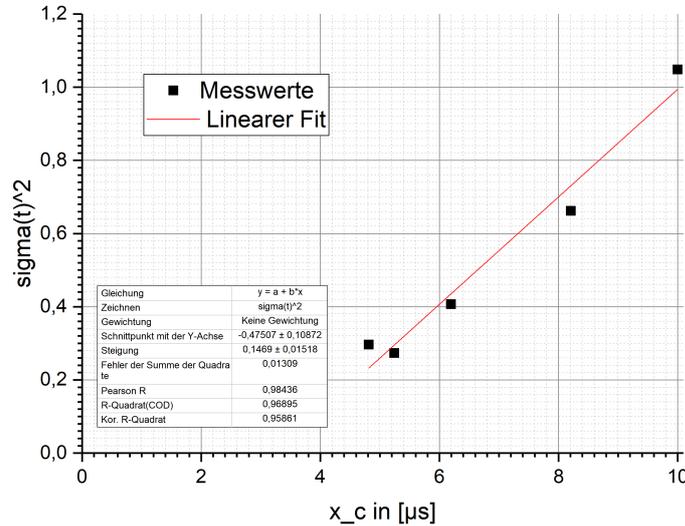


Abbildung 17: Fit für die Diffusionskonstante

4.3.2 Variation der Spannung

In dieser Messreihe wird nun die anliegende Spannung variiert und der Abstand zwischen Nadel und Laser konstant bei $d = 1,99\text{mm}$ gehalten. Durch die Änderung der Spannung ändert sich dieses Mal auch das elektrische Feld und muss für jeden Messwert neu kalkuliert werden (analog zum ersten Teil). Hier wurde der Fehler des elektrischen Feldes wieder mit

Messung	U in [V]	s_U	E in [V/m]	s_E
1	-23,2	0,2	-773,3	8,4
2	-28,0	0,2	-933,3	9,1
3	-32,3	0,2	-1076,3	9,8
4	-36,8	0,2	-1226,6	10,5
5	-42,4	0,2	-1413,3	11,4
6	-47,2	0,2	-1573,3	12,4
7	-49,6	0,2	-1653,3	12,9
8	-49,6	0,2	-1653,3	12,9
9	-49,6	0,2	-1653,3	12,9
10	-49,6	0,2	-1653,3	12,9

Tabelle 6: Messwerte bei veränderter Spannung

$$s_E = E \cdot \sqrt{\left(\frac{s_U}{U}\right)^2 + \left(\frac{s_d}{d}\right)^2} \quad (32)$$

Auch bei dieser Messreihe sieht man den erwarteten Verlauf der Peaks nach rechts und das Zerlaufen deutlich. Siehe dazu auch Abbildung 18.

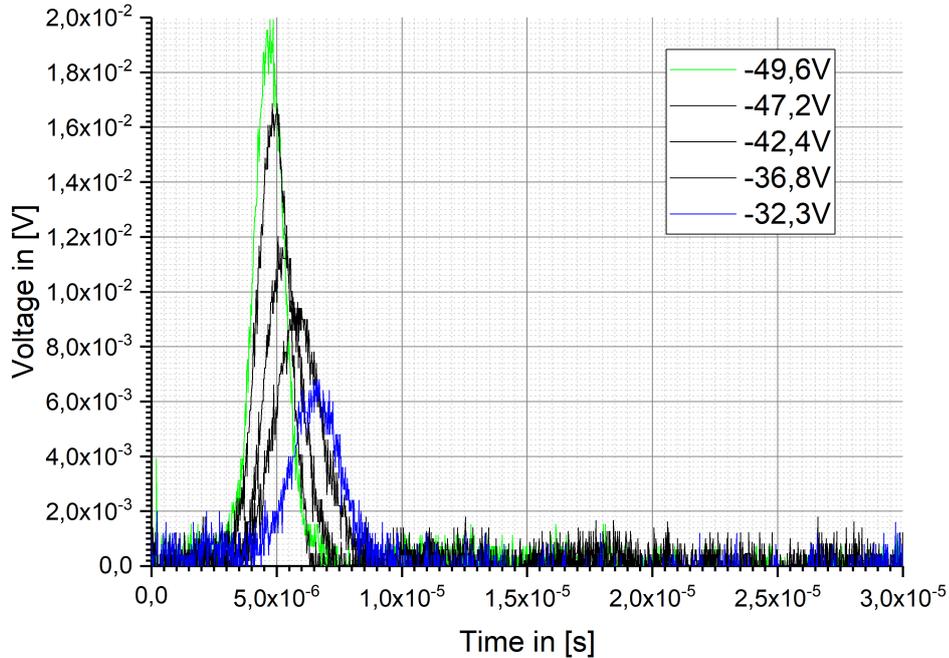


Abbildung 18: Peakverlauf bei Änderung der angelegten Spannung

Wieder wurde an jede einzelne Kurve eine Gaußkurve gefittet. Für die ersten beiden Messwerte bei $U = -23,2\text{V}$ und $U = 28,0\text{V}$ war der Kurvenverlauf erneut nicht ausgeprägt genug um den Fit durchzuführen. Für alle weiteren Kurven finden sich die Fits im Anhang.

Um die Ladungsträgerbeweglichkeit μ zu ermitteln wird dieses mal

$$v = \frac{\Delta x}{x_c} = \mu \cdot E \quad (33)$$

verwendet. Anschließend wird die Geschwindigkeit über der Energie aufgetragen und mit einem Linearen Fit die Steigung ermittelt (siehe Abbildung 19). Der Lineare Fit liefert eine Steigung von

$$m = (0,197 \pm 0,005) \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}} \quad (34)$$

und man erhält für die Ladungsträgerbeweglichkeit

$$\mu = (1970 \pm 50) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad (35)$$

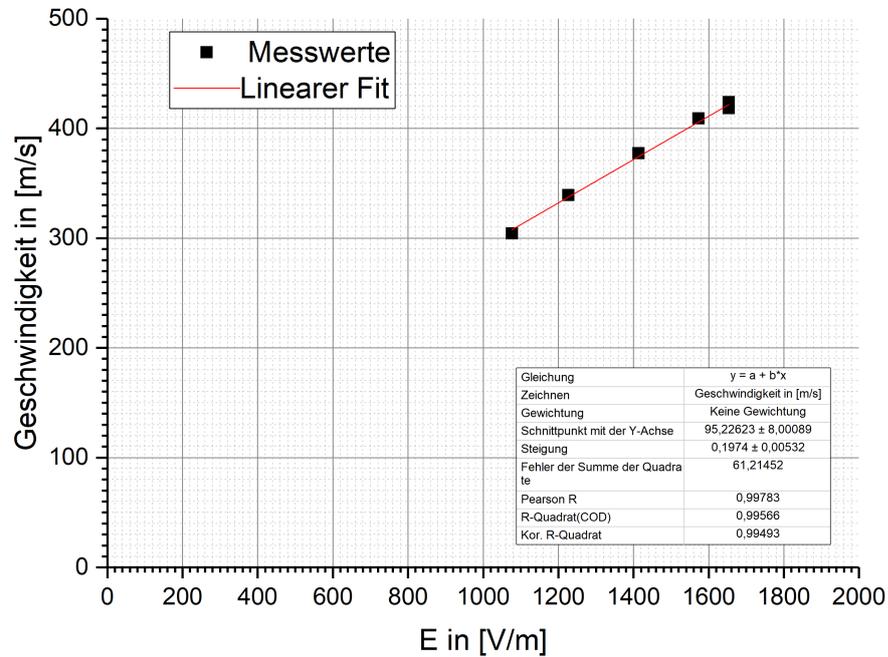


Abbildung 19: Ladungsträgerbeweglichkeit

Um nun die Lebensdauer zu bestimmen geht man analog vor wie in der ersten Messreihe. Man kann eine Steigung von

$$m = (-0,34 \pm 0,04) \frac{1}{\mu s} \quad (36)$$

ablesen. Mit $\tau = -\frac{1}{m}$ erhält man nun die gesuchte Lebensdauer. Der Fehler berechnet sich durch $s_\tau = \frac{s_m}{m^2}$. Damit erhält man schließlich

$$\tau = (2,9 \pm 0,3) \mu s \quad (37)$$

Auch bei der Ermittlung der Diffusionskonstante D wird analog vorgegangen, mit dem Unterschied, dass die Geschwindigkeiten nun von Messwert zu Messwert verschieden sind. Für die Steigung wird

$$m = (0,069 \pm 0,014) \quad (38)$$

ermittelt, was zu einer Diffusionskonstante von

$$D = (345 \pm 70) \frac{cm^2}{s} \quad (39)$$

führt.

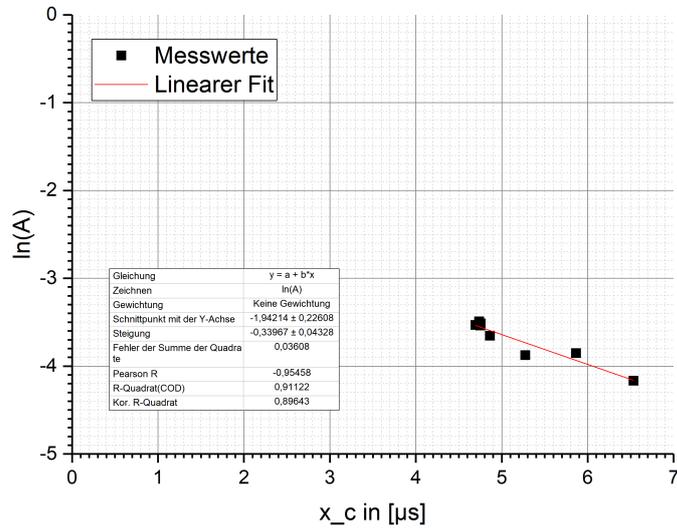


Abbildung 20: Bestimmung der Lebensdauer

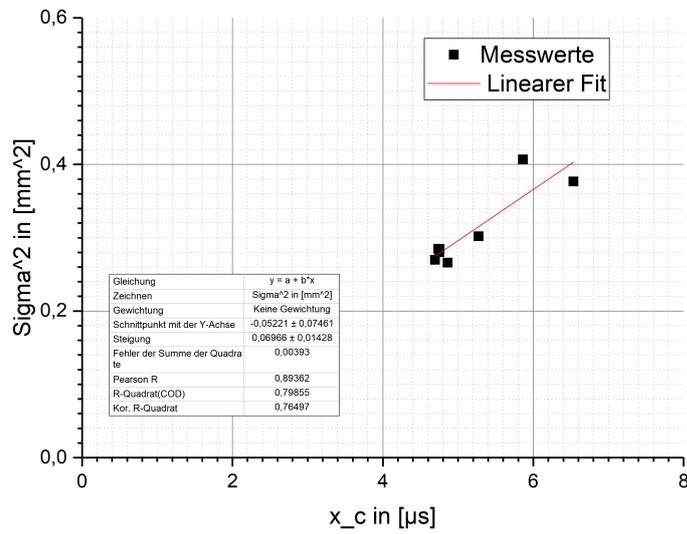


Abbildung 21: Diffusionskonstante

4.4 Diskussion

In diesem Teil des Versuches wurde versucht, die Ladungsträgerbeweglichkeit, die Lebensdauer und die Diffusionskonstante für den Halbleiter zu bestimmen. Einmal durch Variation der angelegten Spannung und einmal durch Variation des Abstandes des Lasers und der Nadel, also durch Variation des Weges, der von der Elektronenwolke durchlaufen wird. Die Ergebnisse sind in Tabelle ?? zusammengetragen. Hierbei steht L für die Ladungsträgerbeweglichkeit, τ für die Lebensdauer und D für die Diffusionskonstante

Messung	L in $[\frac{cm^2}{Vs}]$	τ in $[\mu s]$	D in $[\frac{cm^2}{s}]$
Variation des Abstands	-2855 ± 48	$10,3 \pm 3,1$	750 ± 10
Variation der Spannung	1970 ± 50	$2,9 \pm 0,3$	345 ± 70
Literaturwerte	3900	101	45 ± 2

Tabelle 7: Ergebnisse

Die ermittelten Werte für die Ladungsträgerbeweglichkeit sind kleiner als der in der Versuchsanleitung angegebene Wert. Die beiden Ergebnisse für die Lebensdauer liegen zwar in einem ähnlichen Bereich, jedoch ist die Lebensdauer aus der Messreihe mit Abstandsvariation fast dreimal so groß wie die Lebensdauer die durch die Spannungsvariation herausgefunden wurde. Sie sind außerdem ebenfalls deutlich kleiner als der angegebene Literaturwert. Das ist dadurch erklärbar, dass die Elektronen sehr nahe an der Oberfläche dotiert werden, wo die Lebensdauer aufgrund von Gitterdefekten sehr stark variieren kann.

Die Diffusionskonstanten liegen leider beide sehr weit vom eigentlich erwarteten Wert weg. Grund dafür kann auch sein, dass der Versuchsaufbau nicht mehr der neueste ist und es dadurch zu fehlerhaften Aufnahmen kommen kann. Ein weiterer Grund für fehlerhafte Messungen kann sein, dass während der Aufnahme der Werte das Fenster geöffnet wurde um frische Luft herein zu lassen. Dabei kann es zu Temperaturschwankungen gekommen sein, die die Messwerte veränderten. Auch wenn extra gepulste Spannung angelegt wurde, um ein unnötiges Erhitzen der Probe zu verhindern, kann es durch die längere Inbetriebnahme des Aufbaus zum Erwärmen der Probe gekommen sein, was die Messwerte verändert.

5 Teil 3: Halbleiterdetektoren

Um nachzuweisen, dass sich Halbleiterdetektoren zur Aufnahme von Emissionsspektren radioaktiver Materialien eignen, wird in diesem Versuchsteil jeweils das Spektrum von ^{57}Co und ^{241}Am mit zwei verschiedenen Detektoren aufgenommen. Dazu wird einmal eine Silizium-Diode verwendet und einmal ein CdTe-Kristall.

Trifft im Versuch also ein Photon auf den Detektor, so gibt es über den Compton- oder den Photoeffekt seine Energie oder Teile davon an den verwendeten Halbleiter ab. Dadurch werden die Elektronen zu quasi-freien Ladungsträgern und können sich im Leitungsband frei bewegen, was als Stromfluss messbar ist. Die Anzahl der freien Ladungsträger und damit auch der Strom ist proportional zur Energie der einfallenden Teilchen. Mit Hilfe des Aufbaus, der in Abbildung 22 dargestellt ist, kann dieses Signal nun in ein Zerfallsspektrum umgewandelt werden. Durch den Vorverstärker wird das

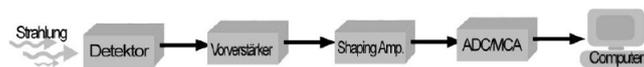


Abbildung 22: Versuchsaufbau

eintreffende Stromsignal linear verstärkt und in ein Spannungssignal umgewandelt, das der Shaping-Amplifier anschließend in ein Signal in Form einer Gauß-Kurve umwandelt. Der Analog-Digital-Converter verwandelt das analoge Signal danach in ein digitales, welches dann vom Multi-Channel-Analyzer unter Berücksichtigung der Amplitude in verschiedenen Kanäle einsortiert wird. Mit dem bereitgestellten Computer kann daraus dann das gesuchte Zerfallsspektrum erstellt werden.

5.1 Versuchsdurchführung

Wie bereits erwähnt, werden während dieses Versuchsteils mit zwei Detektoren zwei verschiedene Proben vermessen. Die jeweiligen Messzeiten sind in Tabelle 8 dargestellt. Zusätzlich wird sowohl für den Silizium-, als auch für den Cadmium Tellurid Detektor eine Untergrundmessung durchgeführt.

5.2 Auswertung

5.2.1 Untergrundmessung

Die Untergrundmessungen für Silizium und CdTe sind in den Abbildungen 23 und 24 dargestellt. Beide Male sind nicht alle Messwerte zu sehen, da zur Darstellung des interessanten Teils des Untergrundes die y-Achse logarithmisch ist. Channel, bei denen kein Count gemessen wurde tauchen daher

Setup	Messzeit t_{mess} / s
Silizium, Cobalt	4254
Silizium, Americium	3600
Silizium, Untergrund	1800
CaTe, Cobalt	3700
CaTe, Americium	3637
CaTe, Untergrund	1855

Tabelle 8: Messzeiten des Halbleiterdetektors

in der Abbildung nicht auf. Es wird deutlich, dass der Einfluss des Unter-

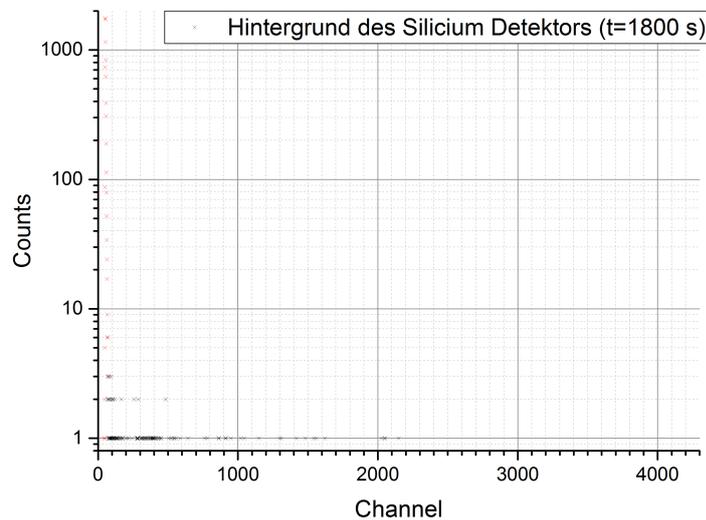


Abbildung 23: Untergrund des Silizium Detektors

grunds N_u bei niedrigen Channeln sehr hoch ist und für höhere Energien / Channel vernachlässigbar wird.

5.2.2 Energiespektren

Um die gemessenen Spektren vom Untergrund zu bereinigen wurde er für jeden Channel mit Gewichtung der Messzeit von den Messwerten N_m abgezogen. Die Messzeit der Hauptmessung ist t_m . Die Messzeit der Untergrundmessung ist t_u .

Als Fehler auf die Counts einer Messung wird aufgrund der zugrundeliegenden Poisson statistik $s_N = \sqrt{N}$ angenommen. Die relativen Fehler der messzeiten sind verglichen mit dem relativen Fehler der Untergrundmessung

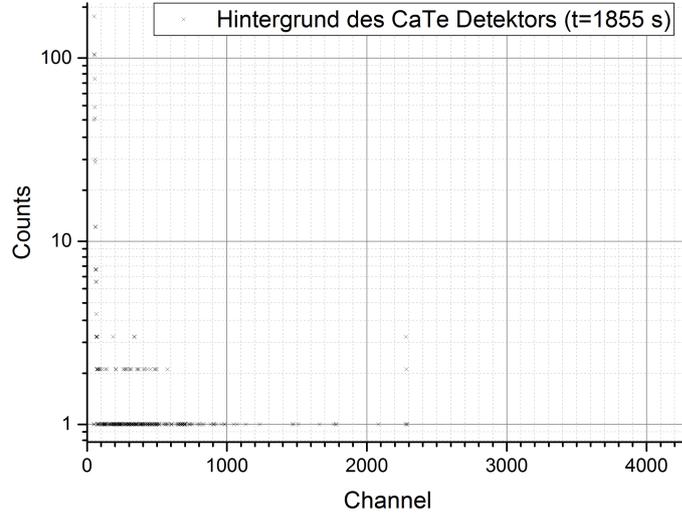


Abbildung 24: Untergrund des CaTe Detektors

vernachlässigbar.

$$N = N_m - N_u \cdot \frac{t_m}{t_u} \quad (40)$$

$$s_N = \sqrt{N_m + N_u \cdot \left(\frac{t_m}{t_u}\right)^2} \quad (41)$$

Die somit bereinigten Spektren sind mit den neuen Fehlern in den Abbildungen 25-28 zu sehen.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Fehler im Bereich des starken Untergrundes deutlich größer werden.

Für die sichtbaren Peaks werden Gaußkurven mit der Gleichung

$$N(x) = A \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_c)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (42)$$

angefittet.

Die berechneten Fitparameter sind in Tabelle 9 zu sehen. $w = 2\sigma$ steht dabei für die Breite der Gaußkurve. Die Nummerierung der Peaks erfolgt von kleinem Channel zu großem Channel. Die Energien stammen aus den Versuchsanleitungen. Da für Am mit dem CaTe Halbleiter der 26,3 keV Peak nicht von dem 33,2 keV Peak unterscheidbar ist und die Wahrscheinlichkeiten der Übergänge gleich groß sind, wird 29,7 keV als Mittelwert verwendet. Mit dem Siliziumdetektor lassen sich zwei verschiedene Peaks erahnen. Die

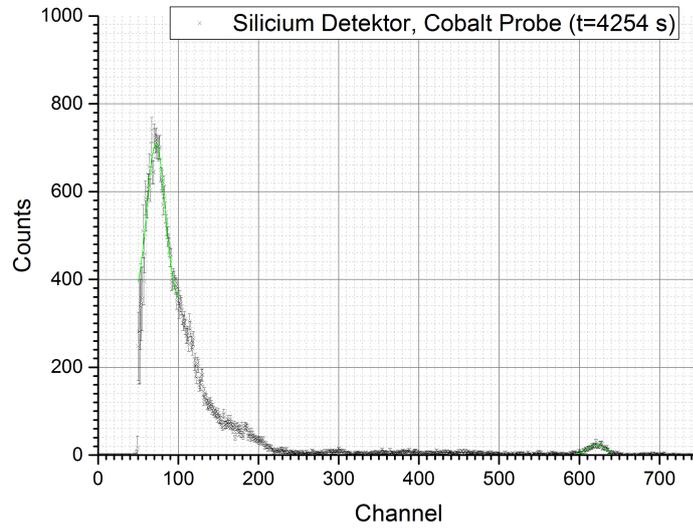


Abbildung 25: Spektrum von Cobalt mit Siliziumdetektor

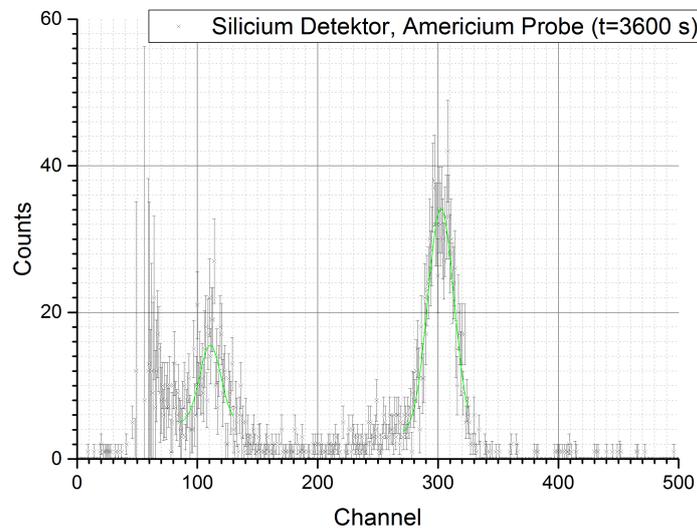


Abbildung 26: Spektrum von Americium mit Siliziumdetektor

Fehler auf den energetisch niedrigeren Peak sind allerdings aufgrund des Untergrunds so groß, dass er als nicht signifikant genug um einen Gaußfit anzubringen betrachtet wird. Trotzdem gibt er aufschluss darüber, dass der

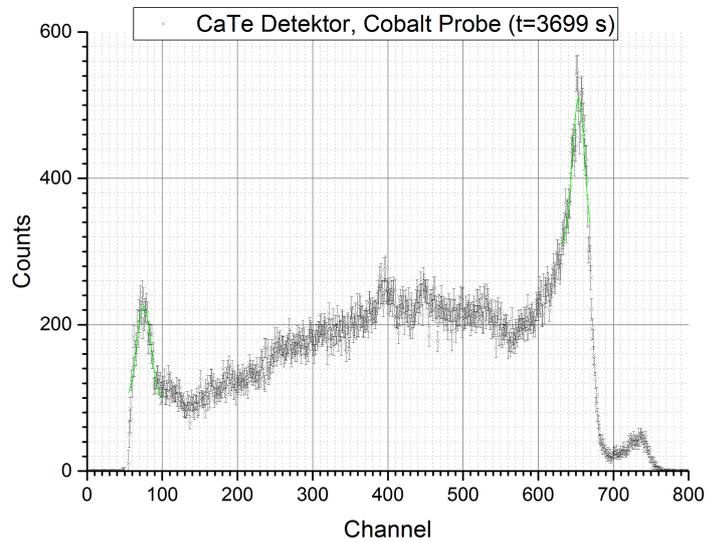


Abbildung 27: Spektrum von Cobalt mit Cadmium Tellurid Detektor

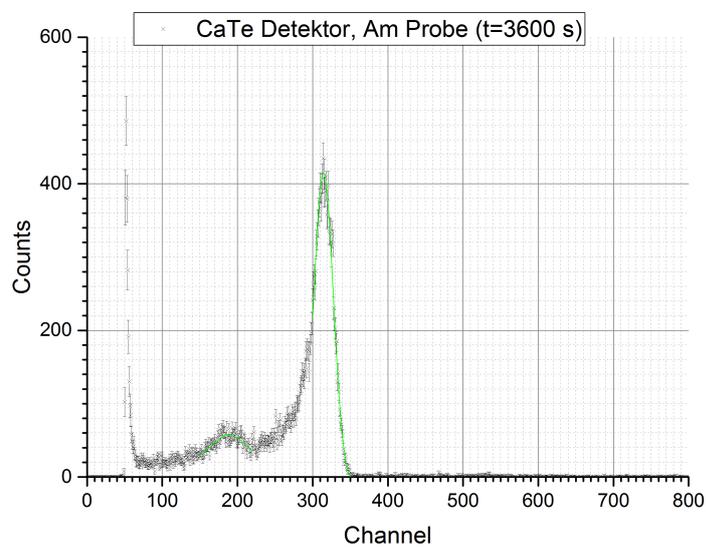


Abbildung 28: Spektrum von Americium mit Cadmium Tellurid Detektor

verwendete Peak vermutlich der 33,2 keV Peak ist. Ein linearer Fit der Energie über die Peak-Position x_c ermöglicht eine Energie Kalibrierung für die beiden Detektoren.

Detektor	Probe	Nr.	x_c	w	A	Energie / keV
Si	Co	1	$72,2 \pm 0,3$	$43,3 \pm 1,6$	36582 ± 1217	14,4
Si	Co	2	$621,5 \pm 0,4$	$20,3 \pm 1,8$	510 ± 66	122,06
Si	Am	1	$110,7 \pm 1,3$	18 ± 5	237 ± 91	33,2
Si	Am	2	$302,5 \pm 0,5$	$21,7 \pm 1,5$	840 ± 70	59,5
CaTe	Co	1	$76,5 \pm 0,6$	$32,9 \pm 1,5$	8691 ± 307	14,4
CaTe	Co	2	$652,3 \pm 0,5$	$38,3 \pm 1,9$	23105 ± 863	122,06
CaTe	Co	3	$730,8 \pm 0,7$	32 ± 2	1782 ± 82	136,5
CaTe	Am	1	$188,5 \pm 1,0$	64 ± 3	4573 ± 177	29,7
CaTe	Am	2	$314,6 \pm 0,2$	$24,6 \pm 0,4$	12995 ± 196	59,5

Tabelle 9: Zusammenfassung der Fitergebnisse

Die Fits sind in Abbildung 29 und 30 zu sehen. Die Fit Ergebnisse sind in Tabelle 10 dargestellt.

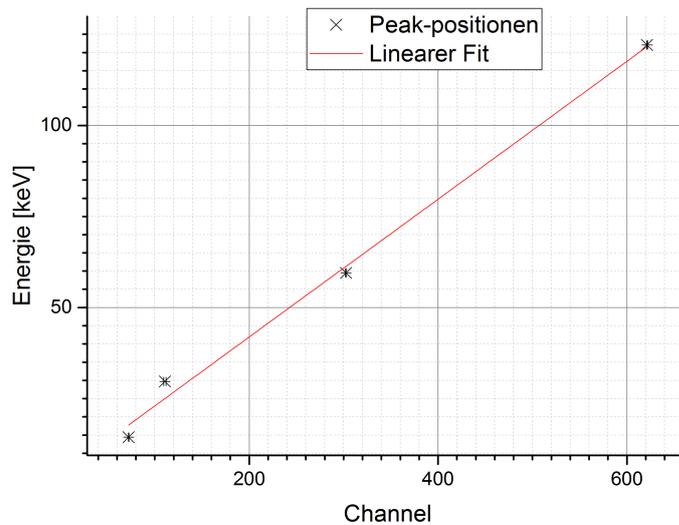


Abbildung 29: Lineare Regression zur Kalibrierung der Energie am Siliziumdetektor

5.2.3 Absorbtionswahrscheinlichkeiten

Es sollen die Absorbtionswahrscheinlichkeiten für Silizium und CdTe bei den Energien (59,9 keV; 122,06 keV und 136,47 keV verglichen werden. Da diese Peaks jedoch nicht immer für beide Detektoren detektiert werden konnten,

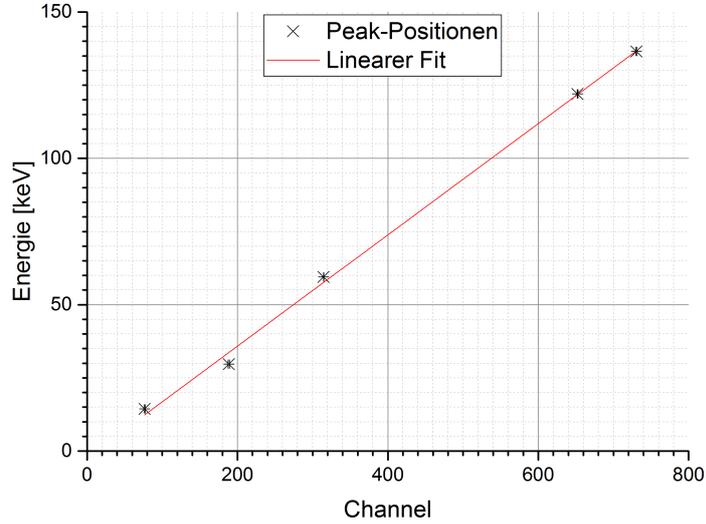


Abbildung 30: Lineare Regression zur Kalibrierung der Energie am CaTe Detektor

Detektor	Achsenabschnitt / keV	Steigung / keV	Kor. R Quadrat
Silizium	4 ± 3	$0,189 \pm 0,010$	0,99196
CaTe	-2 ± 2	$0,190 \pm 0,005$	0,99738

Tabelle 10: Ergebnisse der linearen Regression zur Kalibrierung der Energie

werden stattdessen der 14,4 keV; der 59,5 keV und der 122,06 keV Peak verglichen.

Die aktiven Flächen der Detektoren betragen

$$\text{Silizium: } a = 100\text{mm}^2 \quad (43)$$

$$\text{CaTe: } a = 23\text{mm}^2 \quad (44)$$

Damit gilt

$$V = \frac{Abs_{Si}}{Abs_{CaTe}}(E) = \frac{A_{Si}/a_{Si}}{A_{CaTe}/a_{CaTe}}(E) \quad (45)$$

$$s_V = \frac{Abs_{Si}}{Abs_{CaTe}}(E) \cdot \sqrt{\left(\frac{s_{A_{Si}}}{A_{Si}}\right)^2 + \left(\frac{s_{A_{CaTe}}}{A_{CaTe}}\right)^2} \quad (46)$$

Die somit erhaltenen Absorbtionswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 11 dargestellt

E / keV	V	s_V
14,4	0,97	0,05
59,5	0,0149	0,0013
122,06	0,0051	0,0007

Tabelle 11: Verhältnisse der Absorbtionswahrscheinlichkeiten (Si/CaTe)

5.2.4 Energieauflösung

Aus der Breite $w = 2\sigma$ und der Lage der Maxima x_c kann die relative Energieauflösung berechnet werden. Dafür wird allerdings für gewöhnlich die FWHM verwendet. Daher gilt, wenn w in Channeln angegeben wird

$$RER(E) = \frac{FWHM(E)}{E} = \frac{\sqrt{2\ln(2)}w(E)}{x_c} \quad (47)$$

$$s_{RER(E)} = RER(E) \cdot \sqrt{\left(\frac{s_w}{w}\right)^2 + \left(\frac{s_{x_c}}{x_c}\right)^2} \quad (48)$$

Es werden wieder die gleichen Energien wie in Teil 5.2.3 verwendet. Die relativen Energieauflösungen sind in Tabelle 12 zu finden

E / keV	RER_{Si}	RER_{CaTe}
14,4	70,6 % \pm 2,6%	50,6% \pm 2,3%
59,5	8,4% \pm 0,6%	9,21% \pm 0,15%
122,06	3,8% \pm 0,3%	6,9% \pm 0,3%

Tabelle 12: Relative Energieauflösungen

5.3 Diskussion

In diesem Versuchsteil wurden die aufgenommenen Energiespektren eines Silizium- und eines Cadmium-Tellurid- Halbleiterdetektors untersucht.

Die Untergrundmessungen zeigten zunächst zwei Dinge:

- Im niedrigen Energiebereich (Channel \approx 52 wurde bei beiden Detektoren ein sehr intensiver Peak gemessen, der in der Größenordnung der Peaks aus der Hauptmessreihe lag.
Diese starke Störung lässt sich durch das Rauschen der Elektronik im Experimentaufbau erklären. Des Weiteren wird sie durch eine erhöhte Temperatur begünstigt, da nur bei einer Temperatur von 0 K das Leitungsband völlig unbesetzt ist und es beim Temperaturanstieg durch die thermische Energie leichter wird Elektronen ins Leitungsband zu befördern.

- In Channeln die eine kleinere Channelnummer als 43 haben wurden keine Counts registriert, obwohl niedrigerenergetische Streuphotonen beispielsweise durch die Elektronik leichter erzeugt werden als höherenergetische.

Das trotzdem keine Photonen registriert wurden könnte vermutlich daran liegen, dass die Energie der Photonen kleiner war als die Bandlücke. Daher lösen sie im Halbleiterdetektor keinen Strom aus, selbst wenn sie auf diesen treffen. Aufgrund des großen Fehlers auf den y Achsenabschnitt der Energiekalibration (Tabelle 10), lässt sich diese Hypothese allerdings nicht signifikant bestätigen.

Nach Bereinigung der Messdaten konnten aus dem Zerfallsschema von Co und Am bekannte Energien emittierter Photonen als Peaks detektiert werden. Dabei fällt auf, dass nicht jeder Detektor alle Energien detektieren konnte. Zwar konnten beide Detektoren die Peaks bei 14,4 keV; 59,5 keV und 122,06 keV aufnehmen; Der Peak bei 136,5 keV war allerdings nur mit dem CaTe Detektor sichtbar.

Das deckt sich auch mit dem Vergleich der Absorbtiionswahrscheinlichkeiten, der in Tabelle 13 noch einmal zusammengefasst ist.

E / keV	V	s_V
14,4	0,97	0,05
59,5	0,0149	0,0013
122,06	0,0051	0,0007

Tabelle 13: Verhältnisse der Absorbtiionswahrscheinlichkeiten (Si/CaTe)

Je größer die Energie ist, desto unwahrscheinlicher ist es, dass der Silizium Detektor im Vergleich mit dem CaTe Detektor ein Photon wahrnimmt. Daher werden kleine Peaks wie der 136,5 keV Peak erst bei längeren Messzeiten sichtbar.

Der 14,4 keV Peak ist mit dem Silizium Detektor zwar besser sichtbar und wurde auch mit ca 5 mal so vielen Counts detektiert, allerdings ist die aktive Fläche des Si Detektors auch ca. 5 mal so groß. Daher beruht dieses mehr an Counts nicht auf den Eigenschaften von Silizium besser niedrigerenergetische Photonen zu detektieren, sondern nur an den geometischen Abmaßen. Rechnet man diese gegen, zeigt sich in Tabelle 13, dass auch hier die Absorbtiionswahrscheinlichkeit des CaTe Halbleiters höher ist.

Ist der Silizium Detektor also dem Cadmium Tellurid Detektor komplett unterlegen?

Die klare Antwort lautet nein!

Seine absolute und relative Energieauflösung ist gerade im Bereich mittlerer (z.B.33,2 keV) und höherer Energien (122,06 keV) deutlich besser als die des CaTe Halbleiters. Das ist auch in auch Tabelle 14 zu sehen.

E / keV	RER_{Si}	RER_{CaTe}
14,4	$70,6 \% \pm 2,6\%$	$50,6\% \pm 2,3\%$
59,5	$8,4\% \pm 0,6\%$	$9,21\% \pm 0,15\%$
122,06	$3,8\% \pm 0,3\%$	$6,9\% \pm 0,3\%$

Tabelle 14: Relative Energieauflösungen

Noch deutlicher wird das in Abbildung 26, da hier die 26,3 keV und 33,2 keV Peaks von Am getrennt voneinander sichtbar sind. Das war allerdings erst nach Abziehen des Untergrundes möglich, weshalb die Fehler auf den 26,3 keV Peak sehr groß sind.

Des Weiteren ist das Compton Kontinuum beim CaTe Halbleiter deutlich ausgeprägter.

Zum Zeitpunkt des Verfassens dieses Protokolls wurde der Szintillationszählerversuch noch nicht durchgeführt. Ein Vergleich muss daher entfallen. Stattdessen sind in den Abbildung 31 und 32 die im KHWZ Versuch mit einem Szintillationszähler gemessenen Spektren gezeigt. Ein großer Unter-

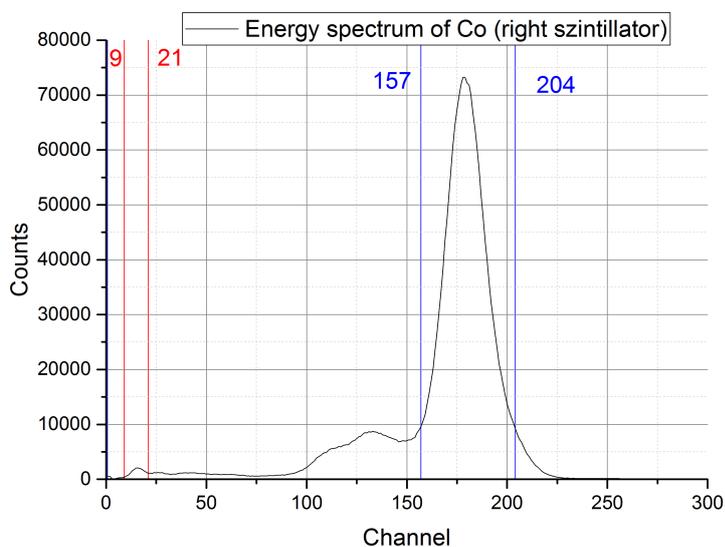


Abbildung 31: Mit dem Szintillator aufgenommenes Energiespektrum für Co

schied ist dass der Szintillationszähler bei kleineren Messzeiten deutlich mehr Counts liefert. Allerdings ist auch hier die Aufspaltung der zwei energetisch kleineren Peaks von Am nicht möglich.

Auch zeigt sich das Compton-Kontinuum hier nicht signifikant.

Ein Weiterer Unterschied liegt im Verhältnis der Peakhöhen von Cobalt.

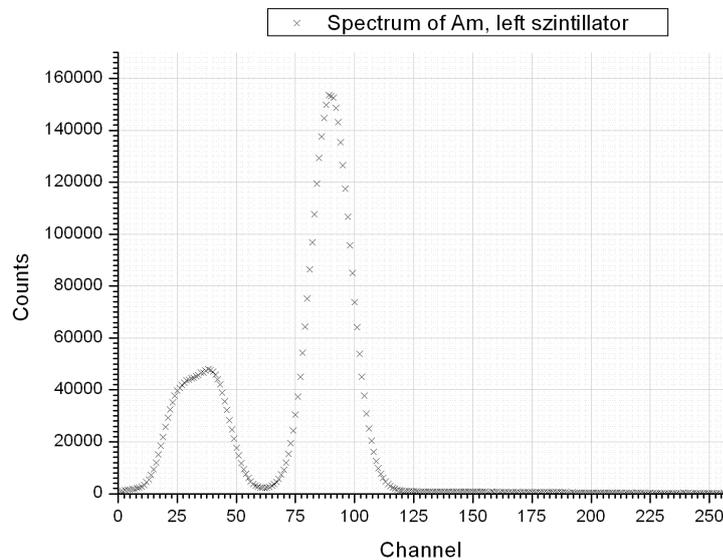


Abbildung 32: Mit dem Szintillator aufgenommenes Energiespektrum für Am

Beim Silizium Halbleiter ist der 14,4 keV Peak im Vergleich mit dem 122,06 keV Peak deutlich höher. Beim CaTe Halbleiter ist er nur noch halb so groß. Für den Szintillator ist der 14,4 keV Peak um ein vielfaches kleiner als der 122,06 keV Peak.

Betrachtet man das Zerfallsschema, zeigt sich, dass der Szintillator das Verhältnis der Anzahl der einfallenden Photonen der beiden Energien am realistischsten wiedergibt. Ein 122,06 Übergang tritt in 88% der Fälle ein. Ein 14,4 keV Übergang dagegen nur in 12%.

Literatur

[1] [exam paper]

Simon Amrein: "Halbleiter und Halbleiterdetektoren" published at <http://omnibus.uni-freiburg.de/~phypra/fp/Versuche/FP1/FP1-16-J2-Molekuel/> 28.09.2017 13:51

[2] [instructions]

Instruction paper published at <http://omnibus.uni-freiburg.de/~phypra/fp/Versuche/FP1/FP1-13-Halbleiter/> 12.09.2017 13:51

[3] [Wikipedia]

<https://de.wikipedia.org/wiki/Bandlücke> 11.10.2017 01:01

6 Anhang

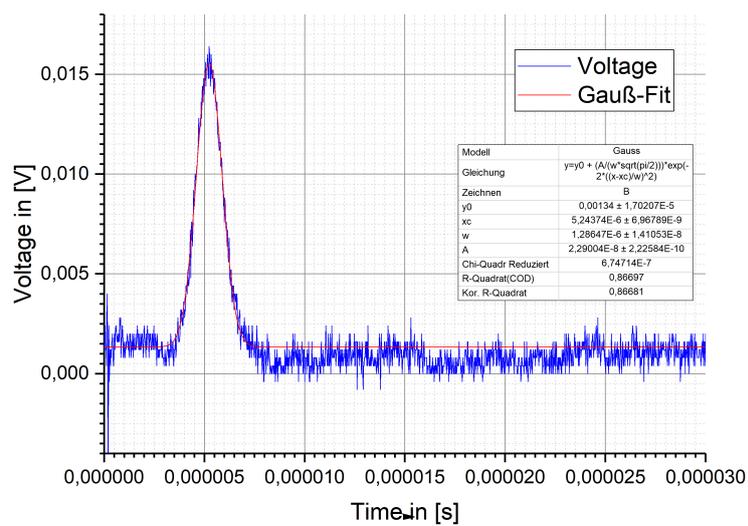


Abbildung 33: Messung bei einem Abstand von 2,13mm

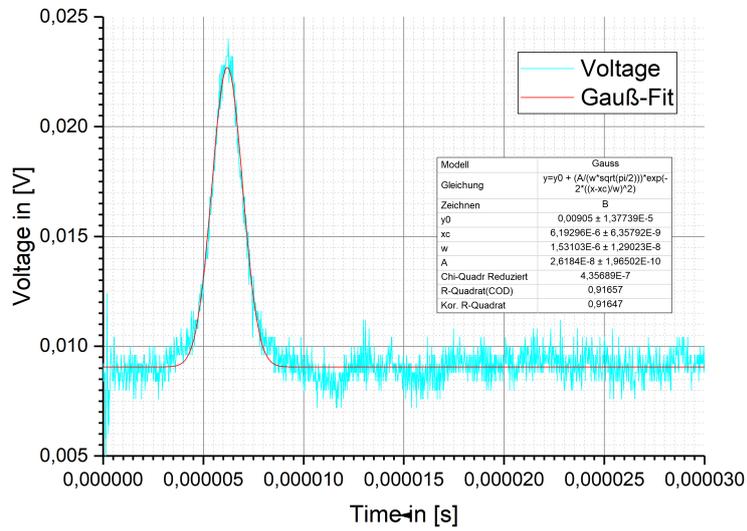


Abbildung 34: Messung bei einem Abstand von 2,58mm

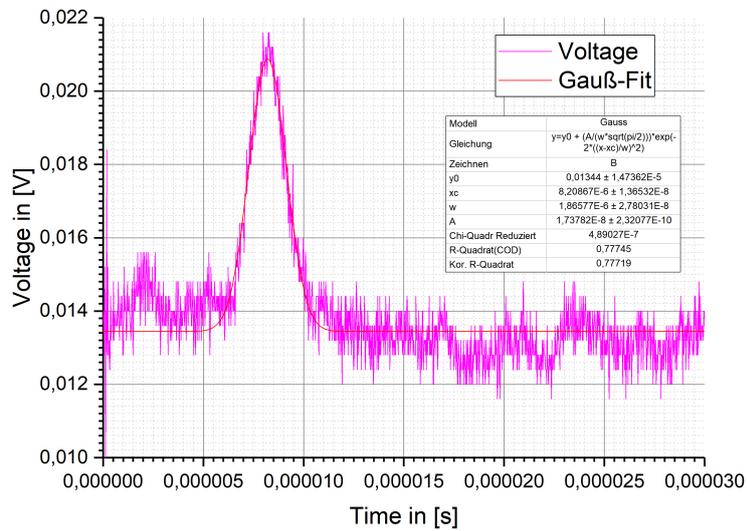


Abbildung 35: Messung bei einem Abstand von 3,58mm

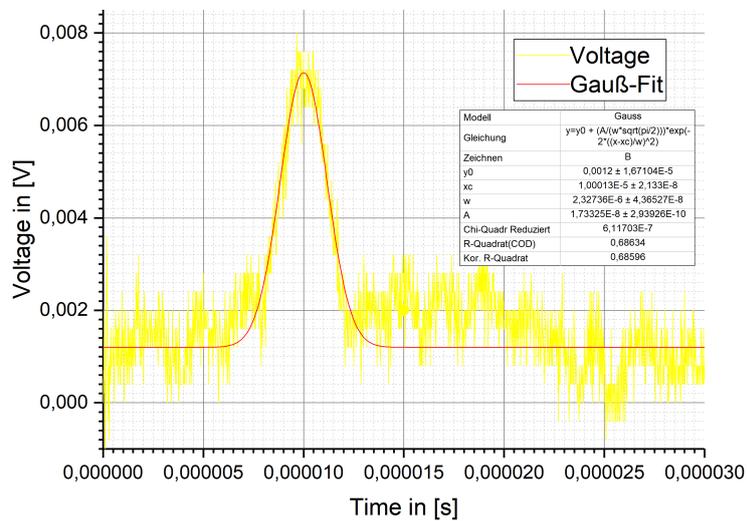


Abbildung 36: Messung bei einem Abstand von 4,40mm

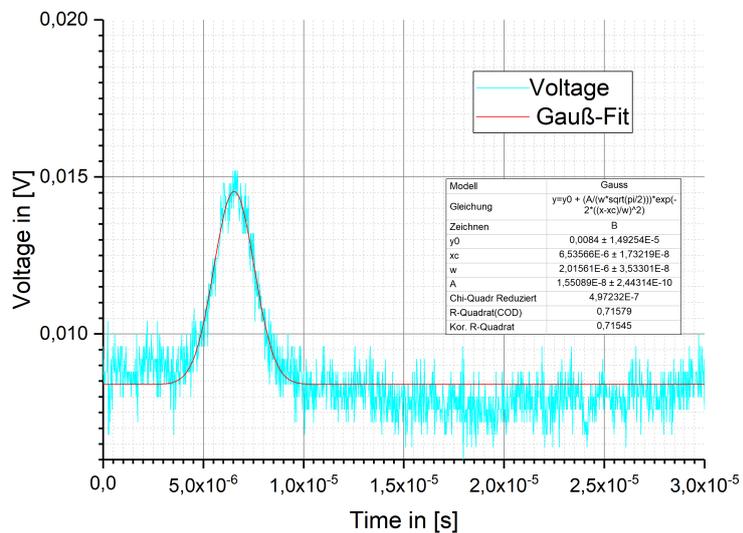


Abbildung 37: Messung bei einer Spannung von $U=-32,2V$

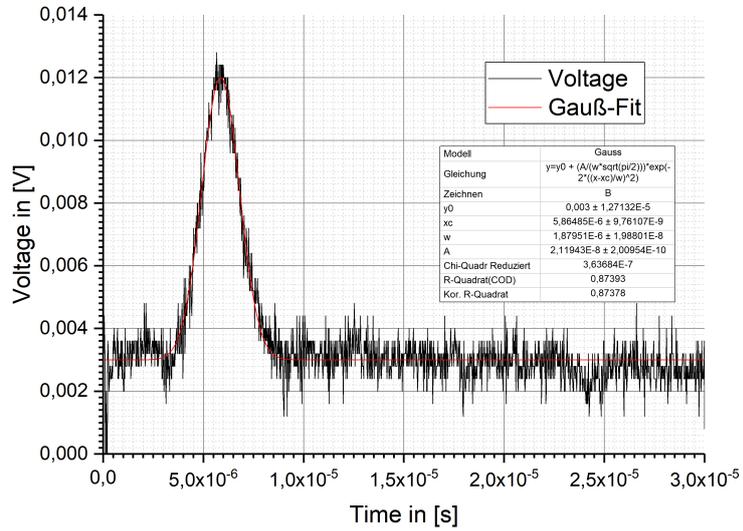


Abbildung 38: Messung bei einer Spannung von $U=-36,8V$

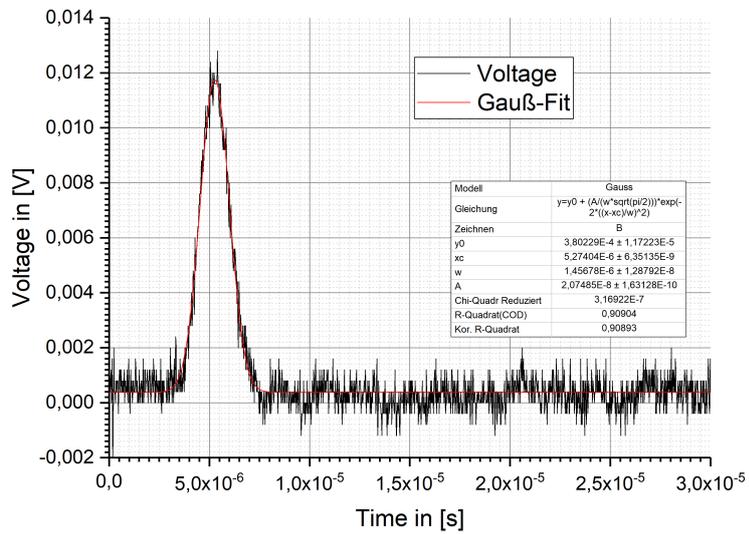


Abbildung 39: Messung bei einer Spannung von $U=-42,4V$

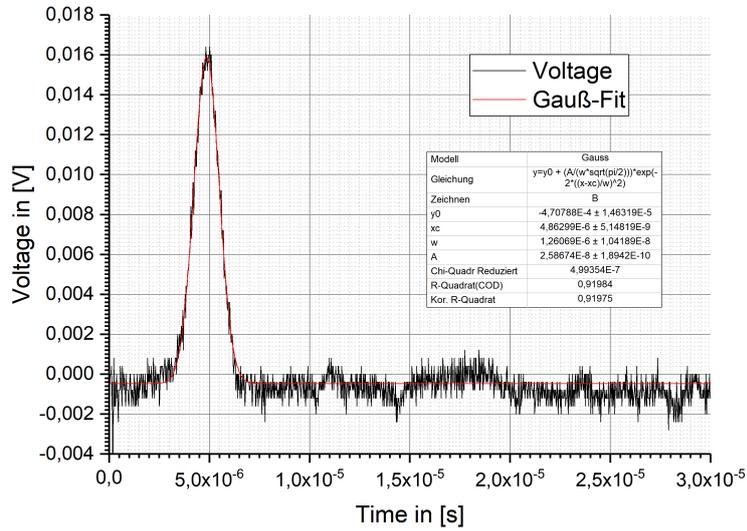


Abbildung 40: Messung bei einer Spannung von $U=-47,2V$

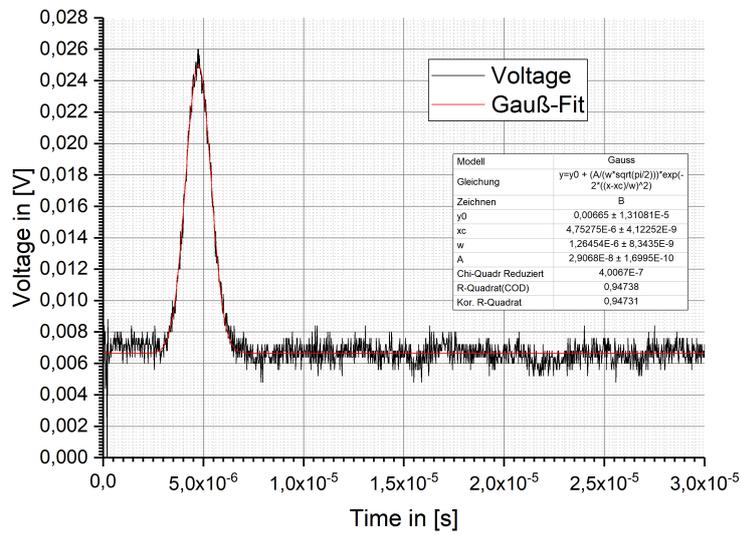


Abbildung 41: Messung bei einer Spannung von $U=-49,6V$