

Fortgeschrittenes Physik Lab SS19

Experiment: Halbleiter

(Durchgeführt am: 26-27.09.19 bei Marc Hauser)

Erik Bode, Damian Lanzenstiel
(Group 103)

6. Oktober 2019

Zusammenfassung

Im Versuch Halbleiter ging es darum sich mit Halbleitern und ihren unterschiedlichen Anwendungen vertraut zu machen. Hierbei wird im ersten Versuchsteil die Absorption und Transmission Werte eines Silizium und eines Germanium Halbleiters untersucht. Im zweiten Teil geht es um die Elektronenwolken welche sich innerhalb eines Halbleiters bei Bestrahlung mit einem Laser bilden. Im letzten Teil wurden zwei Strahlende Proben (^{57}Co und ^{241}Am) mit zwei verschiedenen Halbleiter Detektoren untersucht indem ihr Energiespektrum aufgezeichnet wurde.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	2
1.1	Definition von Halbleitern	2
1.2	Bändermodell	2
1.3	Quasi freie Ladungen und Löcher	2
1.4	Arten von Halbleitern	3
1.4.1	Elementare und Verbindungshalbleiter	3
1.4.2	Direkte und Indirekte Halbleiter	3
1.4.3	Intrinsisch und Extrinsisch Halbleiter	3
1.5	p-n-Dioden	3
2	Durchführung des Versuches	4
3	Auswertung von Haynes & Shockley	5
3.1	Messung bei Konstanter Abstand	5
3.2	Messung bei Konstante Spannung	8
4	Auswertung von Halbleiter Experiment	11
5	Zusammenfassung und Diskussion zum Versuchsteil 2	16
6	Tabellen	17
7	Bilder	17
8	Bibliograpy	17
	Literatur	17
9	Anhang	17

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Definition von Halbleitern

Insgesamt werden Materialien mit elektrischer Leitfähigkeit in drei Kategorien aufgeteilt. Der Unterschied liegt im spezifischen Widerstand ρ . Dieser über die Fläche A die Länge l so wie den Ohmschen Widerstand R definiert.

$$\rho = R \cdot \frac{A}{l} \quad (1)$$

Wenn für den spezifische Widerstand ($\rho \geq 10^8 \Omega\text{cm}$) ist handelt es sich um einen Isolator. Für einen Leiter muss ($\rho \leq 10^3 \Omega\text{cm}$) gelten. Im Bereich dazwischen handelt es sich um Halbleiter. Halbleiter sind sehr Temperatur abhängig so werden bei höheren Temperaturen mehr Elektronen frei was die Leitfähigkeit erhöht.

1.2 Bändermodell

Für ein besseres Verständnis von Halbleitern wird das Bändermodell genutzt. Dieses kann man Quantenmechanisch oder durch Wechselwirkungen herleiten.

Wenn man sich ein einzelnes Atom anschaut haben sind Elektronen auf diskrete Energieniveaus verteilt. Wenn man nun mehrere Atome nahe zusammen bringt Wechselwirken die Elektronen miteinander. Das heißt die Wellenfunktionen überschneiden sich und es entstehen mehrere leicht von einander getrennte Energieniveaus aufgrund des Pauliprinzips. Bei einer hohen Anzahl von Atomen werden aus diesen Einzelnen Niveaus sogenannte Energiebänder aus den ganzen einzelnen Niveaus. Abbildung ?? zeigt dies noch einmal Grafisch.

Eine Eigenschaft dieser Bänder ist, dass sie bei niedrigerem Energieniveau kleiner werden da die Elektronen stärker an den Kern gebunden sind. Die Breite hängt aber weiterhin von der Nähe der Atome ab. Bei einer Gitterkonstante der Atome die klein genug ist kann die Wechselwirkung sogar die Feinstruktur überwinden. Z.B kann man in Silizium ab einem gewissen Punkt nicht mehr von s oder p-Orbitalen sprechen kann. Diese werden in so einem Fall zu sp^3 -Hybridorbital zusammengefasst.

Von besonderem Interesse sind zwei Bänder einmal das Valenzband welches die höchste Energie besitzt und bei 0K voll besetzt ist und damit nicht mehr zur Leitfähigkeit beiträgt da sich die Elektronen Impulse alle auslöschen.

Das andere wichtige Band ist das Leitungsband. Dieses liegt über dem Valenzband (Energetisch gesehen). Hier sind Elektronen die zur Leitfähigkeit beitragen können da ihr Impuls bei einer Spannung nicht zu Null wird. D.h bei Material mit Elektronen im Leitungsband kann ein Strom fließen.

Wenn man nun sich die Definitionen von Leitern, Halbleitern und Isolatoren anschaut wird klar, dass Isolatoren bei 0K ein voll besetztes Valenzband haben und keine Elektronen im Leitungsband. Ganz im Gegensatz zu Leitern bei dehnen sich die beiden Bänder überschneiden so dass ein Strom ohne zusätzlichen Energie aufwand von Valenz in das Leitungsband wechseln können. Wenn man jetzt Halbleiter bei 0K betrachtet ist klar haben diese auch ein Vollbesetztes Valenzband jedoch ist der Abstand zwischen Valenzband und Leitungsband E_g klein genug ($E_g \approx 1$)eV um durch thermische Anregung Elektronen in das Leitungsband zulassen. Dies ist bei Isolatoren Theoretisch auch möglich jedoch wegen dem hohen Abstand unwahrscheinlich.

Auf den Quantenmechanischen Ansatz wird hier nicht weiter eingegangen. Eine genaue Erklärung ist jedoch im Staatsexamen zu Halbleitern und Halbleiter Detektoren von Simon Amrein. [?]

1.3 Quasi freie Ladungen und Löcher

Das Bändermodell kann nun genutzt werden um die Ladungsträger die bei Halbleitern durch das Anlegen einer Spannung fließen. Sollte bei einem Halbleiter kein Elektron im Leitungsband sein wird zu Beginn durch das Anlegen einer Spannung kein Strom fließen, erst wenn einem Elektron im Valenzband genug Energie zugeführt wird, dass es in Leitungsband übergeht kann es sich bewegen. Jedoch ist dieses Elektron nur Quasi frei da es sich nicht frei sondern nur in einem Periodischen Potenzial bewegen kann.

Eine andere Möglichkeit die Ladungsübertragung zu sehen ist mit der Hilfe von Defektelektronen oder Löchern. Wenn ein Elektron durch die Spannung abgesaugt wird hinterlässt es ein Loch. Dieses Loch kann als Positive Ladung gesehen werden. Wenn nun ein anderes Elektron dieses Loch füllt hinterlässt

es seinerseits ein Loch. Dadurch wandert das Defektelektron in die entgegengesetzte Richtung zu den Elektronen als ein gedachter Positiver Ladungsträger.

1.4 Arten von Halbleitern

Halbleiter können in verschiedene Klassen aufgeteilt werden.

1.4.1 Elementare und Verbindungshalbleiter

Ein Elementarer Halbleiter ist ein Halbleiter welcher nur aus einem einzigen Material erstellt wurde. Silizium ist hierfür ein klassisches Beispiel. Es gibt aber neben diesen auch Verbindungshalbleiter welche aus mindestens zwei Materialien erstellt wurde. Hierbei ergänzen sich die Materialien so, dass sie die selbe Struktur wie ein elementarer Halbleiter bilden.

1.4.2 Direkte und Indirekte Halbleiter

Bei dieser Unterteilung wird ein weiterer Faktor betrachtet. Bisher wurden die Bänder nur in der Form von Energieniveaus betrachtet. Jedoch kann man das ganze auch im Impulsraum darstellen. Abbildung ?? stellt hier den Unterschied im Impulsraum dar. Wenn wie auf der rechten Seite der Abbildung das Maxima des Valenzbandes und das Minima des Leitungsbandes übereinander liegen haben wir einen direkten Halbleiter bei dem der Impuls keine Rolle spielt. Auf der linken Seite ist dies jedoch nicht der Fall. D.h wir haben einen indirekten Halbleiter bei dem zusätzlich noch ein Impuls Δp benötigt wird.

1.4.3 Intrinsisch und Extrinsisch Halbleiter

Intrinsische Halbleiter sind frei von Unreinheiten durch andere Stoffe und keine Fehler in der Gitterstruktur. Dass heißt sie kommen in der Realität nicht vor. Echte Halbleiter sind Extrinsische Halbleiter und haben Unreinheiten. Dies kann zu ungewollten Energieniveaus und damit anderen Eigenschaften führen. So kann z.B ein Extrinsischer Halbleiter aus Atomen mit vier Bindungen bestehen. Wenn nun ein anderes Atom in der Struktur ist mit nur drei oder fünf Elektronenbindungen bleibt ein Elektron ungebunden oder es entsteht ein Loch. Diese Unreinheiten sind meistens ungewollt können aber auch gewollt sein. Dies nennt man dann Dotierung also ein künstliches erzeugen von quasi freien Elektronen oder Löchern.

1.5 p-n-Dioden

Allgemein wird Dotierung in zwei Typen aufgeteilt. In n und p Dotierung. Bei der p-Dotierung werden Atome in das Gitter implantiert welche als Elektronen Akzeptoren dienen wodurch ein Elektronenüberschuss entsteht. Bei einer n-Dotierung werden Elektronen Donatoren eingesetzt welche Löcher verursachen. Dieses hinzufügen von von freien Elektronen oder Löchern wirkt sich positiv auf die Leitfähigkeit des Halbleiters aus.

Diese Dotierungen werden bei dem Bau von p-n-Dioden verwendet. Hierbei werden zwei Halbleiter, ein p und ein n Dotierter, aneinander gesetzt. An der Grenze diffundieren die Elektronen aus der p-Type-Schicht in die n-Type-Schicht. Die freien Ladungen löschen sich also in diesem Bereich aus. Die weiter von einander getrennten Ladungen können dies nicht machen da die Atome in ein Gitterstruktur eingebunden sind. Dies sorgt dafür dass sich ein Elektrisches Feld im Kontaktbereich ausbildet. Die dabei entstehende Spannung wird Kontakt Potential U_{bi} genannt.

2 Durchführung des Versuches

Vor der mündlichen Abfrage wurde die Messung vom Cobalt Spektrum mit dem CdTe Kristall gestartet mit einer Messzeit von einer Stunde. Nach der mündlichen Abfrage wurde der CdTe Kristall gegen eine Silizium Diode getauscht und das zweite Cobalt Spektrum wurde mit der Messzeit von einer Stunde aufgenommen.

Während die obige Messung lief wurde mit den Vorbereitungen Absorptions- und Transmissionsmessungen zu Silizium gestartet. Es wurde der Strahlengang eingestellt und vorläufige Parameter des Lock-in Verstärkers gefunden.

Nun wurde auch das Cobalt Spektrum mittels der Silizium Diode aufgenommen, weshalb die Probe auf Americium gewechselt wurde und dessen Spektrum aufgezeichnet wurde. Die Messzeit betrug wieder eine Stunde.

Nach der ersten Testmessung zu Transmission und Absorption wurden die finalen Verstärkereinstellungen vorgenommen. Es wurden zwei normale Messungen und drei Untergrundmessungen aufgezeichnet: Eine ohne die Silizium Probe, eine ohne das Gitter und eine mit abgedunkeltem Spalt. Hierzu wurde das Gitter von -90° bis $+90^\circ$ gedreht und immer die Position des Gitters und der Widerstand der Probe sowie die Spannung des Pyrodetektors aufgezeichnet.

Nach Abschluss der ersten Americium Messung wurde klar, dass die Probe in der falschen Orientierung auf den Detektor platziert wurde, die Zählrate war viel niedriger als erwartet. Nachdem die Probe richtig platziert wurde, konnte die Messung mit Dauer einer Stunde erneut gestartet werden.

Da die Absorptions- und Transmissionsmessungen nun für Silizium abgeschlossen sind, wurde der Aufbau für die Germanium Probe vorbereitet: Das Gitter, der Filter und die Probe wurden vertauscht. Nun wurde der Verstärker für die Germanium Probe angepasst. Leider gab es zunächst Probleme, sodass man die realen Maxima erst bei maximaler Verstärkung finden konnte. Als die Fehlersuche sich hinzog wurde beschlossen sich aufzuteilen und die Haynes und Shockley Messungen parallel durchzuführen.

Zunächst wurde der Offset von Glasfaser zu Elektrode bestimmt, anschließend wurde der Versuchsaufbau in Betrieb genommen. Es wurde nun die minimale Spannung gefunden, bei welcher vermutet wurde, dass eine Auswertung der Messung in Form einer angepassten Gaußkurve möglich ist. Dann wurde in 2 V, später 4 V Schritten die Spannung erhöht bis zur maximal möglichen Spannung von 48 V.

Nun war die Messung des Americium Spektrums mit der Silizium Diode abgeschlossen und sie wurde gegen den CdTe Kristall getauscht. Anschließend wurde die letzte Messung gestartet.

Für das Haynes und Shockley Experiment wurden nun die Abstandsmessungen durchgeführt. Hierbei wurde zunächst die maximale Spannung an der Probe angelegt, und der Abstand so lange erhöht bis zur maximalen Distanz, bei welcher es für möglich gehalten wurde, eine Auswertung durchzuführen. Diese lag bei 9 mm auf der angebrachten Skala. Der Abstand wurde immer um einen mm zwischen den gespeicherten Messungen reduziert, bis zum minimalen Abstand von 2 mm. Es wurde nun noch einmal der Offset zwischen Glasfaser und Elektrode bestimmt, welcher jetzt 3.6 mm betrug.

Währenddessen wurde der Strahlenverlauf der Absorptions- und Transmissionsmessungen angepasst, sodass hier auch die oben erwähnten Messungen aufgenommen werden konnten.

3 Auswertung von Haynes & Shockley

3.1 Messung bei Konstanter Abstand

Als erstes wurden die einzelnen gemessenen Datenreihen geplottet und mit einer Gaußschen Normalverteilung gefittet. Die verwendete Form ist in Gleichung 2 zu finden.

$$f(x) = A \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - x_c)^2}{\sigma^2}\right) + h \quad (2)$$

Hierfür wurde das Python Paket `scipy.optimize` mit der Funktion `curve_fit` verwendet. Die Bilder der Messungen sind im Anhang. Die Erhaltenen Parameter wurden ohne Offset h abgebildet in Abbildung 1 dargestellt. Wenn man die Gaußkurve mit der Differentialgleichung 3 welche die Bewegung der Elektronenwolken in Halbleiter beschreibt, vergleicht

$$c(t, x) = C \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu_n Et)^2}{4D_n t}\right) \quad (3)$$

erhält man folgende Gleichungen für die einzelnen Parameter der Gaußkurve 2:

$$x_c(t) = \mu_n Et \quad A(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \quad \sigma(t)^2 = 2D_n t \quad (4)$$

Hierbei sind μ_n die Beweglichkeit der Elektronenwolken, τ_n ihre Lebenszeit und D_n die Diffusionskonstante.

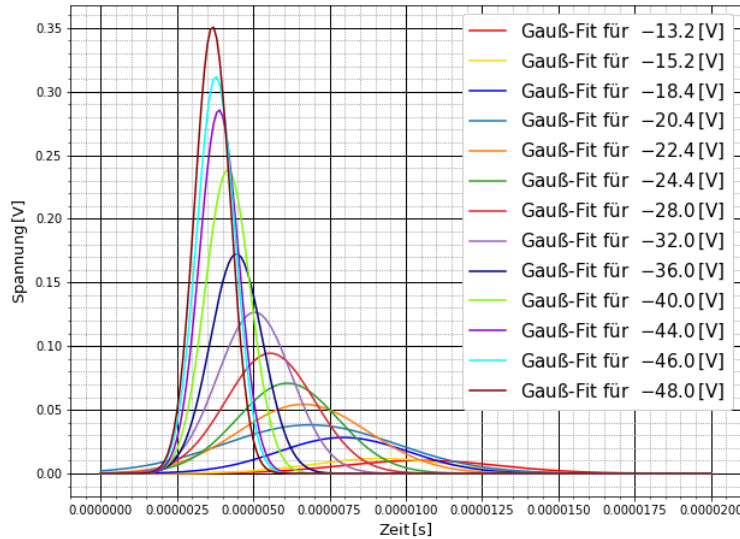


Abbildung 1: Gemeinsame Darstellung der Gaußkurven bei konstanten Abstand ohne Offset nebeneinander.

Als erstes wird versucht die Beweglichkeit μ_n zu bestimmen. Hierfür wurde die Inverse Spannung $\frac{1}{U(t)}$ gegen die Zeit geplottet und mit einer gewichteten linearen Regression gefittet. Als Fehler wurden die Fehler der Zeit auf der y-Achse verwendet. Siehe Abbildung 4. Das multiplizieren der Steigung m mit der Länge des Halbleiters $l = 3 \text{ cm}$ so wie dem Abstand zwischen Laser und Nadel $d = 3.6 \text{ mm}$ ergibt nun die gesuchte Beweglichkeit.

$$\mu_1 = ldm \quad (5)$$

Der Fehler ergibt sich durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung mit der Gleichung 6 wo bei die Fehler auf die Abstände beide auf 0.1 mm geschätzt wurden.

$$\sigma_{\mu_1} = \sqrt{(dm\sigma_l)^2 + (lm\sigma_d)^2 + (dl\sigma_m)^2} \quad (6)$$

Dies ergab einen Wert von $\mu_1 = (3.90 \pm 0.07) \times 10^3 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$. Nun wurde die Lebenszeit über die Amplitude der Gaußfits bestimmt. Hierfür wurde als Amplitude $A \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}$ verwendet und dies gegen die Zeit geplottet. Die Datenpunkte wurden dann wie in Abbildung 2 zu sehen exponentiell gefittet mit der Form 7.

$$f(x) = C \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + h \quad (7)$$

Für den Parameter und damit die Lebenszeit ergab sich ein Wert von $\tau_1 = (1.28 \pm 0.08) \times 10^{-6} \text{ s}$. Nun wird die Diffusionskonstante D_1 bestimmt, indem σ^2 gegen die Zeit dargestellt wird und eine linearer Fit an diese Werte angepasst wird (siehe Abbildung 3). Da die Fehler auf das Sigma durch das Quadrieren relativ groß wurden wurde ein gewichteter fit mit Fehlern auf σ^2 durchgeführt. Das halbieren der Steigung des Fits ergibt für die Diffusionskonstante $D_1 = (3.4 \pm 0.5) \times 10^{-5} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$. Die Werte sind noch einmal gemeinsam in Tabelle 1 dargestellt, zusammen mit dem erwarteten Literaturwert.

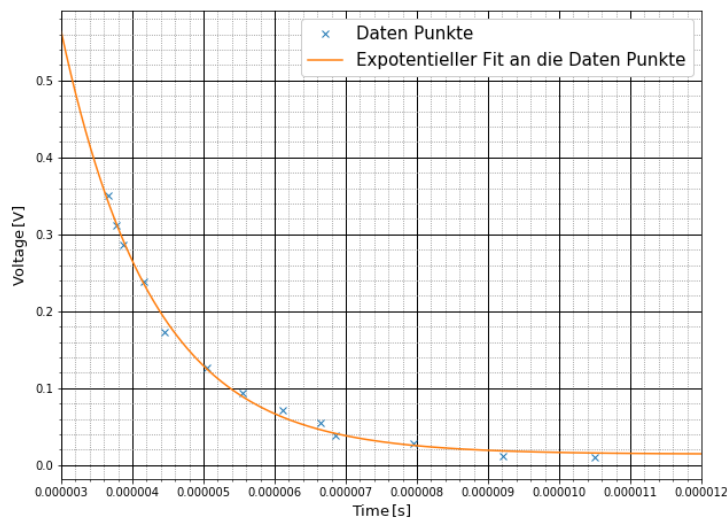


Abbildung 2: Exponentieller Fit der Amplituden bei Konstantem Abstand. Fehler wurden nicht eingezeichnet, da sie nicht sinnvoll zu erkennen waren.

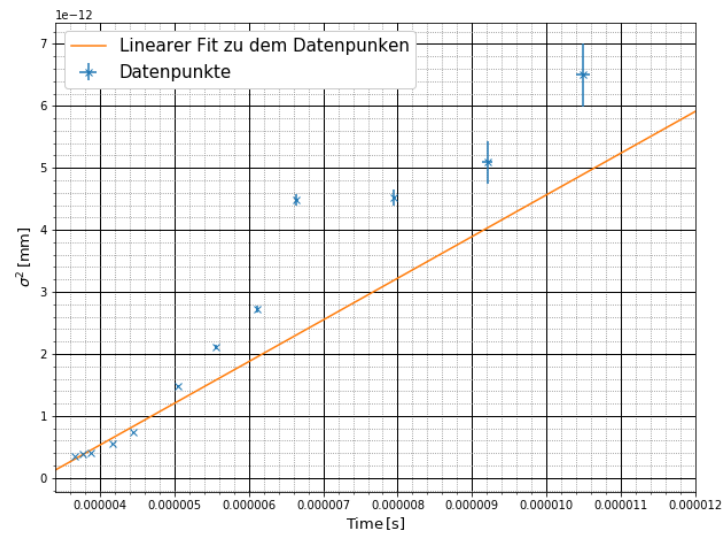


Abbildung 3: Datenpunkte von σ^2 gegen die Zeit mit Fehlern. In orange der gerade Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.

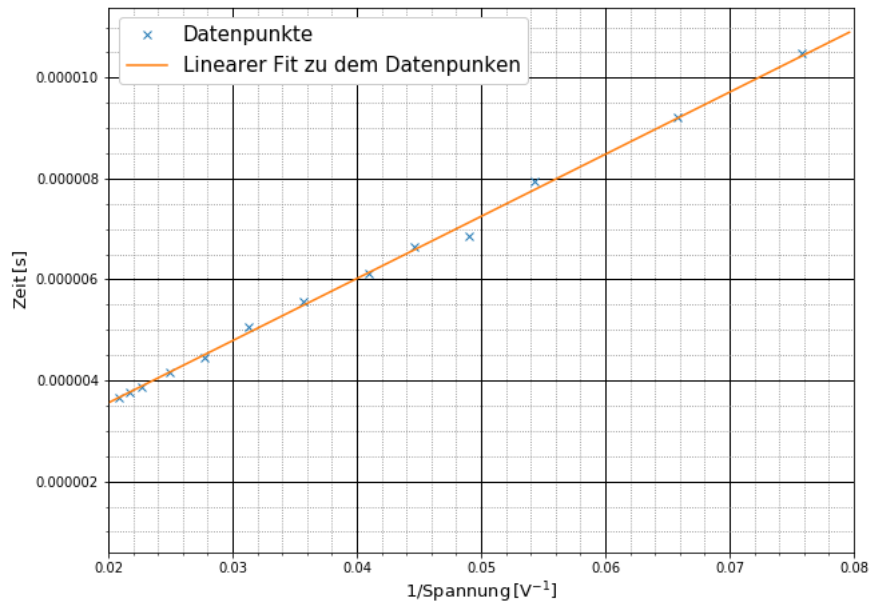


Abbildung 4: Linearer Fit zur Bestimmung der Beweglichkeit bei konst. Abstand. Fehler wurden nicht beigefügt, da diese sich nicht sinnvoll darstellen ließen.

3.2 Messung bei Konstanter Spannung

Für die Messung mit Konstanter Spannung werden wie zuvor die Daten mit der Gleichung 2 gefittet und sind in Abbildung 5 ohne Offset dargestellt.

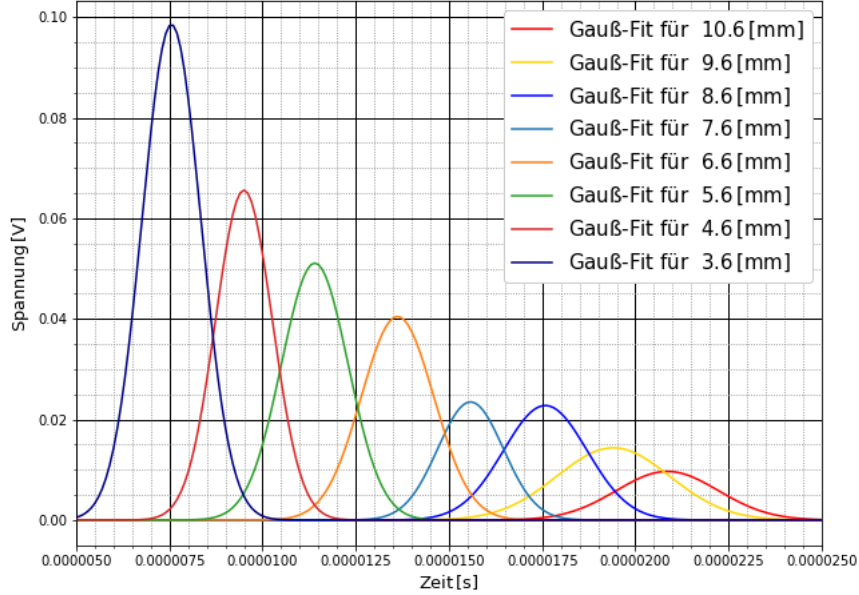


Abbildung 5: Gemeinsame Darstellung der Gaußkurven bei konstanter Spannung ohne Offset nebeneinander.

Als nächstes wurde die Beweglichkeit μ_2 bestimmt indem der gemessene Abstand zwischen Nadel und Laser gegen die Zeit gefittet, welche die Elektronenwolke benötigte. Hierbei wurden die Fehler auf die Zeit mitberücksichtigt. Die Steigung m erhält man mit Gleichung 8.

$$\mu_2 = \frac{1}{mE} \quad \sigma_{mu_2} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_m}{m^2 E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_E}{mE^2}\right)^2} \quad (8)$$

E kann hier über die angelegte Spannung $U = (48 \pm 0.5) \text{ V}$ und die Länge $l = 3 \pm 0.1 \text{ cm}$ mit Gleichung 9 bestimmt werden.

$$E = \frac{U}{l} \quad \sigma_E = \sqrt{\left(\frac{\sigma_U}{l}\right)^2 + \left(\frac{U\sigma_l}{l^2}\right)^2} \quad (9)$$

Damit ergibt sich für $\mu_2 = (3136 \pm 32) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$.

Danach wird wie bei dem Konstanter Spannung die Lebenszeit wie zuvor über die Amplitude bestimmt. Hierzu wird Gleichung 7 benutzt wie in Abbildung 7 dargestellt. Für die Lebenszeit ergibt sich dadurch ein Wert von $\tau_2 = (5.9 \pm 1.0) \times 10^{-6} \text{ s}$.

Für die Diffusionskonstante wird wieder der Parameter σ^2 mit Fehlern gegen die Zeit aufgetragen und mit einem gewichteten Fit angepasst. Beide sind in Abbildung 8. Es ergibt sich durch halbieren der Steigung ein Wert von $D_2 = (2.8 \pm 0.7) \times 10^{-6}$. Die Werte sind noch einmal gemeinsam in Tabelle 1 dargestellt zusammen mit dem erwarteten Literaturwert.

	Beweglichkeit $\mu \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}\right]$	Lebenszeit $\tau \left[\mu\text{s}\right]$	Diffusion $D \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{s}}\right]$
Messung bei konst. Abstand	(3900 ± 70)	(1.28 ± 0.08)	$(3.4 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
Messung bei konst. Spannung	(3136 ± 32)	(5.9 ± 1.0)	$(2.8 \pm 0.7) \times 10^{-6}$
Literaturwert	3900	(45 ± 2)	101

Tabelle 1: Messwerte von Versuchsteil 2 mit Literaturwerten[?]

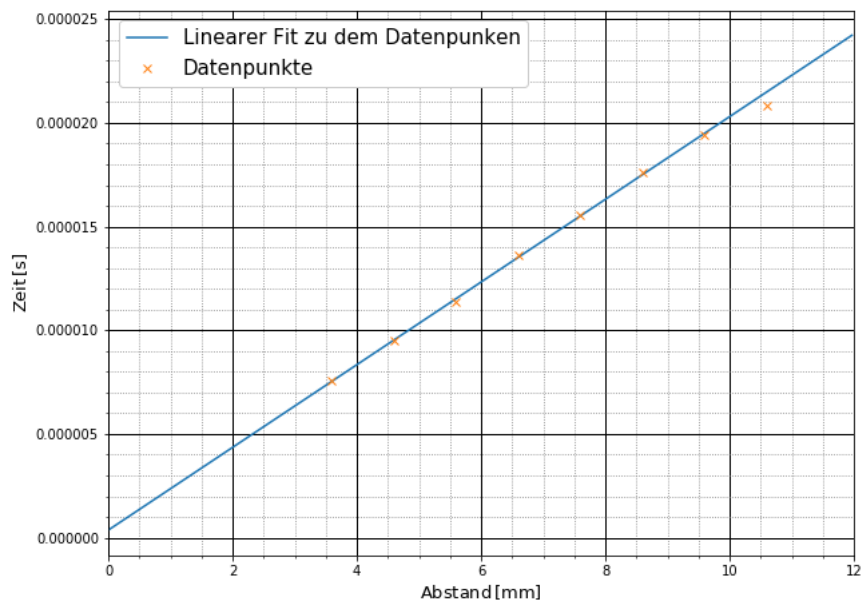


Abbildung 6: Linearer Fit zur Bestimmung der Beweglichkeit bei konst. Spannung. Fehler wurden nicht beigefügt, da diese sich nicht sinnvoll darstellen ließen.

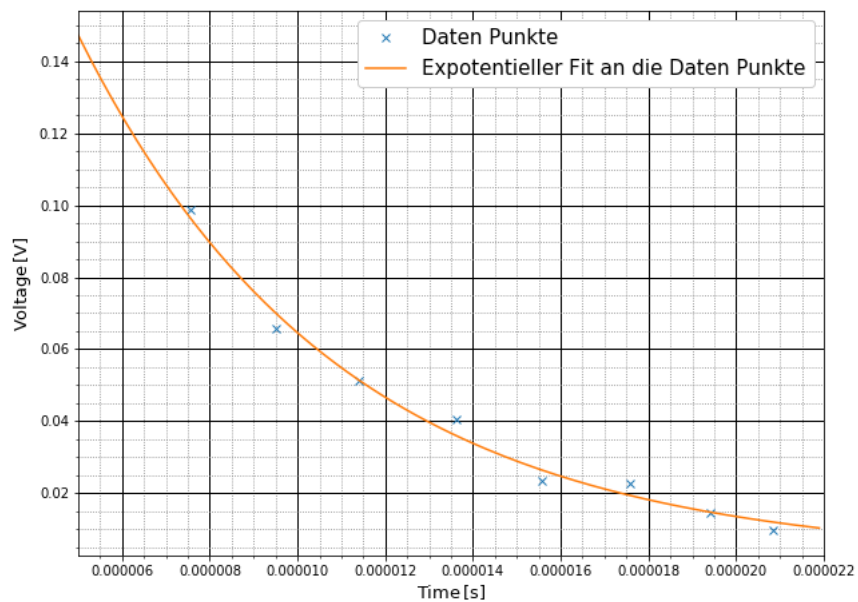


Abbildung 7: Exponentieller Fit der Amplituden bei Konstanter Spannung. Fehler wurden nicht eingezeichnet, da sie nicht sinnvoll zu erkennen waren.

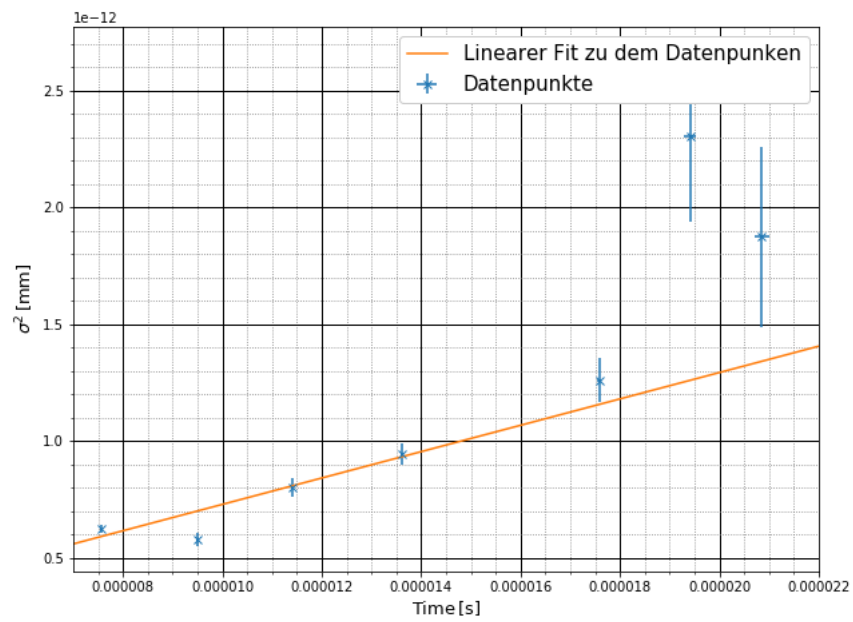


Abbildung 8: Datenpunkte von σ^2 gegen die Zeit mit Fehlern. In orange der gerade Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.

4 Auswertung von Halbleiter Experiment

Im Versuchsteil 3 wurden die Energiespektren von ^{241}Am und ^{57}Co mit zwei unterschiedlichen Detektoren aufgenommen. Für die Auswertung wurden hier der 122.06 keV so wie der 136.47 keV Photopeak von Cobalt so wie der 59.5 keV Peak von Americium mit einer Gaußkurve wie in Gleichung 2 gefittet. Die Peaks so wie die dazugehörigen Anpassungen für ^{57}Co sind in Abbildung 9 und 10 zu sehen. Die für Americium sind in Abbildung 11 und 12 zu finden. Die gesamten Spektren sind im Anhang.

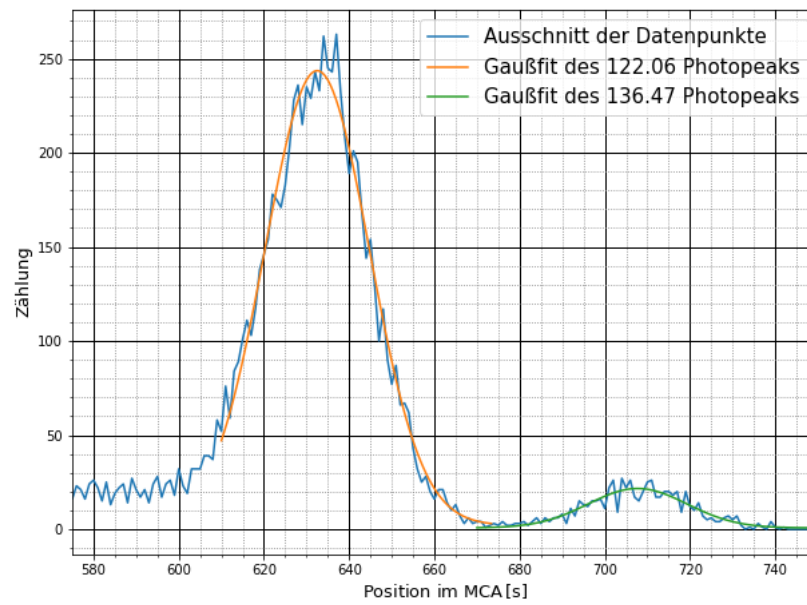


Abbildung 9: Gaußfit für einen Datenbereich der 122.06 keV und 136.47 keV Photopeaks mit dem Silizium Detektor.

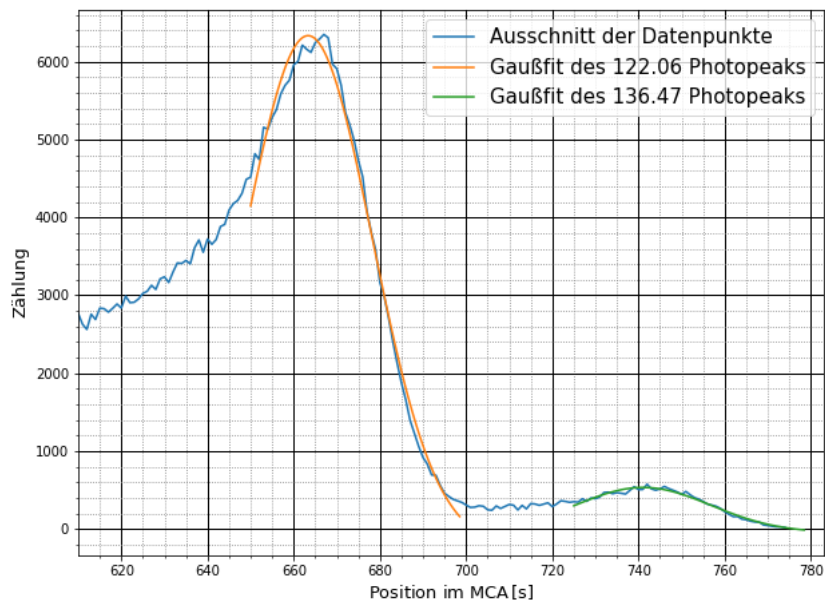


Abbildung 10: Gaußfit für einen denn Datenbereich der 122.06 keV und 136.47 keV Photopeaks mit dem CdTe Detektor.

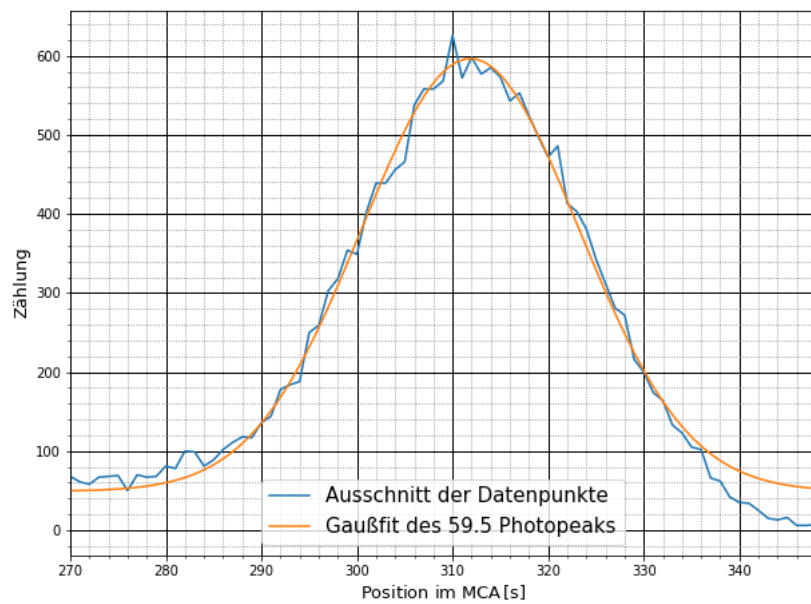


Abbildung 11: Gaußfit für einen denn Datenbereich der 59.5 keV Photopeaks mit dem Silizium Detektor.

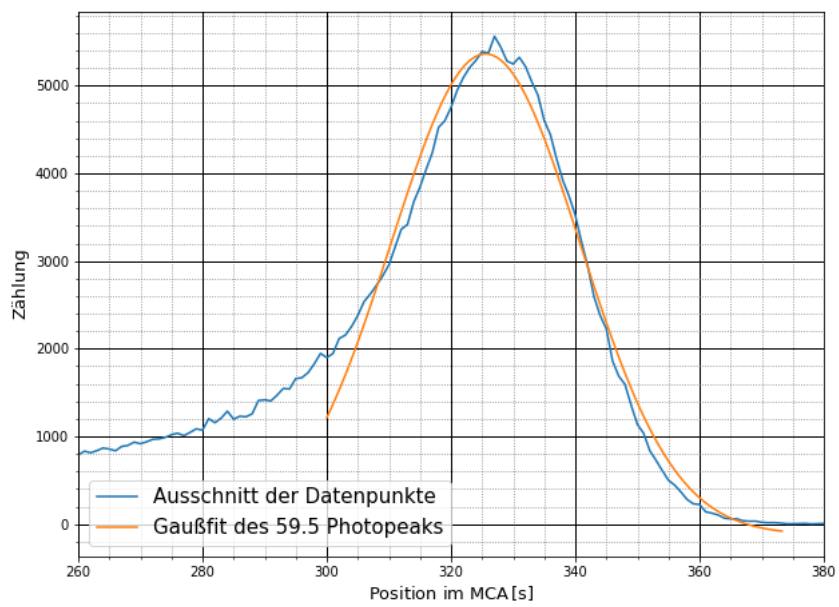


Abbildung 12: Gaußfit für einen demn Datenbereich der 59.5 keV Photopeaks mit dem CdTe Detektor.

Die Position der Peaks welche die Kanalnummer des MCA's ist kann nun mit Hilfe der bekannten Energien geeicht werden, indem man separat für beide Detektoren Energie gegen Position aufträgt und die Werte dann linear anpasst. Hierbei wurde ein gewichteter Fit verwendet welche die Fehler auf die Position der Peaks berücksichtigte. Die Werte so wie die angepasste Kurve sind in Abbildung 13 zu sehen. Die erhaltenen Gleichungen für den Zusammenhang zwischen Kanal und Energie sind:

$$f(E)_{Kanal} = (5.3988 \pm 0.0010) \frac{1}{\text{keV}} E + (4.33 \pm 0.10)$$

$$f(E)_{Kanal} = (5.128 \pm 0.008) \frac{1}{\text{keV}} E + (6.7 \pm 0.8)$$

Nun wird mit das Absorptionsverhältnis der beiden Detektoren bei unterschiedlichen Energien bestimmt.

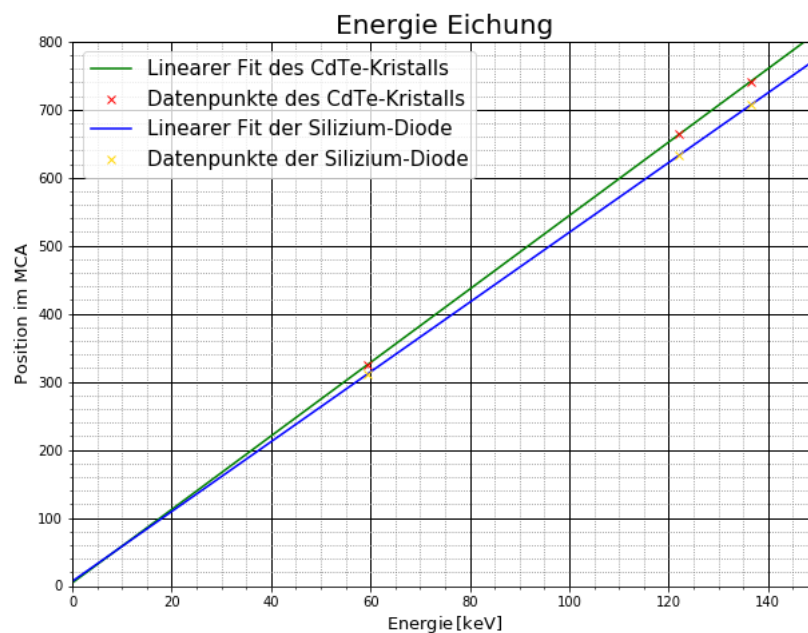


Abbildung 13: Geraden zur Eichung der beiden Detektoren. In blau die Eichung für den Silizium Detektor und in grün für den CdTe Detektor. Fehler sind nicht mit eingezeichnet da sie zu klein waren um sie sinnvoll darzustellen.

Dafür müssen die aus den Fit bestimmten Amplituden erst einmal aktive Fläche normiert werden und dann durcheinander geteilt wie in Gleichung 10 dargestellt:

$$\frac{Abs_{Si}}{Abs_{CdTe}} = \frac{A_{Si}/a_{Si}}{A_{CdTe}/a_{CdTe}} \quad (10)$$

Die Fläche des CdTe Detektors beträgt $a_{CdTe} = 23 \text{ mm}^2$ und die des Si Detektors $a_{Si} = 100 \text{ mm}^2$. Die erhaltenen Werte sind zusammen mit den Literaturwerten aus der Anleitung[?] in Tabelle 2 zu finden. Als letztes wird die Relative Energieauflösung der einzelnen Peaks bestimmt. Zur Berechnung wird die Halbwertsbreite verwendet wodurch sich folgende Gleichung ergibt:

$$RER(E) = \frac{FWHM}{E} \approx \frac{2.35\sigma(E)}{E} \quad (11)$$

Die erhaltenen Werte sind in Tabelle 3 zu finden.

Photopeak Energie [keV]	Berechnete Werte [%]	Literaturwerte [%]
59.5	1.28 ± 0.07	1,40
122.06	0.58 ± 0.05	1,83
136.47	0.45 ± 0.06	2,00

Tabelle 2: Absorptionsverhältnis von Versuchsteil 3 mit Literaturwerten[?]

Detektor und Energie	Energieauflösung
Silizium 59.5	0.449 ± 0.007
Silizium 122.06	0.236 ± 0.005
Silizium 136.47	0.200 ± 0.010
CdTe 59.5	0.600 ± 0.012
CdTe 122.06	0.285 ± 0.007
CdTe 136.47	0.272 ± 0.010

Tabelle 3: Energieauflösung von Versuchsteil 2 mit Literaturwerten[?]

5 Zusammenfassung und Diskussion zum Versuchsteil 2

Im Versuchsteil 2 ging es darum die Elektronenwolken innerhalb eines Halbleiters zu untersuchen. Hierfür wurden ein 3cm langer Germanium Block genutzt. Zur Messung wurde einmal der Abstand zwischen Laser und Nadel verändert und einmal die am Germanium angelegte Spannung. Die berechneten Werte sind die Lebensdauer, Beweglichkeit so die Diffusion der Wolken und sind in Tabelle 1 zu finden. Zum Vergleich der Werte mit dem Literaturwert wurde die Gleichung 12 verwendet. Die Werte sind in Tabelle 4 notiert.

$$t = \frac{x_{Mess} - x_{Literatur}}{\sigma_{x_{Messung}}} \quad (12)$$

	t [σ] bei konst. Abstand	t [σ] bei konst. Spannung
μ	0.0	23.875
τ	546.5	39.1
D	202.0	144.3

Tabelle 4: text

6 Tabellen

Tabellenverzeichnis

1	Messwerte von Versuchsteil 2 mit Literaturwerten[?]	8
2	Absorptionsverhältnis von Versuchsteil 3 mit Literaturwerten[?]	15
3	Energieauflösung von Versuchsteil 2 mit Literaturwerten[?]	15
4	text	16

7 Bilder

Abbildungsverzeichnis

1	Darstellung der Gaußkurven bei konst. Abstand	5
2	Exponentieller Fit der Amplituden bei konstantem Abstand	6
3	Fit zur Bestimmung der Diffusion bei konst. Abstand	7
4	Linearer Fit zur Bestimmung der Beweglichkeit bei konst. Abstand	7
5	Darstellung der Gaußkurven bei konst. Spannung	8
6	Linearer Fit zur Bestimmung der Beweglichkeit bei konst. Spannung	9
7	Exponentieller Fit der Amplituden bei konstanter Spannung	9
8	Fit zur Bestimmung der Diffusion bei konst. Spannung	10
9	V3 122.06 keV und 136.47 keV Peaks mit Silizium Detektor	11
10	V3 122.06 keV und 136.47 keV Peaks mit CdTe Detektor	12
11	V3 59.5 keV Peaks mit Silizium Detektor	12
12	V3 59.5 keV Peaks mit CdTe Detektor	13
13	Eichung für beide Detektoren	14

8 Bibliograpy

Literatur

9 Anhang