

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	4
Tabellenverzeichnis	4
1 Einleitung	6
1.1 Motivation	6
1.2 Theoretische Grundlagen	6
1.2.1 Definition	6
1.2.2 Das Bändermodell	6
1.2.3 Ladungsträger in Halbleitern	7
1.2.4 Direkte und indirekte Halbleiter	8
1.2.5 Extrinsische Halbleiter und Dotierung	8
1.2.6 p-n-Dioden	9
2 Bestimmung der Bandlückenenergie	9
2.1 Ziel des Versuchsteils	9
2.2 Aufbau	9
2.3 Durchführung	11
2.4 Auswertung	12
2.5 Zusammenfassung mit Fehlerdiskussion	17
3 Haynes & Shockley Experiment	18
3.1 Ziel des Versuchsteils	18
3.2 Versuchsspezifische Grundlagen	18
3.3 Aufbau	19
3.4 Durchführung	20
3.5 Auswertung	20
3.5.1 Variation des Abstands	20
3.5.2 Veränderung der Spannung	26
3.6 Zusammenfassung und Diskussion	30
3.6.1 Bestimmung der Beweglichkeit	30
3.6.2 Bestimmung der Lebensdauer	31
3.6.3 Bestimmung der Diffusionskonstante	31
4 Halbleiterdetektoren	32
4.1 Ziel des Versuchsteils	32
4.2 Versuchsspezifische Grundlagen	32
4.2.1 Radioaktive Elemente in diesem Experiment	32
4.2.2 Prinzip Halbleiterdetektor	33
4.2.3 Ohmscher Kontakt	33
4.3 Aufbau	33
4.4 Durchführung	34
4.5 Auswertung	34
4.5.1 Energiekanaleichung	35
4.5.2 Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten	36
4.5.3 Relative Energieauflösung	37
4.6 Zusammenfassung und Fehlerdiskussion	37
5 Fazit	39

6 Anhang	40
6.1 Haynes&Shockley	40
6.1.1 Variation des Abstands	40
6.1.2 Variation der Spannung	42
6.2 Halbleiter	43
6.3 Messungen	46
Literatur	48

Abbildungsverzeichnis

1	Entwicklung der Energiebänder	7
2	Bändermodell	7
3	Direkte und indirekte Halbleiter	8
4	p-n-Diode	9
5	Aufbau zur Messung der Bandlückenenergie	10
6	Schematischer Aufbau Bandlückenenergie	11
7	Bestimmung der Bandlückenenergie Germanium rechts	14
8	Bestimmung der Bandlückenenergie Germanium links	15
9	Bestimmung der Bandlückenenergie Silicium rechts	16
10	Bestimmung der Bandlückenenergie Silicium links	17
11	Aufbau Teil 2	19
12	Messdaten und Fit für $d = 5\text{ mm}$	21
13	Gaußfunktionen der ersten Messreihe	22
14	Bestimmung der Beweglichkeit in Messreihe 1	23
15	Bestimmung der Lebenszeit in Messreihe 1	24
16	Bestimmung der Diffusionskonstante in Messreihe 1	25
17	Gaußfunktionen des zweiten Teils	27
18	Bestimmung der Beweglichkeit in Messreihe 2	28
19	Bestimmung der Lebenszeit in Messreihe 2	29
20	Bestimmung der Diffusionskonstante in Messreihe 2	30
21	Zerfallsschema Cobalt	32
22	Zerfallsschema Americium	33
23	Signalkette Halbleiterdetektor	34
24	Energieeichung	36
25	Fit für $d = 10\text{ mm}$ und $d = 9\text{ mm}$	40
26	Fit für $d = 8\text{ mm}$ und $d = 7\text{ mm}$	40
27	Fit für $d = 6\text{ mm}$ und $d = 5\text{ mm}$	40
28	Fit für $d = 4\text{ mm}$ und $d = 3.5\text{ mm}$	41
29	Fit für $d = 3\text{ mm}$ und $d = 2.5\text{ mm}$	41
30	Fit für $d = 2\text{ mm}$ und $d = 1\text{ mm}$	41
31	Fit für $U = 25\text{ V}$ und $U = 30\text{ V}$	42
32	Fit für $U = 35\text{ V}$ und $U = 40\text{ V}$	42
33	Fit für $U = 42\text{ V}$ und $U = 44\text{ V}$	42
34	Fit für $U = 46\text{ V}$ und $U = 48\text{ V}$	43
35	Fit für $U = 49.5\text{ V}$	43
36	^{241}Am Spektrum beider Detektoren	43
37	^{57}Co Spektrum beider Detektoren	44
38	59 keV Peak Americium Fit	44
39	122 keV Peak Cobalt Fit	44
40	Weitere Fits	45

Tabellenverzeichnis

1	Fitparameter Germanium rechts	13
2	Fitparameter Germanium links	14
3	Fitparameter Silicium rechts	15
4	Fitparameter Silicium links	16
5	Parameter des Fits in Teil 1	22
6	Parameter des Fits in Teil 2	26

7	Energie-Kanal Zuordnung	35
8	Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten	37
9	Relative Energieauflösung	37
10	Relative Energieauflösung	38

1 Einleitung

1.1 Motivation

Halbleiter spielen in der modernen physikalischen Forschung und auch in der Industrie, beispielsweise in der Photovoltaik oder in der Optik, eine große Rolle. Insbesondere in der Elektrotechnik sind sie heute mit ihrer Anwendung z.B. als Dioden kaum wegzudenken. Auch in der Hochenergiephysik sind Halbleiter als Halbleiterdetektoren ein großer Bestandteil, wie zum Beispiel der *Semiconductor Tracker* (SCT), der im ATLAS-Experiment als einer der inneren Tracking Detektoren für geladene Teilchen fungiert und sich direkt um den Proton-Proton Kollisionspunkt im Inneren des ATLAS-Detektors befindet und die Spuren von mehr als 40 Millionen Teilchen misst, die pro Sekunde den Detektor durchqueren (siehe [8]).

In diesem Experiment sollen verschiedene Themengebiete der Halbleiterphysik kennengelernt, untersucht und verstanden werden. Dies geschieht anhand von drei unterschiedlichen Versuchen, die sich jeweils die Theorie der Bandlückenenergie, der frei beweglichen Ladungen innerhalb von Halbleitern und Halbleiter als Halbleiterdetektoren für γ -Spektroskopie beschäftigen.

Dafür sollen im Folgenden zuerst die allgemeinen Grundlagen der Halbleiterphysik beschrieben werden, woraufhin für jeden Versuch auf die spezifische physikalische Theorie eingegangen werden soll und anschließend sowohl der Aufbau als auch die Durchführung beschrieben wird. Zudem wird dann die Auswertung der einzelnen Versuche erläutert und die Ergebnisse vergleichend präsentiert. Am Ende folgt eine abschließende Zusammenfassung der Erkenntnisse aus den einzelnen Versuchsteilen.

1.2 Theoretische Grundlagen

Die im folgenden erwähnten physikalischen Gleichungen stammen, sofern nicht anders erwähnt, entweder aus [1] oder aus [5].

1.2.1 Definition

Halbleiter sind Festkörper, die mit ihrer Leitfähigkeit zwischen Isolatoren, also Nichtleitern, und Leitern liegen. Dabei nimmt die Leitfähigkeit von Halbleitern mit steigender Temperatur, jedenfalls bis zu einem gewissen Punkt, zu. Zur Erklärung dieses Phänomens ist das Verständnis des Bändermodells unerlässlich.

1.2.2 Das Bändermodell

Das Bändermodell beschreibt den Aufbau der energetischen Bänder von Festkörpern. Wenn sich zwei Atomrümpfe nahe aneinander befinden, werden die diskreten Elektronenniveaus aufgespalten und verschmelzen bei noch mehr wechselwirkenden Atomen zu kontinuierlichen Energiebändern, die durch die Wechselwirkung von Elektronen untereinander erzeugt werden. Dabei besitzen die tieferen Niveaus weniger breite und die höheren breitere Energiebänder, da die tieferen stets stärker an den Kern gebunden sind. Somit hängt die Breite dieser Energiebänder vom Abstand der Atomrümpfe ab, was auch in Abbildung 1 dargestellt ist.

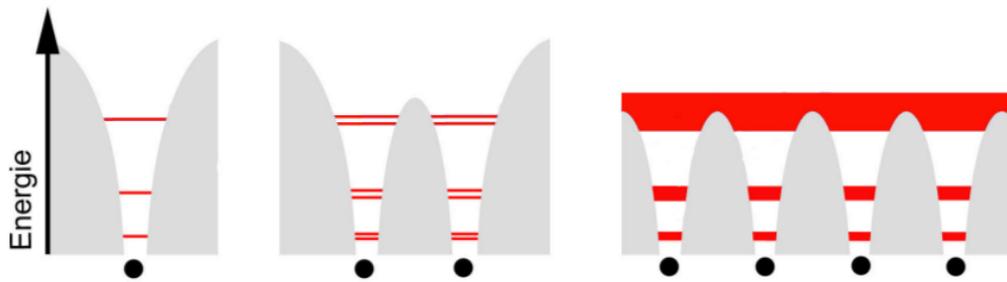


Abbildung 1: Entwicklung der Energieniveaus von links nach rechts: Einzelatom, Aufspaltung der Energiebänder bei zwei Atomen, Aufspaltung bei mehreren Atomen und Bildung der Energiebänder. [5, S.9]

Im Folgenden sollen vor allem die obersten Energiebänder diskutiert werden. Wichtig hierbei sind vor allem das Valenzband, Leitungsband und die Bandlücke. Das **Valenzband** ist das energetisch höchste noch besetzte Band bei einer Temperatur von 0 K, dessen Elektronen zur chemischen Bindung beitragen. Das Band, welches energetisch über dem Valenzband liegt, wird Leitungsband genannt. Dessen Zustände sind bei 0 K ebenfalls unbesetzt. Bei Leitern überlagern sich das Valenz- und das Leitungsband. Bei Isolatoren hingegen liegt zwischen dem Leitungsband und dem Valenzband eine große Lücke, die **Bandlücke**, deren Größe die elektrischen und optischen Eigenschaften des Festkörpers maßgeblich bestimmt. Damit ein Festkörper leitfähig wird, müssen Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband gehoben werden und somit genug Energie zugeführt bekommen, um die Bandlücke zu überqueren. Dies ist bei Isolatoren kaum möglich, bei Halbleitern hingegen ist die Bandlücke so klein, dass Elektronen bei äußerer Anregung oder steigender Temperatur leicht ins Leitungsband gelangen. Der Halbleiter wird dadurch leitfähig. Die Bänderstruktur der verschiedenen Festkörper ist in Abbildung 2 anschaulich dargestellt.

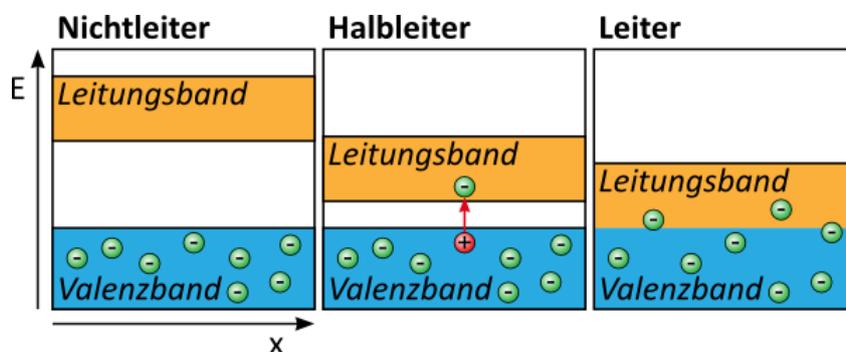


Abbildung 2: Vergleich der Position der Bänder bei Isolatoren (Nichtleiter), Halbleitern und Leitern[6].

1.2.3 Ladungsträger in Halbleitern

Elektronen, die genug Energie besitzen, also mehr als die **Bandlückenenergie**, und die somit die Atomrümpfe im Valenzband verlassen, hinterlassen dort ein "Loch", das als positiver Ladungsträger angesehen werden kann. Dies ist auch in Abbildung 2 dargestellt. Das angehobene Elektron bewegt sich im Leitungsband quasi-frei und wenn eine Spannung an den Halbleiter angelegt wird, fließen die Elektronen in Richtung der Spannung. Damit repräsentieren sie eine negative bewegliche Ladung. Es gilt zu bemerken, dass die Löcher ebenfalls als quasi-frei bezeichnet werden können, die sich ähnlich wie die quasi-freien Elektronen Verhalten. Zusammen nennt man sie **Elektronen-Loch-Paare**. Ladungstransport findet also nicht nur im Leitungsband, sondern auch im Valenzband statt.

1.2.4 Direkte und indirekte Halbleiter

Halbleiter lassen sich auf verschiedene Art und Weise kategorisieren. Eine davon ist die Einteilung in direkte und indirekte Halbleiter. Betrachtet man das Energie-Band-Schema von Halbleitern im Impulsraum, verlaufen Valenz- und Leitungsband nicht wie zuvor immer dargestellt als zwei parallele Gerade, sondern weisen Maxima und Minima auf. Dies erlaubte eine Unterteilung in direkte und indirekte Halbleiter. Bei **direkten** Halbleitern liegt das Minimum des Leitungsbands direkt über dem Maximum des Valenzbands, sodass ein Übergang hier ohne eine Änderung des Impulses möglich ist. Im Gegensatz dazu ist bei **indirekten** Halbleitern das Maximum gegenüber dem Minimum um Δp verschoben. Da bei einem Übergang sowohl Energie als auch Impuls erhalten sein müssen, sind hierfür Phononen wichtig. Phononen sind Quasi-Teilchen, die den Impuls und die Energie von Schwingungen der Gitterstruktur tragen. Diese nehmen den Impulsunterschied Δp beim Übergang auf oder geben ihn ab. Die Darstellung des Leitungs- und Valenzbands von direkten und indirekten Halbleitern im Impulsraum ist zum besseren Verständnis in Abbildung 3 zu sehen.

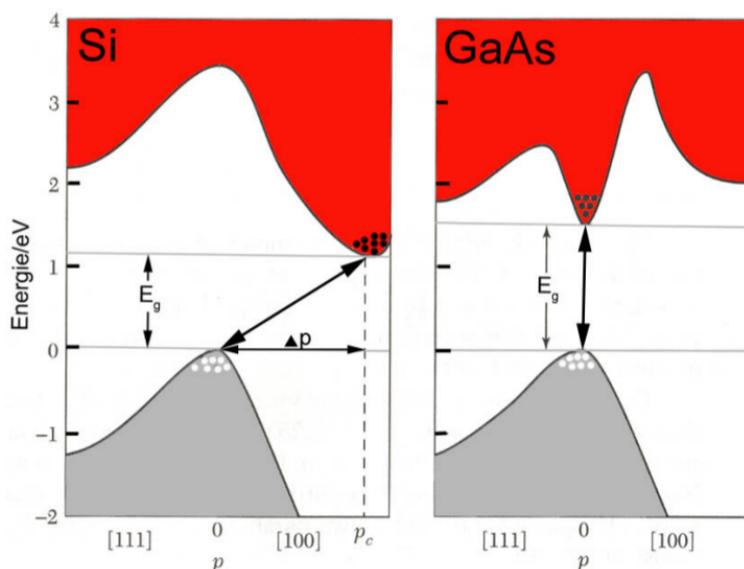


Abbildung 3: Darstellung des Energie-Band-Schemas im Impulsraum, was eine Unterscheidung von direkten und indirekten Halbleitern erlaubt [5, S.17].

1.2.5 Extrinsische Halbleiter und Dotierung

Eine weitere Kategorisierung erfolgt durch die Einteilung in extrinsische und intrinsische Halbleiter. **Intrinsische** Halbleiter sind Halbleiter, die nicht durch andere Materialien verunreinigt sind, also im technischen Sinne perfekte Kristalle. **Extrinsische** Halbleiter dagegen sind Halbleiter mit Defekten in der Kristallstruktur, da sie durch Fremdatome verunreinigt wurden. Oft geschieht diese Verunreinigung jedoch gezielt, man nennt dies **Dotierung**. Wenn ein Halbleiter mit einem Fremdatom dotiert, bilden sich weitere Energieniveaus aus. Halbleiter können verschieden dotiert werden: Ein p-dotierter Halbleiter erhält zusätzliche Löcher (Akzeptoren), ein n-dotierter erhält zusätzliche Elektronen (Donatoren), wobei 'zusätzlich' in diesem Kontext bedeutet, dass die eingebrachten Akzeptoren ein Valenzelektron mehr oder weniger besitzen als das Material, in das sie eingebracht werden. Dafür bieten sich Elemente aus den beiden benachbarten Hauptgruppen an. Somit gibt es dort ein entweder ein überschüssiges Elektron, welches nicht an der Bindung mit den restlichen Atomen teilnimmt oder es fehlt eins im Falle eines Akzeptors. Somit ist die Anzahl der Löcher und Elektronen in extrinsischen Halbleitern,

im Gegensatz zu intrinsischen, nicht gleich. Die Dotierung ist gewollt, da dadurch die Leitfähigkeit des Halbleiters gezielt beeinflusst werden kann. So kann die Leitfähigkeit eines dotierten Halbleiters um mehrere Größenordnungen ansteigen im Vergleich zum nicht dotierten, da die Bandlückenenergie durch die Dotierung sinken kann und somit mehr Elektronen schneller ins Leitungsband gehoben werden können.

1.2.6 p-n-Dioden

Wenn ein n-dotierter Halbleiter mit einem p-dotierten Halbleiter in Kontakt kommt, so wird dies eine **Diode** genannt. Beim Kontakt dieser beiden Schichten gleichen sich die freien Ladungsträger im Übergangsbereich aus, da es dort zur Rekombination der freien Elektronen und der Löcher kommt. Das einzige, was zurückbleibt, sind die unbeweglichen Atomrümpfe der beiden Schichten, denen nun entweder ein Elektron oder ein Loch fehlt, was dafür sorgt, dass diese Atomrümpfe nun positiv oder negativ geladen sind. Dadurch kommt es zur Entstehung eines elektrischen Felds zwischen den beiden Schichten und es bildet sich ein Kontaktpotenzial aus. Die Bänder aus dem oben beschriebenen Bändermodell verschieben sich dabei gegeneinander, wie in Abbildung 4 zu sehen.

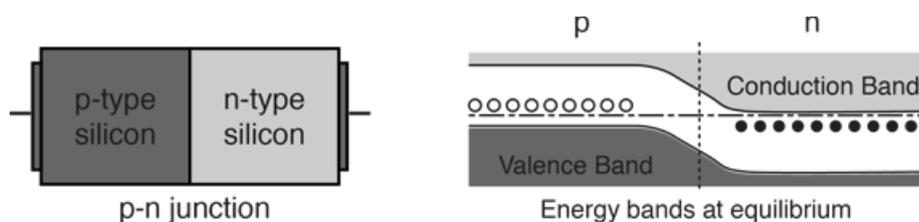


Abbildung 4: Schematische Darstellung der Verformung der Energiebänder bei einer p-n-Diode am Beispiel einer Silicium-Diode. [7]

Das sich so bildende elektrische Feld ist auch der Grund dafür, dass Ladungen, die aus photonischer (Compton-Effekt, Photo-Effekt) oder thermischer Anregung entstehen, aus der so erzeugten Verarmungszone herausbeschleunigt werden. Wenn eine Diode dabei in einen Stromkreis eingebunden wird, kann ein Anstieg des Stroms gemessen werden, der proportional zur Teilchenenergie ist, die durch die Anregung in der Verarmungszone deponiert wurde. Dies ist auch das grundlegende Funktionsprinzip von **Halbleiterdetektoren**. Eine weitere Besonderheit von Dioden stellt die Tatsache dar, dass Dioden nicht in beide Richtungen leitend sind, es gibt daher eine Sperr- und eine Durchflussrichtung.

2 Bestimmung der Bandlückenenergie

2.1 Ziel des Versuchsteils

In diesem Teil des Versuchs soll die Bandlückenenergie, also die Energie, die benötigt wird, um ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband zu heben, von einer Germanium- und einer Siliciumprobe bestimmt werden. Dies soll aus der Transmission und Absorption von Licht durch den Halbleiter auf einer optischen Bank geschehen, wobei das Absorptionsspektrum durch einen Widerstand an der Probe und das Transmissionsspektrum durch einen hinter den Halbleitern befindlichen Pyrodetektor vermessen wird.

2.2 Aufbau

Der Aufbau des Experiments zur Vermessung der Bandlücke ist Abbildung 5 zu entnehmen. Dabei sendet eine Lampe, fokussiert durch eine Linse, Photonen auf ein optisches Gitter, das

konstruktive Interferenz erzeugt und die Photonen auf den zweiten Arm der optischen Bank in Richtung einer Halbleiterprobe lenkt. Der Winkel, in dem sich das Gitter zur Lichtquelle befindet, ist dabei veränderlich, da das Gitter auf einer Drehscheibe angebracht ist. Somit ist die Winkeleinstellung mittels einer Kontrolleinheit verstellbar und kann, nach korrekter Einstellung des Nullpunktes, auch am PC mithilfe eines Programms ausgelesen werden. Am Versuch sind zwei Gitter vorhanden, eines zur Messung mit der Silicium- und eines zur Messung mit der Germaniumprobe.



Abbildung 5: Grundsätzlicher Aufbau des Experiments zur Vermessung der Bandlückenenergie. [1, S.3]

Vor der Halbleiterprobe befindet sich eine Blende, deren Öffnung verstellt werden kann, sowie ein Filter, der dafür sorgt, dass die UV-Bereiche von Spektren höherer Ordnung nicht gleichzeitig die Probe erreichen. Dabei ist je ein Filter für jede der beiden Halbleiterproben vorhanden. Danach treffen die Photonen auf die Halbleiterprobe, die auf dem dahinterliegenden Pyrodetektor befestigt werden kann. Der schematische Aufbau ist zusätzlich in Abbildung 6 zu sehen. An jeder Halbleiterprobe sind elektrische Kontakte angebracht, mit denen eine Spannung an der Probe anliegt. Wenn ein Photon genug Energie besitzt, um ein Elektron die Bandlücke überqueren zu lassen, erzeugt das Photon so freie Ladungsträger, was wiederum als Anstieg des Probenstroms gemessen wird. Durch die Messung des elektrischen Widerstandes an der Probe kann somit die Absorption vermessen werden. Ein Lock-In Verstärker ermöglicht dabei, dass die Signale vom äußeren Rauschen getrennt werden können, solange die Frequenz und die Phasenlage des Lichtes bekannt ist. Durch Integration der Überlagerung des Eingangssignal mit einer Sägezahnspannung als Referenzsignal kann so Signalrauschen herausgemittelt werden, da Rauschen keine spezifische Frequenz oder Phasenlage besitzt. Die Transmission wiederum wird mithilfe des Pyrodetektors vermessen. Dieser registriert Veränderungen des Lichtsignals und ist nicht von der Wellenlänge sondern lediglich der Intensität des Lichtes abhängig. Ein vor der Lampe angebrachter "Chopper" erzeugt die dafür notwendigen Lichtpulse und sorgt dafür, dass die Polarisation des Lichtes sich ändert. Diese Veränderung wirkt sich wiederum auf die Dielektrizitätskonstante des im Detektor befindlichen LiTn-Plättchens aus und kann als wiederum als Spannungsveränderung gemessen werden.

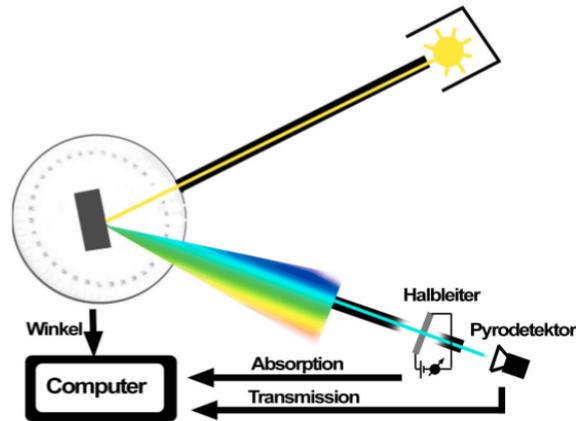


Abbildung 6: Schematischer Aufbau des Experiments zur Vermessung der Bandlückenenergie [1, S.4].

Über die Spannungsänderung im Pyrodetektor, die auf die Änderung der Dielektrizitätskonstante folgt, kann somit die Transmission der Photonen beobachtet werden. Danach werden die Signale vom Probenstrom und des Pyrodetektors an den PC weitergeleitet, wo die verschiedenen Signale gegen die Winkel aufgetragen betrachtet werden können.

2.3 Durchführung

Die im folgenden erläuterten Schritte werden einmal für den Silicium- und einmal für den Germaniumhalbleiter vorgenommen. Zuerst wird der Strahlengang auf der optischen Achse so aufgebaut, dass er durchgehend möglichst parallel erscheint. Dabei sollte auch die Blende justiert werden. Ebenso sind die jeweiligen Gitter und Filter, die für die verschiedenen Messungen zu verwenden sind, mit dem Namen der zugehörigen Halbleiterprobe markiert. Danach sollte die erste Probe, zusammen mit zugehörigem Gitter und Filter, eingesetzt und das Spektrum am PC betrachtet werden. Dabei sollten die Einstellungen am Lock-In Verstärker so angepasst werden, dass das Spektrum außerhalb vom Nullpunkt, der stets übersteuert ist und bei der Wahl der Einstellungen somit vernachlässigt wird, maximal wird, dabei jedoch nicht übersteuert. Der U-I-Wandler sollte dabei bei Silizium auf ungefähr 0.75 mA und bei Germanium auf etwa 15 mA eingestellt werden. Wenn das bestmögliche Spektrum am PC angezeigt wird, können die einzelnen Messungen gestartet werden. Dabei wird die Drehscheibe mit dem optischen Gitter auf ca. -90° gestellt und fährt automatisch die Gradzahlen ab, bis sie bei ungefähr 90° wieder gestoppt werden sollte. Wie in der Auswertung sichtbar wird, empfiehlt es sich für die Messung die Einstellung "langsam" zu wählen. In diesem Experiment wurde dies nur für die Germaniumprobe verwirklicht, weswegen hier wesentlich mehr Datenpunkte vorliegen. Das Programm nimmt dabei sowohl die Probenspannung als auch Spannung am Pyrodetektor auf und verrechnet die Anstellwinkeleinstellung γ mit

$$E(\gamma) = \frac{hc}{2d\sin(\gamma)\cos(\psi)} \quad (2.1)$$

zur passenden Energie, die ebenfalls mit ausgegeben wird. Dabei entspricht ψ dem halben Öffnungswinkel der Bank, d der Gitterkonstante, c der Lichtgeschwindigkeit und h der Planck'schen Konstante. Für jede Halbleiterprobe sollte zudem die Strahlungsleistung der Lampe zur späteren Normierung gemessen werden. Dafür wird die Probe zwar aus dem Strahlengang entfernt, das Gitter und der Filter bleiben aber eingebaut. Ebenso wird eine Untergrundmessung durchgeführt, bei der das Licht der Lampe abgedeckt wird, um später mögliches Streulicht vom Spektrum abzuziehen. Zu guter Letzt werden für die Auswertung Fehler auf die Spannungen

benötigt, weshalb die Streuung der Spannungswerte bestimmt werden sollte. Dafür wird an verschiedenen Stellen im Spektrum die Drehscheibe angehalten und die Streuung der Spannungswerte bestimmt, indem etwa 5 s lang Daten bei einem gleich bleibenden Winkel aufgenommen werden. Dies kann sowohl an den Spitzen im Absorptions- und Transmissionsspektrum und zusätzlich auch in den flachen Bereichen daneben geschehen, um die Streuung zu vergleichen.

2.4 Auswertung

Alle im folgenden zu sehenden Grafiken wurden mit pyROOT erstellt.

Um die Bandlückenenergie für Germanium zu bestimmen, müssen die Spektren, also jeweils die Spannung, die an der Probe (Absorption) und vom Pyrodetektor (Transmission) gemessen wurden, vom Untergrund bereinigt und auf die Strahlungsleistung der Lampe normiert werden. Dafür wird über den gesamten gemessenen Untergrund gemittelt und die Unsicherheit aus der Streuung bestimmt. Die Normierung geschieht dann jeweils für Silicium und Germanium durch

$$\text{Trans}_{\text{real}}(\gamma) = \frac{\text{Trans}(\gamma) - \text{Unt}_{\text{Trans}}}{\text{Lampe}(\gamma)}, \quad (2.2)$$

$$\text{Abs}_{\text{real}}(\gamma) = \frac{\text{Abs}(\gamma) - \text{Unt}_{\text{Abs}}}{\text{Lampe}(\gamma)}, \quad (2.3)$$

wobei die Spannungen abhängig von ihrem jeweiligen Anstellwinkel γ sind. Die Normierung durch die Lampenspannung geschieht bei beiden Rechnungen mit der Spannung, die dabei ohne die Halbleiterprobe im Strahlengang am Pyrodetektor gemessen wurde.

Um die Spektren korrekt auf das der Lampe zu normieren, muss zuerst eine Zuordnung der Werte geschehen, da die Spektren, vor allem Germanium, mit wesentlich mehr Datenpunkten aufgenommen wurden, als das Spektrum der Lampe. Daher wurden die Winkel der jeweiligen Messung mit der Lampe mit denen des Spektrums verglichen, um herauszufinden, welche Winkel der Lampenmessung zu denen der normalen Messung gehört. Anschließend werden die Spannungen, die zu den Winkeln gehören, für die die Winkeldifferenz am geringsten war, miteinander verrechnet.

Die so gewonnenen Spannungen der Transmission- und Absorptionsmessung werden dann jeweils für Germanium und Silicium in ein Diagramm gegen die Energie aufgetragen. Dabei werden die Fehler auf die Spannungen für sowohl Absorptions- als auch Transmissionsmessung durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung über

$$s_{\text{T(A)}} = \sqrt{\left(\frac{s_{\text{str}_{\text{T(A)}}}}{\text{Lampe}(\gamma)}\right)^2 + \left(\frac{s_{\text{Unt}_{\text{T(A)}}}}{\text{Lampe}(\gamma)}\right)^2 + \left(\frac{\text{Trans}(\text{Abs})(\gamma) - \text{Unt}_{\text{T(A)}}(\gamma)}{\text{Lampe}(\gamma)^2} \cdot s_{\text{str}_{\text{T}}}\right)^2} \quad (2.4)$$

berechnet. Dabei entspricht $s_{\text{str}_{\text{T(A)}}$ der jeweiligen Streuung der Spannung aus der Fehlermessung und $s_{\text{Unt}_{\text{T(A)}}$ der Streuung der jeweiligen Untergrundmessung. $s_{\text{str}_{\text{T}}}$ entspricht dabei sowohl für den Fehler der Absorption als auch für den der Transmission der Streuung der Transmission und beschreibt den Fehler auf die Lampe. Bei der Untersuchung der Fehlermessungen konnte festgestellt werden, dass die Streuung an den Spitzen der Spektren nicht größer waren, als die im Rest des Spektrums, weswegen hier auf alle Werte jeweils der gleiche Fehlerwert der Streuung verwendet wird, der somit nicht abhängig von der Energie bzw. dem Winkel gewählt wurde.

Um nun die Bandlückenenergie der beiden Halbleiter bestimmen zu können, werden die linken und die rechten Seiten (vom Nullpunkt aus) des Spektrums separat betrachtet und im Bereich der Flanken für das Absorptions- und Transmissionsspektrum eine Geradenanpassung

mit

$$y = a + b \cdot x \quad (2.5)$$

durchgeführt. Dabei gehören die Parameter a und b zur Transmissionsgeraden und c und d zur Absorptionsgeraden.

Im nächsten Schritt wird durch das Maximum des Transmissionsspektrums sowie durch das Minimum des Absorptionsspektrums jeweils eine konstante Gerade gelegt und anschließend der Schnittpunkt der Transmissionsgeraden mit der im Maximum wie auch die Schnittstelle der Absorptionsgeraden mit der Geraden durch das Minimum berechnet. Diese Schnittpunkte stellen dann die obere und untere Grenze für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares dar. Dabei entspricht die Mitte dieser Grenzen der Bandlückenenergie, die in diesem Experiment gesucht wird. Somit berechnen sich die oberen und unteren Grenzen durch

$$E_{\text{Grenz}} = \frac{Y - a}{b}, \quad (2.6)$$

wobei Y dem y-Achsenabschnitt der horizontalen Geraden im Minimum/Maximum entspricht und die Gleichung natürlich äquivalent für die Absorption mit c und d aufgestellt wird. Der Fehler auf diese oberen und unteren Grenzen wird mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung bestimmt durch

$$s_{\text{Grenz}} = \sqrt{\left(\frac{s_Y}{b}\right)^2 + \left(\frac{s_a}{b}\right)^2 + \left(\frac{Y - a}{b^2} \cdot s_b\right)^2 + 2 \cdot \frac{Y - a}{b^3} \cdot \text{cov}(a, b)}, \quad (2.7)$$

wobei s_Y dem jeweiligen in (2.4) berechneten Fehler des y-Werts, $s_{a/b}$ den Fehlern aus dem Fit und $\text{cov}(a, b)$ der Kovarianz dieser Fitparameter entspricht. Analog werden die Fehler für die Absorption wiederum über die Parameter c und d mit dazugehörigen Fehlern berechnet.

Die Parameter aus den Fits von Abbildung 7, der rechten Seite von Germanium, sind in Tabelle 1 aufgetragen.

Fit	a [V]	s_a [V]	b [V/eV]	s_b [V/eV]	$\text{cov}(a, b)$	Y [V]	s_Y [V]	E_{Grenz} [eV]	$s_{E_{\text{Grenz}}}$ [eV]
Ger _{rTrans}	10.13	0.12	-13.26	0.17	-0.02	1.7	0.6	0.64	0.05
Ger _{rAbs}	-1.92	0.05	3.07	0.07	-0.003	0.02	0.012	0.632	0.004

Tabelle 1: Fitparameter zur Berechnung der Bandlückenenergie von Germanium aus der rechten Seite des Spektrums inklusive der berechneten oberen und unteren Grenzen der Bandlückenenergie.

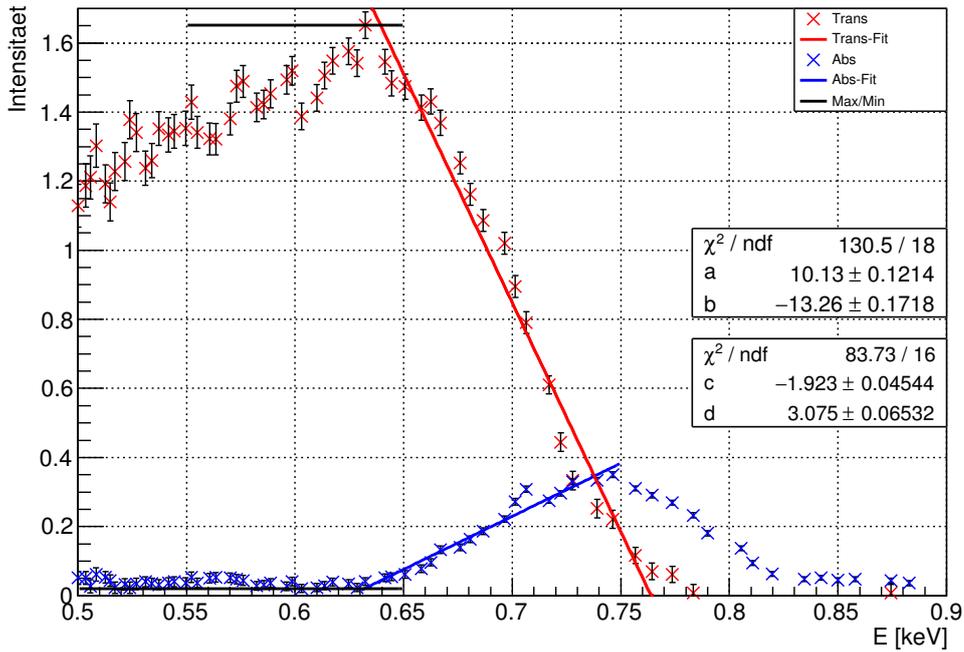


Abbildung 7: Bestimmung der Bandlückenenergie aus den Schnittpunkten der Geraden für die rechte Seite des Germaniumspektrums.

Für die rechte Seite von Germanium ergibt sich daher aus Abbildung 7 eine Bandlückenenergie von

$$E_{\text{Ger}_r} = (0.64 \pm 0.02) \text{ eV}, \quad (2.8)$$

wobei der Fehler über Gaußsche Fehlerfortpflanzung zu

$$s_{E_{\text{Ger}_r}} = \sqrt{\left(\frac{s_{\text{Grenz}_r}}{2}\right)^2 + \left(\frac{s_{\text{Grenz}_l}}{2}\right)^2} \quad (2.9)$$

berechnet wurde. Aus der linken Seite, wie in Abbildung 8 zu sehen, folgen die Parameter die in Tabelle 2 zu finden sind.

Fit	$a[\text{V}]$	$s_a[\text{V}]$	$b[\text{V}/\text{eV}]$	$s_b[\text{V}/\text{eV}]$	cov(a,b)	$Y[\text{V}]$	$s_Y[\text{V}]$	$E_{\text{Grenz}}[\text{eV}]$	$s_{E_{\text{Grenz}}}[\text{eV}]$
Ger _l _{Trans}	8.60	0.17	11.6	0.3	0.04	1.5	0.06	0.617	0.005
Ger _l _{Abs}	-1.43	0.08	-2.38	0.12	0.010	0.03	0.018	0.613	0.009

Tabelle 2: Fitparameter zur Berechnung der Bandlückenenergie von Germanium aus der linken Seite des Spektrums inklusive der berechneten oberen und unteren Grenzen der Bandlückenenergie.

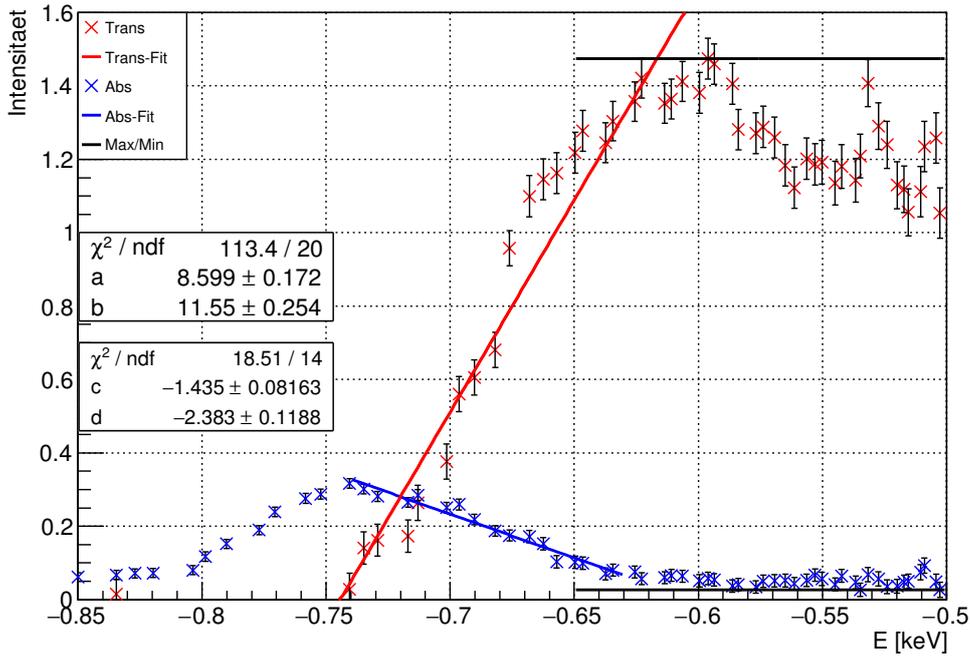


Abbildung 8: Bestimmung der Bandlückenenergie aus den Schnittpunkten der Geraden für die linke Seite des Germaniumspektrums.

Daraus ergibt sich die Bandlückenenergie zu

$$E_{\text{Ger}_l} = (0.615 \pm 0.005) \text{ eV}, \quad (2.10)$$

wobei der Fehler hier und auch im folgenden stets wie in Gleichung (2.9) berechnet wird. Daher bestimmt sich die Bandlückenenergie aus dem gewichteten Mittel der Werte für die rechte und linke Seite und dem dazugehörigen Fehler zu

$$E_{g_{\text{Ger}}} = (0.616 \pm 0.005) \text{ eV}. \quad (2.11)$$

Selbiges Vorgehen folgt für Silicium auf der rechten Seite, wie in Abbildung 9 zu sehen. Die daraus resultierenden Werte sind wiederum in Tabelle 3 zu finden.

Fit	$c[\text{V}]$	$s_c[\text{V}]$	$d[\text{V}/\text{eV}]$	$s_d[\text{V}/\text{eV}]$	$\text{cov}(c,d)$	$Y[\text{V}]$	$s_Y[\text{V}]$	$E_{\text{Grenz}}[\text{eV}]$	$s_{E_{\text{Grenz}}}[\text{eV}]$
$\text{Si}_{\text{rTrans}}$	2.399	0.011	-1.956	0.009	-0.00010	0.2607	0.0010	1.0928	0.0006
Si_{rAbs}	-9.6	0.2	9.1	0.2	-0.05	-0.07	0.06	1.047	0.007

Tabelle 3: Fit Parameter zur Berechnung der Bandlückenenergie von Silicium aus der rechten Seite des Spektrums inklusive der berechneten oberen und unteren Grenzen der Bandlückenenergie.

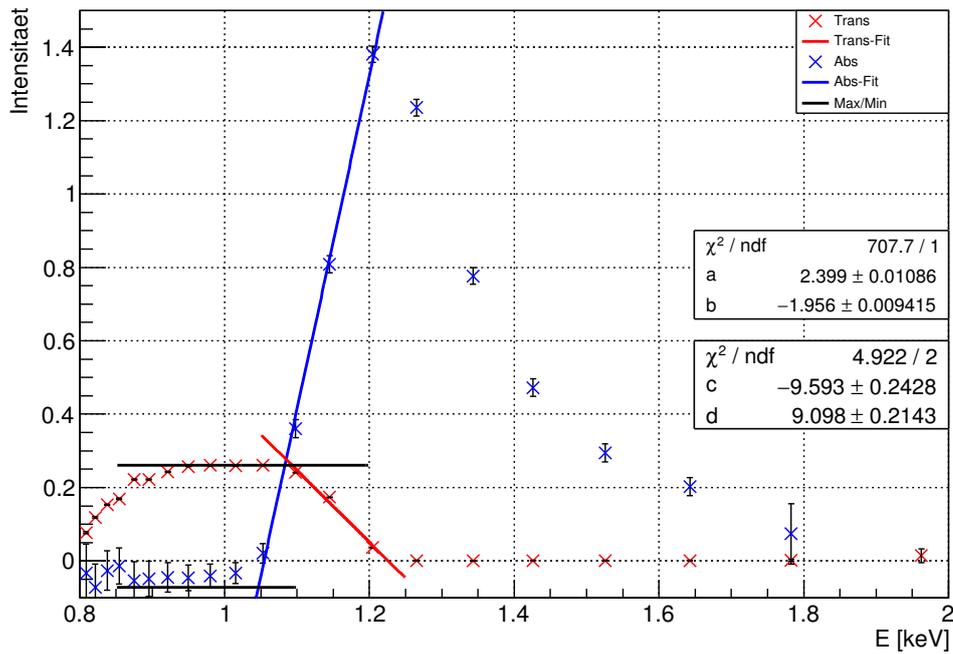


Abbildung 9: Bestimmung der Bandlückenenergie aus den Schnittpunkten der Geraden für die rechte Seite des Siliciumspektrums.

Daraus folgt eine Bandlückenenergie von

$$E_{\text{Si}_r} = (1.070 \pm 0.004) \text{ eV}. \quad (2.12)$$

Für die linke Seite von Silicium sind die Parameter aus Abbildung 10 in Tabelle 4 aufgelistet.

Fit	$c[\text{V}]$	$s_c[\text{V}]$	$d[\text{V}/\text{eV}]$	$s_d[\text{V}/\text{eV}]$	$\text{cov}(c,d)$	$Y[\text{V}]$	$s_Y[\text{V}]$	$E_{\text{Grenz}}[\text{eV}]$	$s_{E_{\text{Grenz}}}[\text{eV}]$
Si_{Trans}	1.724	0.013	1.385	0.011	0.00013	0.2089	0.0009	1.093	0.012
Si_{Abs}	-6.7	0.2	-6.4	0.2	0.05	-0.06	0.07	1.03	0.05

Tabelle 4: Fit Parameter zur Berechnung der Bandlückenenergie von Silicium aus der linken Seite des Spektrums inklusive der berechneten oberen und unteren Grenzen der Bandlückenenergie.

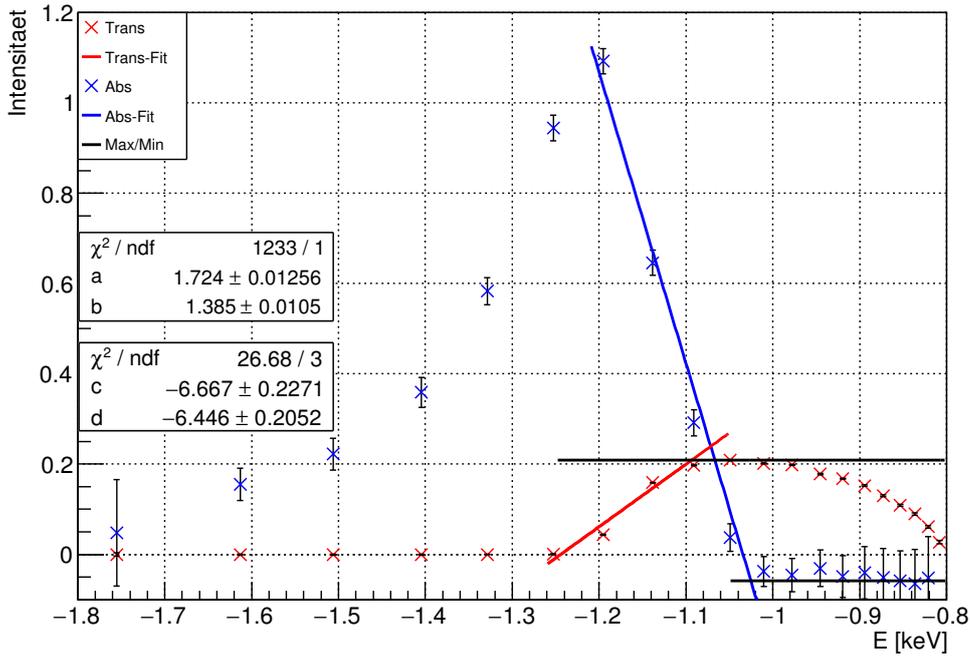


Abbildung 10: Bestimmung der Bandlückenenergie aus den Schnittpunkten der Geraden für die linke Seite des Siliciumspektrums.

Somit folgt daraus eine einer Bandlückenenergie von

$$E_{Si_l} = (1.06 \pm 0.02) \text{ eV}. \quad (2.13)$$

Daher ergibt sich erneut aus dem gewichteten Mittel die Bandlückenenergie für Silicium zu

$$E_{g_{Si}} = (1.069 \pm 0.004) \text{ eV}. \quad (2.14)$$

2.5 Zusammenfassung mit Fehlerdiskussion

Aus der Vermessung des Transmissions- und Absorptionsspektrums der Halbleiterproben mithilfe eines Lock-In Verstärkers und eines Pyrodetektors konnte die Bandlückenenergie von Germanium zu

$$E_{g_{Ger}} = (0.616 \pm 0.005) \text{ eV} \quad (2.15)$$

bestimmt werden. Mit einem Literaturwert von $E_{ger_{lit}} = 0.66 \text{ eV}$ [1, S.15] entspricht dies bei der vorliegenden Unsicherheit einer Abweichung von 9σ .

Für Silicium konnte eine Bandlückenenergie von

$$E_{g_{Si}} = (1.069 \pm 0.004) \text{ eV} \quad (2.16)$$

bestimmt werden. Im Hinblick auf einen Literaturwert von $E_{Si_{lit}} = 1.12 \text{ eV}$ [1, S.15] entspricht dies einer Abweichung von 13σ . Die hohe Abweichung hier lässt sich vermutlich auch auf die wenigen Datenpunkte zurückführen, da diese Messung nicht mit der Einstellung "langsam" vorgenommen wurde.

Diese Abweichungen sind unter anderem auf systematische Fehler wie die Verunreinigung des

Gitters zurückzuführen. Beide Gitter sind offensichtlich zuvor schon einmal falsch gehandhabt worden, wodurch Fingerabdrücke sichtbar waren, die das Gitter verunreinigten. Zudem ist auffällig, dass manche Werte nach Abzug des Untergrundes bis unter 0V im Spektrum fallen. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass die Lampe bei der Untergrundmessung womöglich nicht gut genug abgedeckt wurde, wodurch Streulicht der Lampe registriert wurde, sodass manche Werte hier größer waren als die Spannung der Absorption selbst. Es ist ebenso nicht zu vernachlässigen, dass die Nullpunkteinstellung der Winkelskala, also die Sicherstellung, dass 0° am PC auch wirklich 0° an der Drehscheibe entsprechen, nur per Augenmaß erfolgte. Ein Fehler darauf wurde nicht in die Berechnung miteinbezogen. Des Weiteren gilt es zu erwähnen, dass sich die Kabel an den Halbleiterproben in einem sehr schlechten Zustand befanden, sodass sie teilweise schon auseinander fielen, wodurch eine korrekte Signalübertragung womöglich nicht gewährleistet wurde, oder einen Wackelkontakt hatten.

3 Haynes & Shockley Experiment

3.1 Ziel des Versuchsteils

Ziel dieses Versuchsteils ist die Bestimmung einiger weiterer für Halbleiter relevante Kenngrößen, die zugleich das Verständnis für Halbleiter erweitern sollen. Dabei handelt es sich um die Beweglichkeit, die Lebensdauer, sowie die Diffusionskonstante von Ladungsträgern in Halbleitern. Der Versuch orientiert sich an dem von Haynes und Shockley durchgeführten Experiment, welches 1949 erstmals die Beobachtung der Bewegung von Ladungsträgern in Halbleitern ermöglichte.

Dies geschieht hierbei durch Beobachtung einer Ladungsträgerwolke in einer Germaniumprobe, die durch einen Laserpuls erzeugt wird und durch eine angelegte Spannung in der Probe in eine bestimmte Richtung beschleunigt wird. Aus der Bewegung dieser Wolke, welche am Oszilloskop in der Form einer Gaußkurve beobachtet werden kann, sollen anschließend die zuvor genannten Größen bestimmt werden.

3.2 Versuchsspezifische Grundlagen

Elektronen, die durch Anregung vom Valenz- ins Leitungsband übergehen, können sich dort frei bewegen und durch das Anlegen einer Spannungsquelle in eine bestimmte Richtung geleitet werden. Durch die Anregung des Elektrons bleibt im Valenzband ein Loch zurück, welches als positiver Ladungsträger gesehen werden kann. Nach einer gewissen mittleren Lebensdauer τ kommt es zur Rekombination des Elektrons mit einem anderen Loch im Valenzband.

Die Geschwindigkeit v_p der positiven Ladungen, sowie die der negativen, genannt v_n , resultierend aus der angelegten Spannung, kann beschrieben werden als

$$v_{n,p} = -\frac{e\tau}{m_{n,p}} \cdot E = -\mu_{n,p} \cdot E = \mu_{n,p} \frac{U}{l}, \quad (3.1)$$

wobei e die Elementarladung, τ die zuvor genannte mittlere Lebensdauer, E das angelegte E-Feld und μ_n , beziehungsweise μ_p , die Beweglichkeit der negativen/positiven Ladungsträger bezeichnet. Hierbei wird zusätzlich die Tatsache verwendet, dass das elektrische Feld als $E = \frac{U}{l}$ ausgedrückt werden kann.

Zusätzlich kann bei Ladungsträgern in Leitern Diffusion beobachtet werden. Dies bedeutet, dass sich Konzentrationsunterschiede durch natürliche Zusammenstöße auseinandertreiben und zeitlich ausgleichen. Die hierfür relevante Größe ist die Diffusionskonstante D_n für Elektronen und D_p für positive Ladungsträger. Diese ist über die Einsteingleichung mit der zuvor schon

genannten Beweglichkeit verknüpft:

$$D_{n/p} = \frac{kT}{e} \mu_{n/p}. \quad (3.2)$$

k bezeichnet dabei die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur.

Die in diesem Versuchsteil beobachtete Bewegung der Ladungsträgerwolke ist durch die Differentialgleichung der Form

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \mu \vec{E} \vec{\nabla} c + D \Delta c - \frac{c - c_0}{\tau_n} \quad (3.3)$$

gegeben, wobei c die Ladungsträgerkonzentration und c_0 die Ladungsträgerkonzentration zum Zeitpunkt $t = 0$ darstellt. Die Herleitung hierfür kann [5, S.50] entnommen werden.

Eine Lösung für diese Differentialgleichung stellt die Funktion

$$c(t, x) = C \cdot \exp\left(\frac{t}{\tau_n}\right) \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{(x + \mu Et)^2}{4Dt}\right) (+C_0) \quad (3.4)$$

dar. Dabei ist C eine Konstante, C_0 ein möglicher Offset und E steht für den Betrag des angelegten elektrischen Feldes. Die Ausbreitungsrichtung x weist dabei in Richtung des angelegten E-Feldes. Dies erklärt auch, warum die Ladungsträgerwolke auf dem Oszilloskop als gaußförmige Kurve zu sehen ist. Diese Lösung erlaubt es später durch den Vergleich mit der zum Fitten angesetzten Funktion, den einzelnen Fitparametern ihren theoretischen Verlauf zuzuordnen und damit durch erneutes Fitten die zu bestimmenden Größen daraus zu erhalten.

3.3 Aufbau

Der Versuch setzt sich zusammen aus einer Germaniumprobe, auf die mithilfe eines Lichtleiters ein Laserpuls geführt wird, einer Nadel, einem Netzgerät, sowie einem Oszilloskop. Diese Bestandteile sind ebenfalls in Abbildung 11 zu sehen. Die Nadel wird, wie der Lichtleiter, an die Oberfläche der Probe angesetzt und während des gesamten Versuchs nicht bewegt. Um den Abstand zwischen Lichtleiter und Nadel zu verändern, wird lediglich die Position des Lichtleiters verändert. Das Netzgerät wird verwendet, um eine Treiberspannung anzulegen, die während des Versuchs verändert werden kann. Der Triggerausgang des Netzgeräts wird dabei als Trigger für das Oszilloskop verwendet. Am Oszilloskop werden dann einmal das Signal, das die Bewegung der Elektronenwolke anzeigt, wobei von diesem durch die Benutzung des Shifted Output die angelegte Treiberspannung subtrahiert wird, sowie die Treiberspannung selbst beobachtet.



Abbildung 11: Versuchsaufbau des Haynes & Shockley Experiments bestehend aus einem Oszilloskop (links), dem Netzgerät (rechts), von dem aus die Signale ans Oszilloskop geleitet werden, und der Germaniumprobe (oben), auf dessen Oberfläche die Nadel angebracht sowie ein Laserpuls mittels eines Lichtleiters gerichtet ist [5, S.46].

3.4 Durchführung

Insgesamt werden in diesem Versuchsteil zwei verschiedene Messreihen durchgeführt. Bei der Ersten wird eine konstante Treiberspannung von $U = 50\text{ V}$ eingestellt und der Abstand zwischen Lichtleiter und Nadel variiert, wobei dabei lediglich der Lichtleiter, nicht aber die Nadel, bewegt wird. Dabei wird mit dem größtmöglichen Abstand angefangen, hier $d = 10\text{ mm}$, für den man am Oszilloskop ein Signal beobachten kann, damit man die Schrittweite der Abstandsänderung sinnvoll wählen kann. Anschließend wird der Abstand nach und nach bis zu einer Distanz von $d = 1\text{ mm}$ verringert. Für jeden eingestellten Abstand wird der Gaußpeak am Oszilloskop gesucht und die Daten am Oszilloskop auf einem USB-Stick gespeichert.

Die jeweils eingestellten Abstände werden dabei an der oben angebrachten Skala abgelesen. Diese stimmt aber nicht mit dem tatsächlichen Abstand zwischen Nadel und Lichtleiter überein. Um den Offset zu bestimmen, wird bei einem oben eingestellten Wert von $d_{oben} = 1\text{ mm}$ der Abstand unten mit einem Messschieber gemessen, welcher ein Ergebnis von $d_{unten} = 2.6\text{ mm}$ liefert. Mit diesen Werten kann anschließend in der Auswertung der Offset berechnet und die an der Skala abgelesenen Werte in die tatsächlichen Abstände überführt werden.

Für die zweite Messreihe wird ein Abstand von $d = 4\text{ mm}$ eingestellt, wobei dieser nicht mit der Skala sondern direkt unten mit dem Messschieber eingestellt wurde, sodass hierfür kein Offset berücksichtigt werden muss. Statt des Abstandes wird hier nach jeder Messung die Treiberspannung geändert. Dafür wird zunächst die niedrigste Spannung gesucht, für die ein Signal gefunden werden kann. Dies war hier für eine Spannung von $U = 25\text{ V}$ der Fall. Diese wird anschließend bis zu einer Maximalspannung von etwa $U = 50\text{ V}$ erhöht, wobei dabei zunächst in Schritten von 5 V und ab einer Spannung von $U = 40\text{ V}$ dann in 2 V Schritten vorgegangen wird. Auch hier wird zu jeder Spannung die Gaußkurve gesucht und ein Datensatz über das Oszilloskop gespeichert.

3.5 Auswertung

3.5.1 Variation des Abstands

Im ersten Teil wird zunächst die Messreihe betrachtet, bei der eine konstante Treiberspannung von $U = (50 \pm 1)\text{ V}$ eingestellt war und der Abstand zwischen dem Lichtleiter und der Nadel verändert wurde.

Die dabei aufgenommenen Daten werden hierbei zunächst geplottet und mit einer Gaußfunktion der Form

$$c(t) = A \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(t-T)^2}{\sigma^2}\right) + B \quad (3.5)$$

gefittet.

Die Bedeutung der einzelnen Parameter der zum Fitten angesetzten Gaußfunktion ist hierbei:

- A = Konstante,
- σ = Standardabweichung der Gaußkurve,
- T = Erwartungswert der Gaußkurve,
- B = Offset auf der y-Achse.

Dabei fällt auf, dass die angesetzte Funktion der zuvor in (3.4) beschriebenen Lösung der Differentialgleichung ähnelt. Dies ermöglicht es später, aus den gefitteten Parametern über die

Analogien zu der in den Grundlagen genannten Lösung, die gewünschten physikalischen Größen zu berechnen.

Die geplotteten Messergebnisse sowie die an die Messdaten angepasste Gaußfunktion ist beispielhaft für einen eingestellten Abstand von $d = 5$ mm in Abbildung 12 dargestellt. Die restlichen Daten und Fits können im Anhang eingesehen werden.

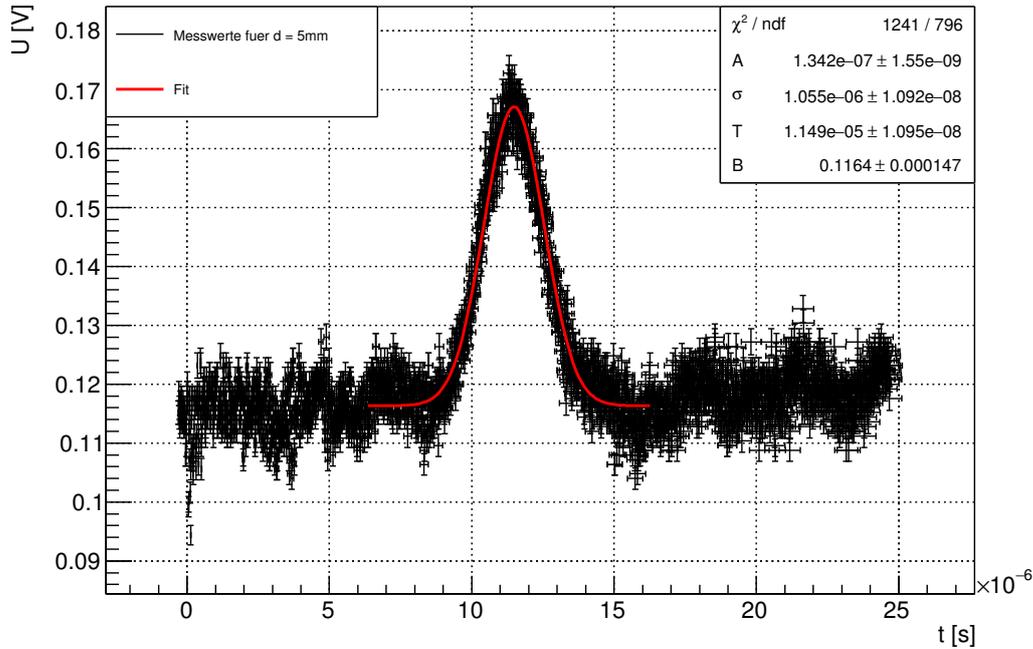


Abbildung 12: Aufgenommene Daten mit an die Messdaten gefitteter Gaußfunktion für einen eingestellten Abstand von $d = 5$ mm zwischen Lichtleiter und Nadel.

Die Werte der Parameter für alle an die verschiedenen Datenpunkte gefitteten Gaußfunktionen können zusammen mit dem jeweils eingestellten Abstand Tabelle 5 entnommen werden.

Dabei muss beachtet werden, dass die oben am Aufbau bestehend aus der Germaniumprobe, der Nadel und dem Lichtleiter angebrachte Skala in mm nicht dem tatsächlichen Abstand zwischen Nadel und Lichtleiter entspricht. Der tatsächliche Abstand ist etwas größer. Zur Bestimmung des Offsets wird dabei vom unten gemessene Abstand $d_{\text{unten}} = 2.6$ mm, der mittels eines Messschiebers mit einer Unsicherheit von $s_{d_{\text{unten}}} = 0.1$ mm bestimmt wurde, der dazu auf der Skala oben sichtbare Wert von $d_{\text{oben}} = 1$ mm abgezogen, wobei die Unsicherheit hier auf $s_{d_{\text{oben}}} = 0.2$ mm abgeschätzt wurde. Insgesamt führt dies zu einem Wert für den Offset von

$$d_{\text{off}} = d_{\text{unten}} - d_{\text{oben}} = 1.6 \text{ mm.} \quad (3.6)$$

Die zugehörige Unsicherheit ergibt sich über Gaußsche Fehlerfortpflanzung zu

$$s_{d_{\text{off}}} = \sqrt{s_{d_{\text{unten}}}^2 + s_{d_{\text{oben}}}^2} = 0.22 \text{ mm} \quad (3.7)$$

Da die in diesem Versuchsteil variierenden Abstände anhand der oben befestigten Skala eingestellt worden sind, wird für die Auswertung der Offset auf diese addiert, um den tatsächlichen Abstand zwischen Lichtleiter und Nadel zu erhalten. Für den Fehler s_d auf die tatsächlichen Abstände, welche im Folgenden einfach als d bezeichnet werden, ergibt sich damit

$$s_d = \sqrt{s_{d_{\text{off}}}^2 + s_{d_{\text{oben}}}^2} = 0.3 \text{ mm.} \quad (3.8)$$

d [mm]	s_d [mm]	A [Vs]	s_A [Vs]	σ [s]	s_σ [s]	T [s]	s_T [s]	B [V]	s_B [V]
11.6	0.3	9.3E-08	2.6E-09	2.1E-06	5.7E-08	2.6E-05	5.1E-08	8.7E-02	1.3E-04
10.6	0.3	6.2E-08	1.3E-09	1.6E-06	3.1E-08	2.3E-05	3.1E-08	-1.0E-01	8.8E-05
9.6	0.3	1.0E-07	6.3E-10	2.1E-06	1.1E-08	1.9E-05	1.4E-08	2.8E-02	2.7E-05
8.6	0.3	7.4E-08	6.1E-10	1.2E-06	8.8E-09	1.6E-05	1.4E-08	-5.5E-02	2.8E-05
7.6	0.3	1.0E-07	5.5E-09	1.1E-06	3.6E-08	1.4E-05	1.5E-08	1.3E-01	9.4E-04
6.6	0.3	1.3E-07	1.6E-09	1.1E-06	1.1E-08	1.1E-05	1.1E-08	1.2E-01	1.5E-04
5.6	0.3	1.5E-07	1.1E-09	9.2E-07	6.6E-09	9.6E-06	8.2E-09	2.1E-02	3.5E-04
5.1	0.3	1.6E-07	5.0E-10	1.1E-06	3.1E-09	1.0E-05	1.1E-10	-5.7E-02	3.5E-05
4.6	0.3	1.9E-07	2.4E-09	1.0E-06	8.1E-09	9.4E-06	4.7E-09	-1.3E-01	3.7E-04
4.1	0.3	2.1E-07	1.7E-09	9.6E-07	5.0E-09	8.7E-06	7.2E-10	-7.7E-02	2.8E-04
3.6	0.3	2.5E-07	3.2E-09	8.9E-07	9.1E-09	7.4E-06	7.0E-09	1.2E-01	4.7E-04
2.6	0.1	4.3E-07	1.0E-08	7.5E-07	1.0E-08	5.2E-06	3.5E-09	1.3E-03	2.7E-03

Tabelle 5: Bestimmte Parameter der gefitteten Gaußfunktion mit Unsicherheiten für unterschiedliche Abstände d .

Um den direkten Vergleich aller hier gefitteten Gaußfunktionen zu ermöglichen, sind diese alle gemeinsam dargeseht in Abbildung 13 zu sehen.

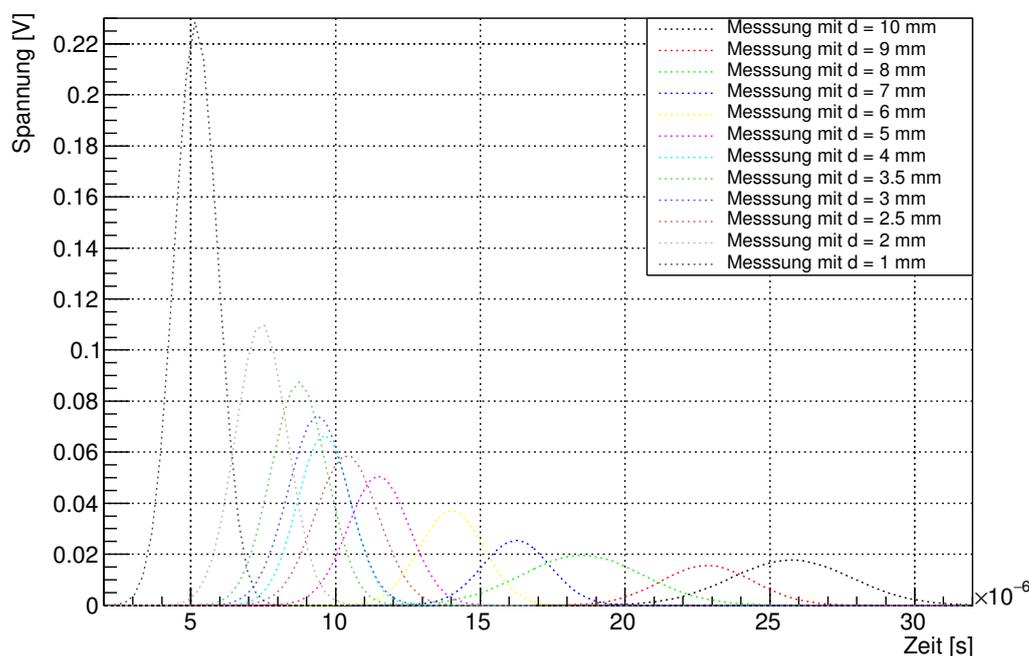


Abbildung 13: Darstellung aller in diesem Versuchsteil gefitteten Gaußfunktionen

Bestimmung der Beweglichkeit

Um die Beweglichkeit μ_n für freie Elektronen in Germanium zu bestimmen, wird zunächst die hier angesetzte Fitfunktion mit (3.4) verglichen. Dadurch kann folgende Beziehung erkannt werden:

$$x_c = \mu_n Et, \quad (3.9)$$

wobei t hier dem zeitlichen Ladungsschwerpunkt T und x_c dem örtlichen, gegeben durch den Abstand d zwischen Nadel und Lichtleiter, entspricht. Somit wird der Abstand über dem erhaltenen Erwartungswert der Gaußkurve aufgetragen und anschließend wird eine Gerade durch die Datenpunkte gefittet. Als Unsicherheiten werden dabei die aus den Fits erhaltenen Fehler auf die Parameter verwendet. Die Daten sowie der Fit sind in Abbildung 14 zu sehen.

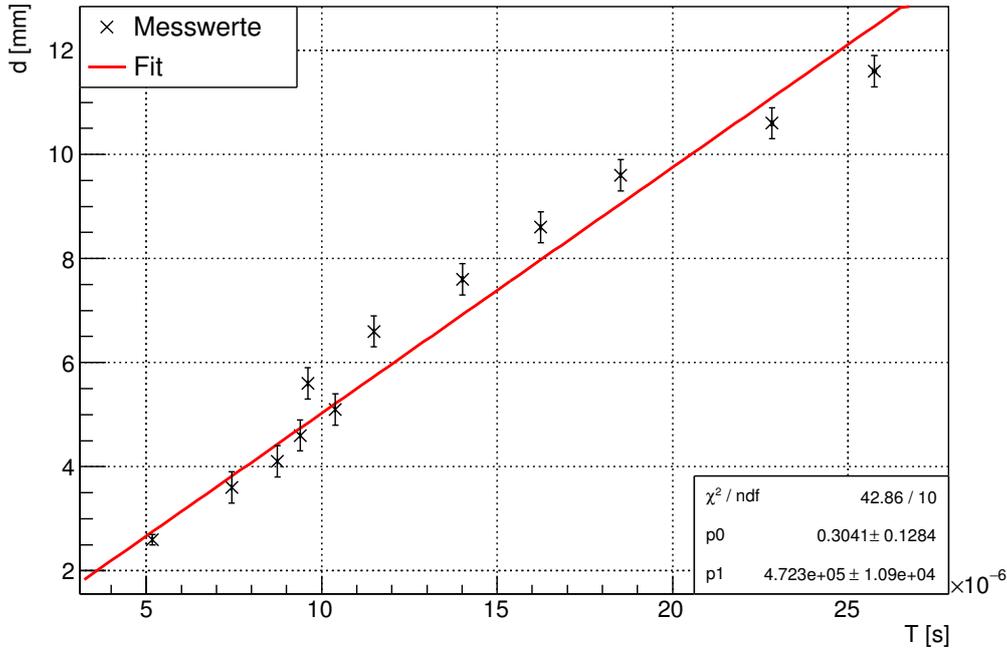


Abbildung 14: Eingelegter Abstand d aufgetragen über Erwartungswert der jeweiligen an die Messwerte gefitteten Gaußfunktion zusammen mit der gefitteten Geraden.

Die so bestimmte Geradengleichung lautet

$$d(T) = p_0 + p_1 \cdot T = (0.03 \pm 0.13) \text{ mm} + (4.72 \pm 0.11) \cdot 10^5 \frac{\text{mm}}{\text{s}} \cdot T \quad (3.10)$$

wobei p_1 hier der Geschwindigkeit v entspricht, mit der der Gaußpeak sich fortbewegt. Diese Geschwindigkeit ist, wie schon in Gleichung (3.1) beschrieben, definiert als

$$v = \mu_n \cdot E = \mu_n \frac{U}{l}, \quad (3.11)$$

und hat hier den aus der Geradengleichung bestimmten Wert

$$v = (4.72 \pm 0.11) \cdot 10^5 \frac{\text{mm}}{\text{s}}. \quad (3.12)$$

Anschließend lässt die Beweglichkeit berechnen über

$$\mu_n = \frac{v}{E} = \frac{v \cdot l}{U}. \quad (3.13)$$

Die angelegte Spannung $U = (50 \pm 1) \text{ V}$ sowie die Länge $l = 30 \text{ mm}$ [5, S.46] der Germaniumprobe ist dabei bekannt, was zu einem Ergebnis von

$$\mu_n = (283000 \pm 9000) \frac{\text{mm}^2}{\text{Vs}} \quad (3.14)$$

führt. Die zugehörige Unsicherheit ergibt sich dabei über

$$s_{\mu_n} = \mu_n \cdot \sqrt{\left(\frac{s_U}{U}\right)^2 + \left(\frac{s_v}{v}\right)^2}. \quad (3.15)$$

Umgerechnet ergibt dies eine Beweglichkeit von

$$\mu_n = (2830 \pm 90) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad (3.16)$$

Bestimmung der Lebenszeit

Zur Bestimmung der Lebenszeit wird genutzt, dass der Parameter A der zum Fitten verwendeten Gaußfunktion hier

$$A(T) = C \cdot \exp\left(\frac{T}{\tau_n}\right) \quad (3.17)$$

entspricht, was beim Vergleich der angesetzten Fitfunktion mit der in Gleichung (3.4) dargestellten Lösung der Differentialgleichung ersichtlich wird.

Dementsprechend wird der durchs Fitten bestimmte Parameter A über dem jeweiligen Erwartungswert der Gaußfunktion aufgetragen und mit einer Funktion der Form (3.17) gefittet. Dies ist in Abbildung 15 zu sehen. Als Fehler werden dabei die aus dem Fitten resultierenden Unsicherheiten auf die Parameter verwendet.

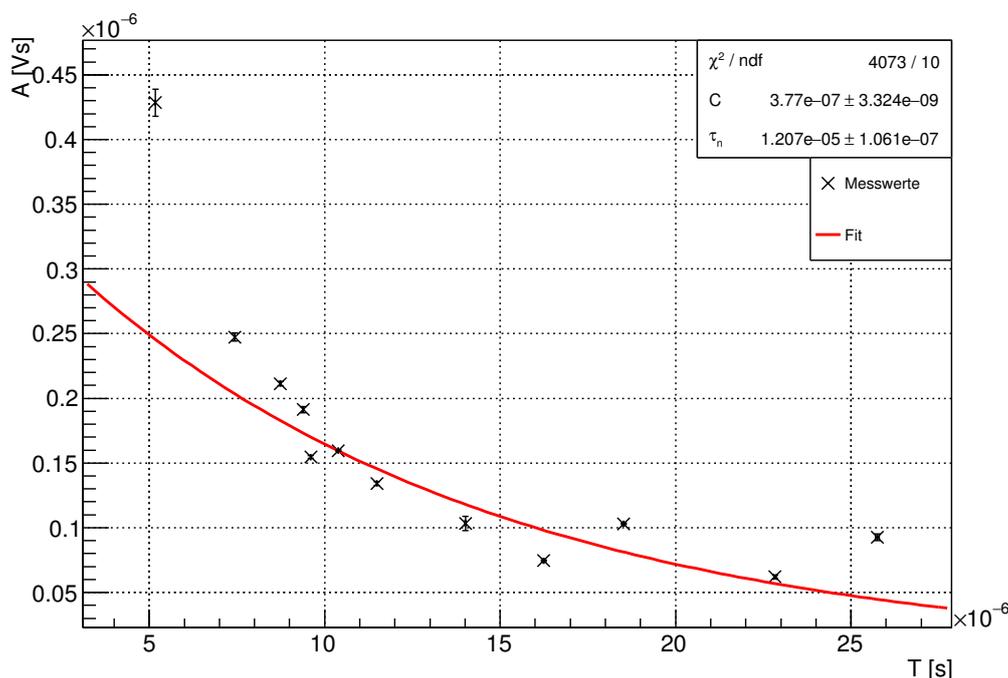


Abbildung 15: Aus den Gaußfits erhaltener Parameter A aufgetragen über Erwartungswert der jeweiligen an die Messwerte gefitteten Gaußfunktion zusammen mit dem gefitteten Verlauf.

Die durchs Fitten bestimmten Parameter haben den Wert

$$C = (3.77 \pm 0.03) \cdot 10^{-7} \text{ Vs}, \quad (3.18)$$

$$\tau_n = (1.207 \pm 0.011) \cdot 10^{-5} \text{ s}, \quad (3.19)$$

wobei τ_n schon der hier zu ermittelnden Lebensdauer entspricht, die somit den Wert

$$\tau_n = (12.07 \pm 0.11) \mu\text{s} \quad (3.20)$$

hat.

Bestimmung der Diffusionskonstante

Um die Diffusionskonstante zu berechnen wird aus der in (3.4) genannten Funktion abgeleitet, dass der zum Fitten verwendete Parameter σ hier

$$\sigma(x) = \sqrt{2D_n T} \quad (3.21)$$

entspricht. Um die aus dem Fit erhaltene, von der Zeit abhängige Standardabweichung $\sigma(t)$ in die ortsabhängige Größe $\sigma(x)$ zu überführen, wird mit der zuvor in (3.12) durch einen linearen Fit bestimmten Geschwindigkeit der Ladungsträgerwolke im angelegten elektrischen Feld multipliziert. Dies führt somit zu der Beziehung

$$\sigma(t) \cdot v = \sqrt{2D_n T}. \quad (3.22)$$

Daher wird auch $\sigma \cdot v$ über T mit den aus dem Fitten erhaltenen Fehler auf die Parameter aufgetragen und mit einer Funktion der Form

$$\sigma(T) \cdot v = \sqrt{2 \cdot D_n T} + E \quad (3.23)$$

gefittet. Dies kann in Abbildung 16 nachvollzogen werden. Für die Unsicherheiten von $\sigma \cdot v$ folgt dabei über Gaußsche Fehlerfortpflanzung:

$$s_{\sigma \cdot v} = \sigma \cdot v \sqrt{\left(\frac{s_\sigma}{\sigma}\right)^2 + \left(\frac{s_v}{v}\right)^2}. \quad (3.24)$$

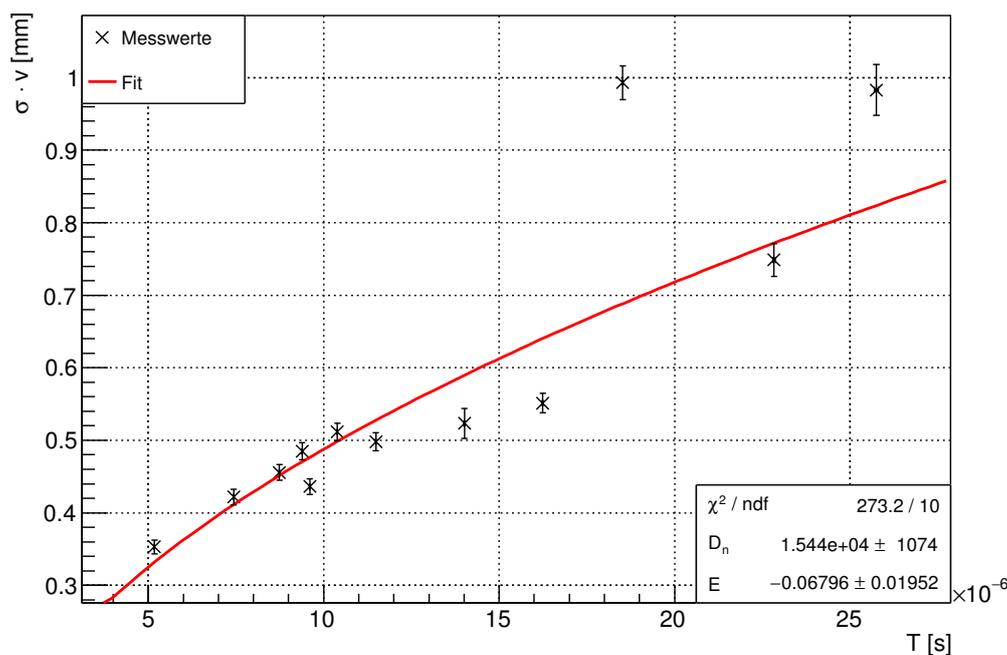


Abbildung 16: Bestimmung der Diffusionskonstante durch einen Fit aus dem Auftragen von $\sigma \cdot v$ über T .

Die Parameter ergeben sich dabei zu

$$D_n = (15400 \pm 1100) \frac{\text{mm}^2}{\text{s}}, \quad (3.25)$$

$$E = (-0.07 \pm 0.02) \text{mm} \quad (3.26)$$

Umgerechnet ergibt sich die Diffusionskonstante somit zu

$$D_n = (154 \pm 11) \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}. \quad (3.27)$$

3.5.2 Veränderung der Spannung

Für diesen Teil wird die Messreihe verwendet, bei der der Abstand zwischen Lichtleiter und Nadel konstant eingestellt und dafür die Spannung verändert wurde. Der Abstand, hier direkt unten gemessen und nicht anhand der oberen Skala eingestellt, sodass kein Offset berücksichtigt werden muss, beträgt $d = (4.0 \pm 0.1) \text{mm}$.

Wie schon zuvor werden zunächst die Messdaten geplottet und mit einer Gaußfunktion gefittet, die dieselbe Form wie zuvor in (3.5) beschrieben hat. Die zugehörigen Abbildungen sind im Anhang zu finden. Alle durch das Fitten erhaltenen Parameter mit Unsicherheiten zu der jeweils eingestellten Spannung können in Tabelle 6 gefunden werden.

U [V]	s_U [V]	A [Vs]	s_A [Vs]	σ [s]	s_σ [s]	T [s]	s_T [s]	B [V]	s_B [V]
25	1	3.8E-08	4.0E-10	1.5E-06	1.9E-09	1.6E-05	2.3E-10	-1.9E-03	1.5E-07
30	1	7.5E-08	1.0E-10	1.6E-06	9.3E-09	1.4E-05	8.4E-09	1.6E-02	7.7E-05
35	1	1.1E-07	5.3E-10	1.5E-06	7.4E-09	1.2E-05	9.4E-09	2.1E-02	1.2E-05
40	1	1.2E-07	8.7E-10	1.3E-06	9.8E-09	1.1E-05	1.4E-08	1.1E-02	7.8E-06
42	1	1.3E-07	9.3E-10	1.2E-06	6.9E-09	1.1E-05	1.1E-09	-4.8E-02	8.4E-05
44	1	1.4E-07	1.0E-09	1.2E-06	6.6E-09	1.0E-05	3.6E-10	-5.0E-02	9.5E-05
46	1	1.7E-07	1.1E-09	1.2E-06	5.9E-09	1.0E-05	2.5E-09	-6.9E-02	1.1E-04
48	1	1.7E-07	1.8E-09	1.0E-06	6.5E-09	9.6E-06	2.0E-09	-4.1E-02	3.0E-04
49.5	1	11.9E-07	4.5E-10	1.2E-06	2.2E-11	9.7E-06	6.5E-09	-1.7E-02	3.2E-05

Tabelle 6: Bestimmte Parameter der gefitteten Gaußfunktion mit Unsicherheiten für unterschiedliche Spannungen V .

Die Form aller in diesem Teil gefitteten Gaußfunktionen ist in Abbildung 17 dargestellt.

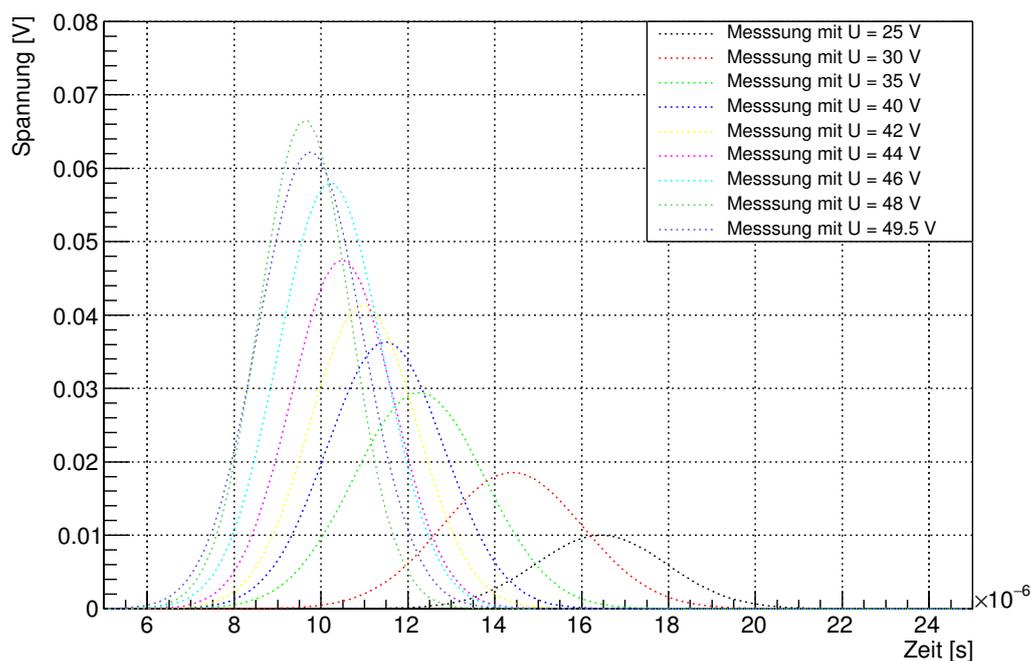


Abbildung 17: Darstellung aller in diesem Versuchsteil gefitteten Gaußfunktionen

Bestimmung der Beweglichkeit

Um die Beweglichkeit zu ermitteln, wird im Gegensatz zum ersten Teil nicht der Abstand, sondern die Spannung über den Erwartungswert aufgetragen. Daher wird der zuvor verwendete Zusammenhang, siehe 3.11, unter Verwendung von $v = \frac{x_c}{t} = \frac{d}{T}$ nach der Spannung umgestellt, was zu

$$U = \frac{d \cdot l}{\mu_n T}, \quad (3.28)$$

führt, wobei der Abstand d und die Länge l der Probe hier bekannt sind.

Aus diesem Grund wird an die Messdaten eine Funktion der Form

$$T(U) = \frac{G}{U} + C \quad (3.29)$$

zum Fitten angesetzt. Dies ist in Abbildung 18 zu sehen.

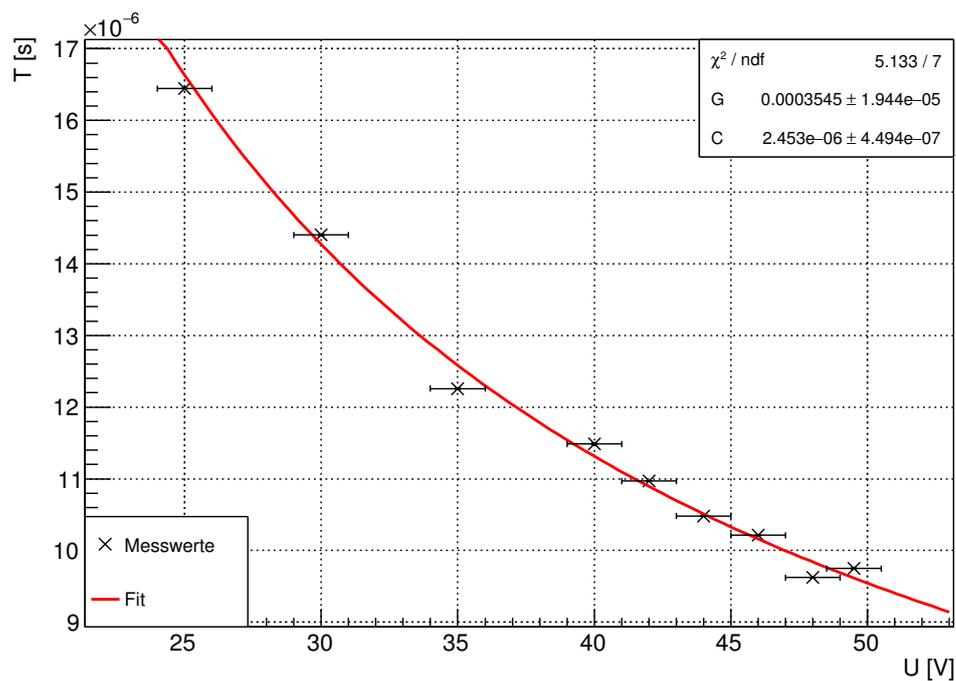


Abbildung 18: Erwartungswert der gefitteten Gaußfunktion aufgetragen über die jeweilige Spannung zusammen mit Fit zur Bestimmung der Beweglichkeit.

Die Parameter ergeben sich dabei zu

$$G = (35.5 \pm 1.9) \cdot 10^{-5} \text{ V s}, \quad (3.30)$$

$$C = (2.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-6} \text{ s}. \quad (3.31)$$

Aus Parameter G kann dabei über

$$\mu_n = \frac{d \cdot l}{G} = 338\,505 \frac{\text{mm}^2}{\text{V s}} \quad (3.32)$$

die Beweglichkeit berechnet werden, wobei für die Unsicherheit folgt:

$$s_{\mu_n} = \sqrt{\left(\frac{d \cdot l}{G^2}\right)^2 \cdot s_G^2 + \left(\frac{l}{G}\right)^2 \cdot s_d^2} = 8463 \frac{\text{mm}^2}{\text{V s}}. \quad (3.33)$$

Dies führt zu einem Endergebnis von

$$\mu_n = (3390 \pm 80) \frac{\text{cm}^2}{\text{V s}}. \quad (3.34)$$

Bestimmung der Lebenszeit

Die Berechnung der Lebenszeit erfolgt analog zu zuvor. Die über die Erwartungswerte aufgetragenen Parameter A können in Abbildung 19 eingesehen werden.

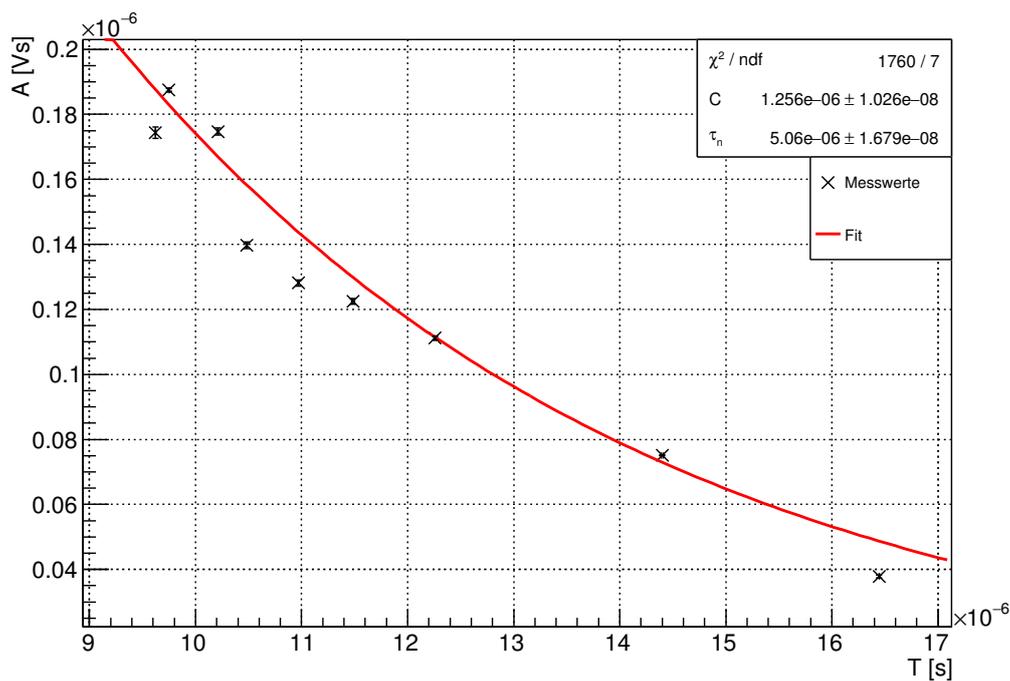


Abbildung 19: Aus den Gaußfits erhaltener Parameter A aufgetragen über den Erwartungswert der jeweiligen gefitteten Gaußfunktion zusammen mit dem angesetzten Fit.

Die hieraus resultierenden Werte für die beiden Parameter sind

$$C = (1.256 \pm 0.010) \cdot 10^{-6} \text{ V s}, \quad (3.35)$$

$$\tau_n = (5.060 \pm 0.017) \cdot 10^{-6} \text{ s}. \quad (3.36)$$

Die in diesem Teil bestimmte Lebensdauer beträgt somit

$$\tau_n = (5.060 \pm 0.017) \mu\text{s}. \quad (3.37)$$

Bestimmung der Diffusionskonstante

Auch die Bestimmung der Diffusionskonstante wird analog durchgeführt, wobei hier dieselbe Funktion wie im ersten Teil als Fitfunktion angesetzt wird. Dies ist in Abbildung 20 zu sehen.

Die Parameter ergeben sich durch den Fit zu

$$D_n = (32000 \pm 4000) \frac{\text{mm}^2}{\text{s}}, \quad (3.38)$$

$$E = (-0.24 \pm 0.06) \text{ mm}. \quad (3.39)$$

Das Endergebnis für die in diesem Teil bestimmte Diffusionskonstante ist somit

$$D_n = (320 \pm 40) \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}. \quad (3.40)$$

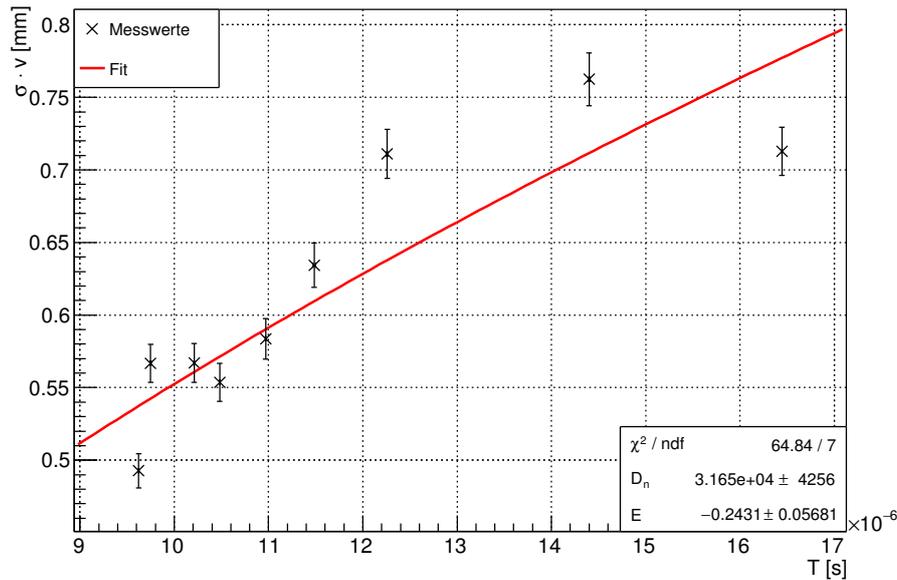


Abbildung 20: Aus den Gaußfits erhaltener Parameter A aufgetragen über Erwartungswert der jeweiligen an die Messwerte gefitteten Gaußfunktion zusammen mit dem gefitteten Verlauf.

3.6 Zusammenfassung und Diskussion

3.6.1 Bestimmung der Beweglichkeit

Die Beweglichkeit konnte im ersten Teil dieses Versuchs mittels einer Variation des Abstands zwischen Lichtleiter und Nadel aus dem Erwartungswert der Gaußfunktion zu

$$\mu_{n_d} = (2830 \pm 90) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad (3.41)$$

bestimmt werden. Dies geschah über die Berechnung der Steigung der Ausgleichsgeraden für die über den Erwartungswerten aufgetragenen Abstände. Im Vergleich mit einem Literaturwert von $\mu_{n_{lit}} = 3900 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ [1, S.15] weicht der bestimmte Wert um die 12-fache Standardabweichung vom Vergleichswert ab. Eine mögliche Ursache, die zu dieser Abweichung geführt haben könnte, ist, dass während der Messung bei den kleineren Abständen einzelne Werte nachgeholt werden mussten, sodass dort der Abstand nicht mehr konstant reduziert und der Lichtleiter nicht konstant zur Nadel bewegt wurde, sondern in die andere Richtung bewegt wurde. Dies kann dazu führen, dass der Lichtleiter sich auf der Oberfläche der Probe etwas verschiebt und somit nicht mehr gleich wie zuvor liegt, was eine plötzliche Änderung des tatsächlichen Abstands zwischen Lichtleiter und Nadel mit sich bringen würde.

Für die Messreihe mit variierender Treiberspannung wurde der Erwartungswert über die Spannung aufgetragen und die Beweglichkeit aus einem der Fitparameter bestimmt. Der hierfür erhaltene Wert beträgt

$$\mu_{n_U} = (3390 \pm 80) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad (3.42)$$

und liegt somit innerhalb einer 7σ -Umgebung mit dem Literaturwert. Eine mögliche Begründung für diese Abweichung, die größer als die der ersten Messreihe ist, wäre die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit. Es ist durchaus wahrscheinlich, dass die Temperatur während der

Durchführung nicht durchgehend konstant war, was einen Einfluss auf das Endergebnis haben könnte.

Es ist zudem auffällig, dass beide in diesem Experiment bestimmten Werte deutlich unter dem Vergleichswert liegen. Dies lässt auf eine Systematik schließen. Eine mögliche Erklärung hierfür könnten Beschädigungen und Gitterdefekte in der Germaniumprobe sein, die die Beweglichkeit der Ladungsträger beeinflussen. Zudem war die Nadel offensichtlich irgendwann zuvor einmal abgebrochen, da sie deutlich sichtbar wieder angeschweißt worden ist. Auch dies könnte zu einer Veränderung des gemessenen Signals führen. Auch Spannungsschwankungen des Lasers können nicht ausgeschlossen werden, da das Bild des Oszilloskops größtenteils auf den Gaußpeak fokussiert worden ist.

3.6.2 Bestimmung der Lebensdauer

Die Lebensdauer konnte in diesem Versuchsteil aus dem Vorfaktor der Gaußfunktion bestimmt werden, dessen Verlauf aus der Theorie bekannt ist. Das Ergebnis konnte dem Fit direkt entnommen werden. In der ersten Messreihe mit variierendem Abstand ergab sich dabei ein Ergebnis von

$$\tau_{n_d} = (12.07 \pm 0.11) \mu\text{s} . \quad (3.43)$$

Vergleicht man diesen mit einem Literaturwert von $\tau_n = (45 \pm 2) \mu\text{s}$ [1, S.15], fällt auf, dass der hier bestimmte Wert nicht einmal annähernd mit dem Vergleichswert übereinstimmt.

Auch im zweiten Teil, bei der mit unterschiedlicher Treiberspannung, dafür jedoch mit konstantem Abstand gemessen wurde, zeigt das resultierende Ergebnis von

$$\tau_{n_U} = (5.060 \pm 0.017) \mu\text{s} \quad (3.44)$$

große Abweichungen vom Literaturwert.

Auffällig ist hierbei, dass beide Ergebnisse deutlich unter dem Vergleichswert liegen. Diese Abweichung kann damit begründet werden, dass die hier beobachteten freien Elektronen lediglich $0.5 \mu\text{m}$ tief in der Probe erzeugt werden und sich somit sehr nahe an der Oberfläche befinden. Daraus folgt, dass Gitterdefekte nahe der Oberfläche einen großen Einfluss haben und zu einer enormen Verringerung der Lebenszeit führen können, wie auch bei den hier bestimmten Ergebnissen zu beobachten ist.

3.6.3 Bestimmung der Diffusionskonstante

Bei der letzten, in diesem Versuchsteil zu bestimmenden Größe handelt es sich um die Diffusionskonstante, die aus der Standardabweichung der Gaußfunktion ermittelt werden konnte. Dies liefert bei einer Variation des Abstands einen Wert von

$$D_{n_d} = (154 \pm 11) \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} , \quad (3.45)$$

der innerhalb einer 5σ -Umgebung mit dem Literaturwert von $D_{n_{lit}} = 101 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ [1, S.15] liegt. Diese Abweichung kann eventuell, wie zuvor schon bei der Bestimmung der Beweglichkeit, dadurch begründet werden, dass einzelne Werte nachgeholt wurden, was zu einer Biegung des Lichtleiters in die andere Richtung und somit zu einer Änderung des Abstands zwischen diesem und der Nadel führt.

Das im zweiten Teil erhaltene Ergebnis ist

$$D_{nU} = (320 \pm 40) \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}, \quad (3.46)$$

welches in einem 6σ -Intervall mit dem Vergleichswert liegt.

Insgesamt fällt auf, dass beide Werte größer als der Vergleichswert sind, was auf einen systematischen Fehler schließen lässt. Grund dafür könnten die zuvor schon genannten Gründe sein, darunter unter anderem auch die Temperaturabhängigkeit der Diffusionskonstante. Beschädigungen der Probe, sowie Schwankungen der Treiberspannung wären auch hier mögliche Erklärungen.

4 Halbleiterdetektoren

4.1 Ziel des Versuchsteils

Ziel dieses Versuchsteils ist die Annäherung an Halbleiter als Detektoren in der γ -Spektroskopie. Dabei werden zwei Halbleiterdetektoren, einmal eine n-n⁺-Silicium-Diode und einmal ein Cadmiumtellurid-Kristall, verwendet um jeweils die Zerfallsspektren von ²⁴¹Am und ⁵⁷Co aufzunehmen. Aus den so gewonnenen Spektren soll später das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten der beiden Detektoren im Bezug auf einzelne bekannte Peaks der Spektren bestimmt werden. Außerdem soll mithilfe einer Energiekanaleichung die relative Energieauflösung der beiden Detektoren für verschiedene Peaks verglichen werden.

4.2 Versuchsspezifische Grundlagen

4.2.1 Radioaktive Elemente in diesem Experiment

Cobalt

⁵⁷Co zerfällt mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 270$ d zu 99,8% über Elektroneneinfang



zu einem angeregten Zustand von ⁵⁷Fe. Dieser angeregte Zustand geht, wie in Abbildung 21 zu sehen ist, entweder über γ -Zerfälle oder über innere Konversion in den Grundzustand über.

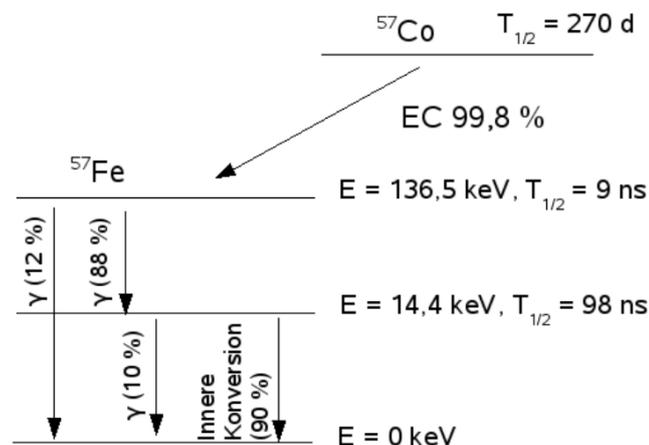


Abbildung 21: Zerfall von ⁵⁷Co in ⁵⁷Fe über Elektroneneinfang. Vereinfacht.[3]

Americium

^{241}Am ist ein α -Strahler und zerfällt mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 432\text{a}$ in einen angeregten Zustand von ^{237}Np :



Dieser angeregte Zustand geht durch drei verschiedene γ -Zerfälle wieder in den Grundzustand über, wie in Abbildung 22 dargestellt ist.

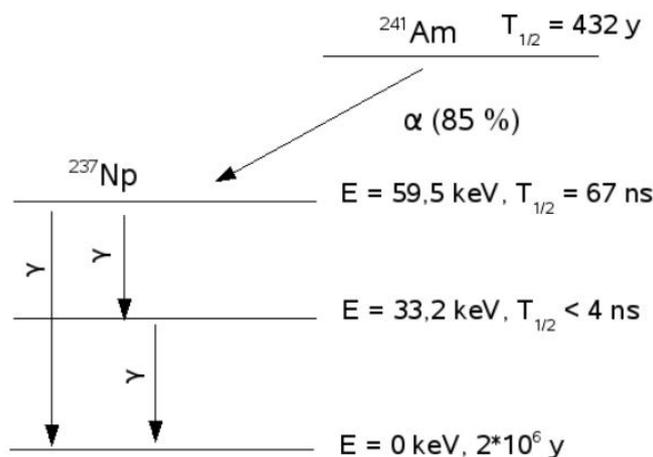


Abbildung 22: Zerfall von ^{241}Am in ^{237}Np über Elektroneneinfang. Vereinfacht. [4]

4.2.2 Prinzip Halbleiterdetektor

Das grundlegende Prinzip von Halbleiterdetektoren wurde bereits in Abschnitt 1.2.6 erläutert. Nun soll das Verfahren noch genauer beschrieben werden. Wenn ein Photon vom Halbleiterdetektor, der an einen Stromkreis angeschlossen ist, absorbiert wird, wird ein Stromsignal erzeugt. Dabei ist wichtig, dass die angelegte Spannung hoch genug ist, sodass das elektrische Feld im Halbleiter stark genug ist, um die erzeugten Ladungsträger an der Rekombination zu hindern. Ab einer gewissen Spannung kann die gesamte deponierte Ladung eingesammelt werden. Falls jedoch eine zu große Spannung angelegt wird, können Leckströme entstehen. Ebenso ist es im Fall der Diode wichtig, diese in Sperrichtung zu betreiben, da der Strom der freien Ladungen so klein ist, dass dieser sonst kaum gemessen werden könnte. Durch einen Kondensator werden dann diese Strompulse vom Leckstrom getrennt.

4.2.3 Ohmscher Kontakt

Cadmiumtellurid ist keine Diode, kann aber auch über einen ohmschen Kontakt in einen Stromkreis eingebunden werden. Ein ohmscher Kontakt beschreibt dabei einen Kontakt zwischen Halbleiter mit einem geeigneten Metall. Es existiert bei einem ohmschen Kontakt, im Gegensatz zu einer Diode, keine Verarmungszone und der Widerstand ist lediglich über die spezifischen Widerstände des Metalls und des Halbleiters definiert. Ebenso besitzt ein Ohmscher Kontakt keine Sperrichtung und ist daher beidseitig leitend. In diesem Versuch wird hierfür Gold verwendet.

4.3 Aufbau

Der Aufbau des Versuchs besteht aus einem Detektorgehäuse, in das entweder ein Silicium- oder ein Cadmium-Tellurid-Detektor eingebaut werden kann. In dem Gehäuse fest verbaut

sind bereits der Vorverstärker und der Hauptverstärker. Dabei wandelt der Vorverstärker die von photonischen Wechselwirkungen stammenden Pulse in eine Spannung um, die danach vom Shaping Amplifier (Hauptverstärker) in ein gaußförmiges Signal umgewandelt wird, dessen Höhe proportional zur Intensität des einkommenden Signals ist. Das bearbeitete Signal wird dann zu einem ADC/MCA weitergeleitet, einem Vielkanalanalysator, der analoge in digitale Signale umwandelt und jeder Spannung einem Kanal zuordnet, sodass die Daten in ein Spektrum eingelesen werden können, das schlussendlich am PC ausgelesen werden kann. Die Signalkette ist schematisch in Abbildung 23 dargestellt. Im Experiment befinden sich zudem eine ^{57}Co und eine ^{241}Am Probe.

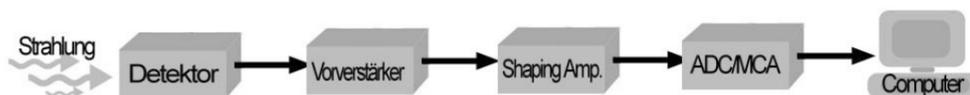


Abbildung 23: Schematischer Aufbau der Signalkette.[1, S.12]

4.4 Durchführung

Um die Spektren der Cobalt- und Americiumproben zu messen wird jeweils analog vorgegangen. Zuerst wird z.B. der CdTe-Detektor in das Detektorgehäuse eingebaut, welches dann geschlossen wird. Die jeweilige Probe kann dann direkt über einer kleinen Öffnung am Detektorgehäuse, nach unten zeigend, angebracht werden. Am PC kann mit Hilfe eines Programms das Spektrum vom Vielkanalanalysator kommend ausgelesen werden. Im selbigen Programm kann die Messung manuell gestartet und gestoppt, oder eine beliebige Messzeit festgesetzt werden. In diesem Versuch werden Messzeiten von jeweils einer Stunde gewählt. Dabei ist jedoch zu beachten, dass vor allem die Kombination Siliciumdetektor - Cobalt einer größtmöglichen Messzeit bedarf, was auch in der Auswertung klar werden wird. Daher wurde das Spektrum dieser Kombination mit einer Messzeit von ca. 2h aufgenommen.

4.5 Auswertung

Die folgenden Grafiken wurden mit pyROOT erstellt.

In diesem Versuchsteil soll das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten des Si- und CdTe-Detektors bestimmt werden, sowie die relative Energieauflösung der beiden Detektoren. Dafür müssen zuerst die Positionen der Peaks in den ^{57}Co und ^{241}Am Spektren, die jeweils mit beiden Detektoren gemessen wurden, bestimmt werden. Um bei einer späteren Energieeichung mindestens drei Energien zu haben, durch die eine Gerade gefittet werden kann, soll jeweils der 136.47 keV und 122.06 keV Peak von Cobalt und der 59.5 keV Peak von Americium bestimmt werden. Da jedoch bei der Messung mit dem Silicium-Detektor, die lediglich zwei Stunden dauerte, zu wenige Messpunkte für den 136.47 keV Peak vorhanden sind, um korrekt eine Gaußfunktion zu fitten, siehe Spektrum im Anhang, wird für diesen Detektor stattdessen der 26.3 keV Peak, siehe Abbildung 22, von Americium gefittet. Da dieser jedoch im Spektrum, das mit dem CdTe-Detektor aufgenommen wurde schlecht aufgelöst ist, kann der Vergleich der Absorptionswahrscheinlichkeiten in diesem Versuch nur für den 122.06 keV und 59.5 keV Peak erfolgen.

4.5.1 Energiekanaleichung

Um die Positionen der Peaks, also den dazugehörigen Kanal, zu bestimmen, werden Gaußfunktionen folgender Form

$$f(x) = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - p_1)^2}{p_2^2}\right) \quad (4.3)$$

mit pyROOT an die sichtbaren Peaks gefittet. Die Fehler, die in den Spektren aufgetragen wurden, entsprechen einem geschätzten Kanalfehler von $s_K = 1$. Außerdem gilt für die Unsicherheit s_N der Anzahl der Atomkerne N , dadurch dass radioaktiver Zerfall ein statistischer Prozess ist, dem eine Poissonverteilung zugrunde liegt,

$$s_N = \sqrt{N} \quad (4.4)$$

für die Häufigkeit der Signale. Dabei entspricht p_1 dem Erwartungswert und somit der Position des Peaks auf der Kanalachse. Die einzelnen Fits sind im Anhang zu finden. Wie bereits erwähnt, können jeweils drei Peaks von beiden Detektoren einer Energie zugeordnet werden, welche in Tabelle 7 zu sehen sind.

Si-Detektor			CdTe-Detektor		
E [keV]	Kanal	Fehler	E [keV]	Kanal	Fehler
26.3	104.1	0.2	59.5	315.6	0.2
59.5	300.5	0.9	122.1	651.9	0.4
122.06	620.8	0.4	136.5	731.7	0.9

Tabelle 7: Zuordnung der Energien für den Si- und CdTe-Detektor zu Kanälen mit Fehlern aus den Gaußfits.

Aus den so erfassten Werten kann im folgenden die Energieeichung vorgenommen werden. Dabei werden die Werte für jeden Detektor jeweils in ein Energie-Kanal Diagramm aufgetragen und eine Gerade

$$f(K) = a + b \cdot K \quad (4.5)$$

durch sie gefittet, wobei a und b zur Geradengleichung für den Silicium-Detektor sowie c und d zum CdTE-Detektor. Die beiden Energieeichungsgeraden sind in Abbildung 24 zu finden.

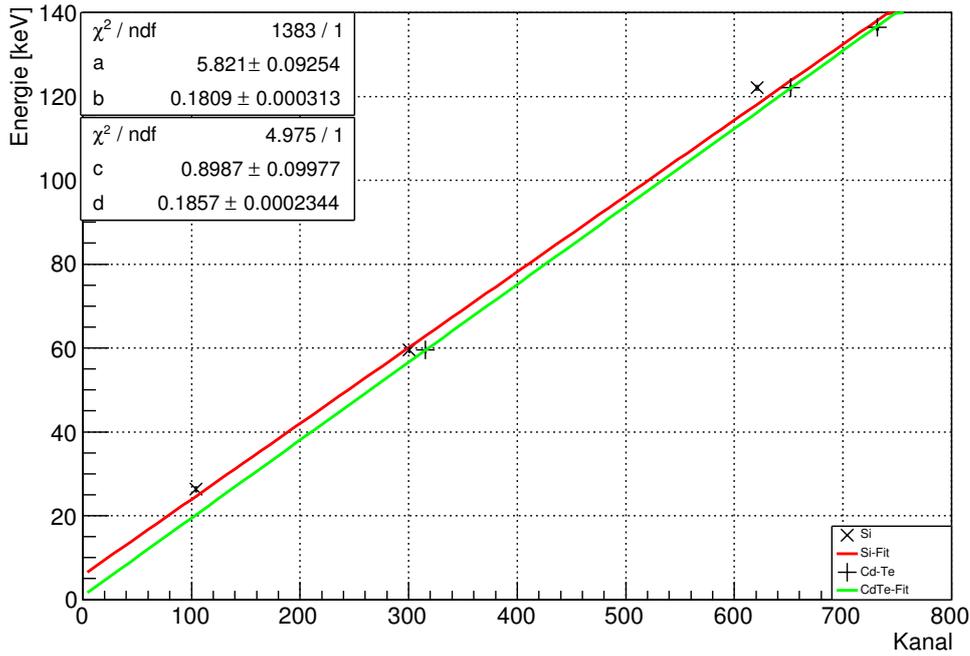


Abbildung 24: Energieeichung jeweils für den Si- und CdTe-Detektor. Dabei entsprechen a und b den Parametern für Si und c und d denen für CdTe.

Daher ergeben sich die Geraden in Abhängigkeit des Kanals K zu

$$E_{\text{Si}}(K) = (5.82 \pm 0.09) \text{ keV} + (0.1809 \pm 0.0002) \text{ keV} \cdot K \quad (4.6)$$

$$E_{\text{CdTe}}(K) = (0.90 \pm 0.10) \text{ keV} + (0.1857 \pm 0.0002) \text{ keV} \cdot K \quad (4.7)$$

4.5.2 Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten

Um nun die Absorptionswahrscheinlichkeiten $\text{Abs}(E)$ der beiden Detektoren zu vergleichen, werden diese wie folgt berechnet:

$$\frac{\text{Abs}_{\text{Si}}}{\text{Abs}_{\text{CdTe}}}(E) = \frac{A_{\text{Si}} \cdot a_{\text{CdTe}}}{A_{\text{CdTe}} \cdot a_{\text{Si}}}(E) \quad (4.8)$$

Dabei bezeichnet A die Anzahl der registrierten Ereignisse. Diese kann aus dem Parametern p_0 und p_2 der Gaußfunktionen, die aus den Fits stammen, durch

$$A = \frac{p_0}{\sqrt{2\pi}p_2} \quad (4.9)$$

berechnet werden. Des Weiteren entspricht a den aktiven Flächen der Detektoren, die bei Si $a_{\text{Si}} = 100 \text{ mm}^2$ und bei CdTe $a_{\text{CdTe}} = 23 \text{ mm}^2$ ist ([1, S.14]). Der Fehler auf das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten berechnet sich über Gaußsche Fehlerfortpflanzung zu

$$s_{\frac{\text{Abs}_{\text{Si}}}{\text{Abs}_{\text{CdTe}}}} = \frac{\text{Abs}_{\text{Si}}}{\text{Abs}_{\text{CdTe}}}(E) \sqrt{\left(\frac{s_{A_{\text{Si}}}}{A_{\text{Si}}}\right)^2 + \left(\frac{s_{A_{\text{CdTe}}}}{A_{\text{CdTe}}}\right)^2}, \quad (4.10)$$

wobei sich der Fehler auf A ebenfalls über Gaußsche Fehlerfortpflanzung

$$s_A = A \sqrt{\left(\frac{s_{p_0}}{p_0}\right)^2 + \left(\frac{s_{p_2}}{p_2}\right)^2} \quad (4.11)$$

berechnen lässt. Das dadurch berechnete Verhältnis ist zusammen mit dem Fehler in Tabelle 8 zu finden.

E [keV]	Abs _{Si} /Abs _{CdTe}
59.5	(2.30 ± 0.08)%
122.06	(2.3 ± 0.3)%

Tabelle 8: Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten des Si- und CdTe-Detektors für verschiedene Energien mit Fehler.

4.5.3 Relative Energieauflösung

In einem nächsten Schritt soll die relative Energieauflösung $RER(E)$ der beiden Detektoren für die verschiedenen Peaks bestimmt und verglichen werden. Die relative Energieauflösung berechnet sich eigentlich durch die volle Halbwertsbreite (FWHM), die jedoch folgendermaßen mit der Standardabweichung σ verknüpft ist:

$$RER(E) = \frac{FWHM(E)}{E} = \frac{2\sqrt{2\ln 2}\sigma(E)}{E} \approx \frac{2.35\sigma(E)}{E}. \quad (4.12)$$

$\sigma(K)$ ist bereits aus den Gaußfits bekannt, da die Standardabweichung der gefitteten Gaußfunktion $p2$ entspricht. Um diese jedoch in Abhängigkeit der Energie auszudrücken, muss sie erst mit der Steigung b beziehungsweise d der jeweiligen Energieeichungsgeraden multipliziert werden. Dabei berechnet sich die Unsicherheit auf die relative Energieauflösung durch die Unsicherheit von $\sigma(E)$ (analog statt b auch für d)

$$\sigma(E) = \sigma \sqrt{\left(\frac{s_{p2}}{p2}\right)^2 + \left(\frac{s_b}{b}\right)^2} \quad (4.13)$$

auf folgende Weise:

$$s_{RER} = RER(E) \frac{s_{\sigma(E)}}{\sigma(E)}. \quad (4.14)$$

Die Werte der relativen Energieauflösung für die verschiedenen Detektoren und Peaks sind Tabelle 9 zu entnehmen.

E [keV]	RER _{Si}	RER _{CdTE}
26.3	(12.8 ± 1.8)%	-
59.5	(8.80 ± 0.17)%	(9.3 ± 0.3)%
122.06	(4.1 ± 0.4)%	(5.4 ± 0.3)%
136.47	-	(2.5 ± 0.8)%

Tabelle 9: Relative Energieauflösung der Detektoren für verschiedene Peaks.

4.6 Zusammenfassung und Fehlerdiskussion

Durch die Messung der Energiespektren von ^{57}Co und ^{241}Am konnte das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten eines Silicium und Cadmium-Tellurid Detektors für zwei verschiedene Peaks bestimmt werden. Mithilfe von Gaußfits, die an die Peaks der Spektren angepasst wurden, erhält man für den 59.5 keV Peak von ^{241}Am ein Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten von

$$\boxed{\frac{\text{Abs}_{\text{Si}}}{\text{Abs}_{\text{CdTe}}}(E) = (2.30 \pm 0.08)\%}, \quad (4.15)$$

was im Vergleich mit einem Literaturwert von 1.40 % [1, S.15] einer Abweichung von 12σ entspricht. Trotz der hohen Abweichung zeigt sich, dass die Absorptionswahrscheinlichkeit des CdTe-Detektors höher ist, als die des Si-Detektors. Für den 122.06 keV Peak von ^{57}Co erhält man

$$\boxed{\frac{\text{Abs}_{\text{Si}}}{\text{Abs}_{\text{CdTe}}}(E) = (2.3 \pm 0.3)\%}, \quad (4.16)$$

was im Vergleich zeigt, dass dieser Wert innerhalb einer 2σ Umgebung mit einem Literaturwert von 1.83 % [1, S.15] übereinstimmt. Hier wird wiederum sichtbar, dass auch bei höheren Energien die Absorptionswahrscheinlichkeit des CdTe-Detektors höher ist, als die des Si-Detektors. Dabei konnte kein Verhältnis für den 136.47 keV Peak von ^{57}Co bestimmt werden, da die Energieauflösung des Silicium Detektors bei der Dauer der Messung nicht gut genug war um den Peak zu fitten.

Mithilfe einer Energiekanaleichung durch lineare Fits über die Energien der bekannten Peaks der radioaktiven Elemente konnte zudem die relative Energieauflösung der beiden Detektoren im Bezug auf die bekannten Peaks bestimmt werden. Um aussagekräftige Geraden zu erhalten wurde aufgrund des fehlenden 136.47 keV Peaks im Spektrum, das mit dem Si-Detektor gemessen wurde, stattdessen der nur im Americiumspektrum von ebendiesem Detektor sichtbare 26.3 keV Peak gefittet, sodass auch die Energieeichung des Si-Detektors aus drei Werten resultiert. Mithilfe der vollen Halbwertsbreite der gefitteten Gaußkurven konnten folgende Werte für die einzelnen Peaks und Detektoren gefunden werden, die Tabelle 10 entnommen werden können.

E [keV]	RER _{Si}	RER _{CdTE}
26.3	(12.8 ± 1.8)%	-
59.5	(8.80 ± 0.17)%	(9.3 ± 0.3)%
122.06	(4.1 ± 0.4)%	(5.4 ± 0.3)%
136.47	-	(2.5 ± 0.8)%

Tabelle 10: Relative Energieauflösung der Detektoren für verschiedene Peaks.

Auch wenn für zwei der Peaks kein Vergleich angestellt werden kann, so wird sichtbar, dass die relative Energieauflösung für den CdTe-Detektor durchweg besser ist, als die des Si-Detektors. Bei beiden Detektoren ist die Tendenz sichtbar, dass die relative Energieauflösung für niedrige Energien bessere ist und für höhere abnimmt. Somit lassen sich Peaks niedriger Energien durchweg besser messen, was wiederum bestätigt, warum der Si-Detektor in so kurzer Zeit nicht in der Lage war den 136.47 keV Peak von Cobalt aufzulösen.

5 Fazit

Insgesamt wurden in diesem Experiment drei verschiedene Versuche durchgeführt und ausgewertet, um das Verständnis für Halbleiter zu verbessern. Diese drei Teile sollen im Folgenden noch einmal kurz zusammengefasst werden.

Im ersten Teil wurde die Bandlückenenergie von Silicium und Germanium bestimmt, indem sowohl die Absorption von Licht, das zuvor an einem winkelverstellbaren Gitter gebeugt wurde, direkt am Halbleiter, als auch die Transmission am dahinter angebrachten Pyrodetektor aufgenommen wurde. Anschließend wurden die Flanken der vermessenen Spektren für beide Materialien jeweils einzeln betrachtet und Geraden durch den Anstieg beziehungsweise Abfall der Transmission/Absorption gelegt. Dies wurde anschließend für das Maximum der Transmission wie auch das Minimum der Absorption mit konstanten Geraden wiederholt. Über die Schnittpunkte dieser Geraden konnte anschließend die Bandlückenenergie, jedoch mit Abweichung einiger Standardabweichungen vom Literaturwert, bestimmt werden.

Der zweite Teil diente der Bestimmung weiterer wichtiger Größen, nämlich der Beweglichkeit, mittleren Lebensdauer und Diffusionskonstante von freien Ladungsträgern in Germanium. Dies wurde realisiert, indem mittels eines Lasers eine Ladungsträgerwolke in der Germaniumprobe erzeugt wurde, die sich wegen einer angelegten Spannung in Richtung einer ebenfalls an der Oberfläche angebrachten Nadel bewegt. Mit dem Oszilloskop konnte anschließend das gaußförmige Signal aufgenommen werden. Dies wurde in zwei verschiedenen Messreihen durchgeführt. In einer wurde dabei eine konstante Spannung eingestellt und der Abstand zwischen Laser und Nadel verändert, während in der zweiten ein fester Abstand eingestellt und die Spannung variiert wurde. Aus den Parametern der Gaußfunktion, die später durch die Messdaten gefittet wurden, konnten die zu bestimmenden Größen, jedoch nur mit großen Abweichungen aufgrund der Systematik, erhalten werden. Dabei stellte sich vor allem, wie schon erwartet, die Bestimmung der mittleren Lebensdauer als problematisch heraus, da die sicher vorhandenen Gitterdefekte einen großen Einfluss auf die mittlere Lebensdauer haben.

Im letzten Teil sollte verdeutlicht werden, dass Halbleiter ebenso als Detektoren verwendet werden können, indem dies beispielhaft durch die Aufnahme der Spektren von Cobalt und Americium durchgeführt wurde. Dabei wurde einmal eine Siliciumdiode und das andere Mal ein Cadmiumtelluridkristall verwendet. Mithilfe der aufgenommenen Spektren sollte zunächst eine Energieeichung durchgeführt werden, um den Kanälen Energien zuzuordnen. Anschließend galt es das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten der beiden Detektoren zu berechnen und zu vergleichen sowie die relative Energieauflösung zu bestimmen. Dabei konnte bestätigt werden, dass sowohl die Absorptionswahrscheinlichkeit, als auch die relative Energieauflösung für den CdTe-Detektor jeweils höher sind und, dass die relative Energieauflösung beider Detektoren für höhere Energien abnimmt.

Abschließend kann gesagt werden, dass das Ziel des Versuchs, das Verständnis für Halbleiter zu vertiefen, hier erfolgreich war und es möglich war, die Kenntnis von Halbleitern, der dafür wichtigen Größen sowie deren physikalische Bedeutung zu erlangen.

6 Anhang

6.1 Haynes&Shockley

6.1.1 Variation des Abstands

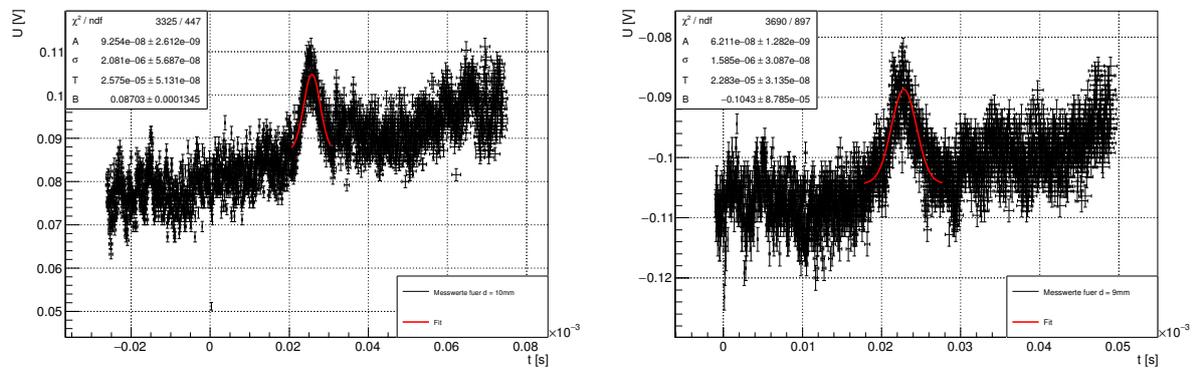


Abbildung 25: Gaußkurve für einen Abstand von $d = 10\text{ mm}$ (links) und $d = 9\text{ mm}$ (rechts).

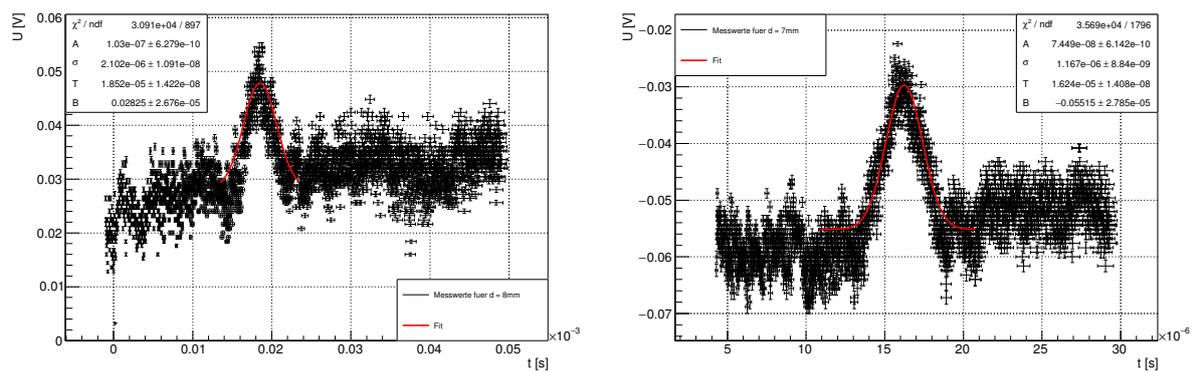


Abbildung 26: Gaußkurve für einen Abstand von $d = 8\text{ mm}$ (links) und $d = 7\text{ mm}$ (rechts).

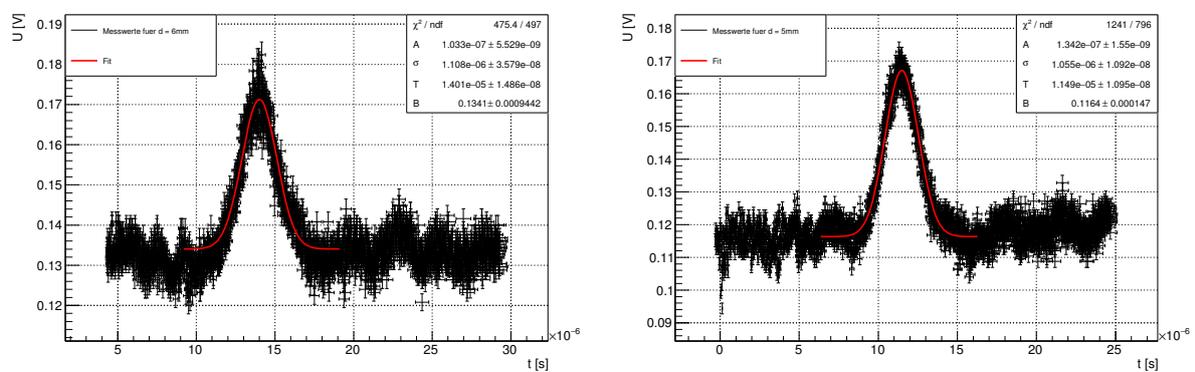


Abbildung 27: Gaußkurve für einen Abstand von $d = 6\text{ mm}$ (links) und $d = 5\text{ mm}$ (rechts).

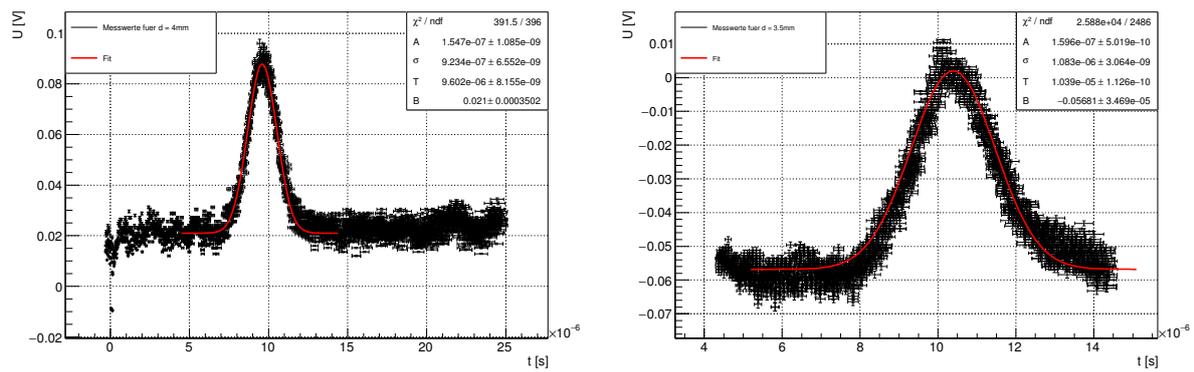


Abbildung 28: Gaußkurve für einen Abstand von $d = 4\text{ mm}$ (links) und $d = 3.5\text{ mm}$ (rechts).

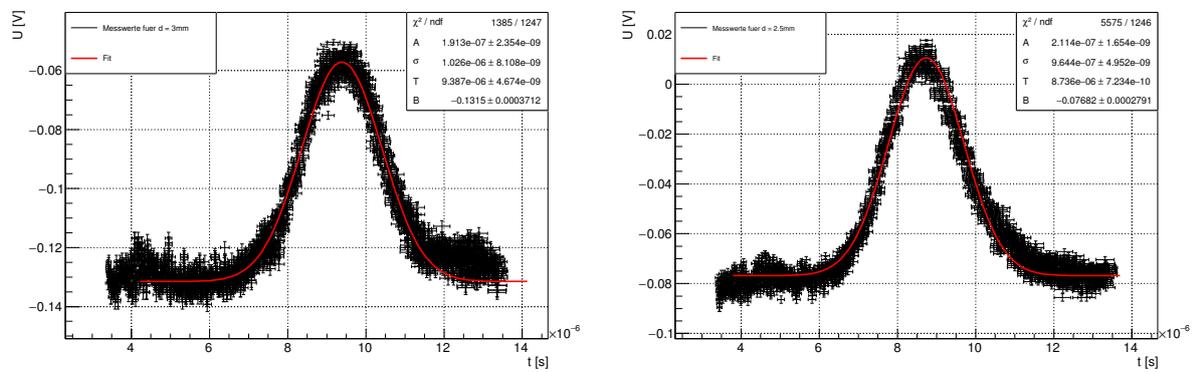


Abbildung 29: Gaußkurve für einen Abstand von $d = 3\text{ mm}$ (links) und $d = 2.5\text{ mm}$ (rechts).

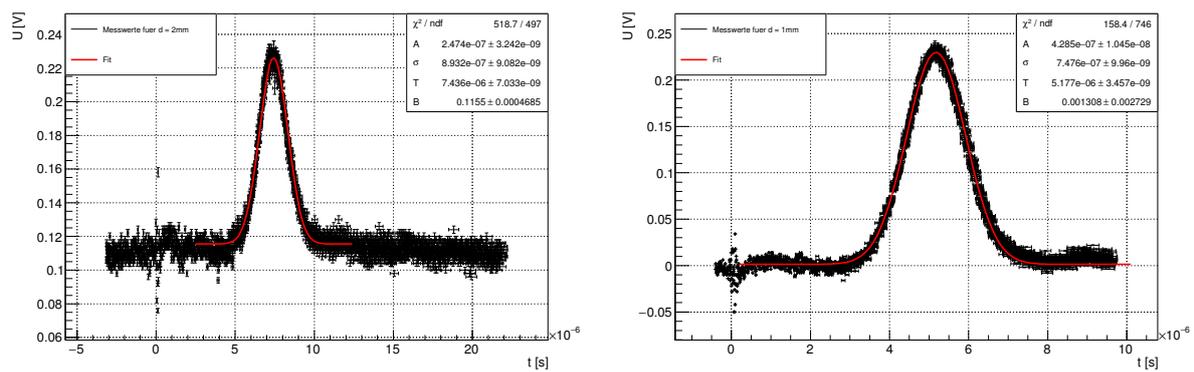


Abbildung 30: Gaußkurve für einen Abstand von $d = 2\text{ mm}$ (links) und $d = 1\text{ mm}$ (rechts).

6.1.2 Variation der Spannung

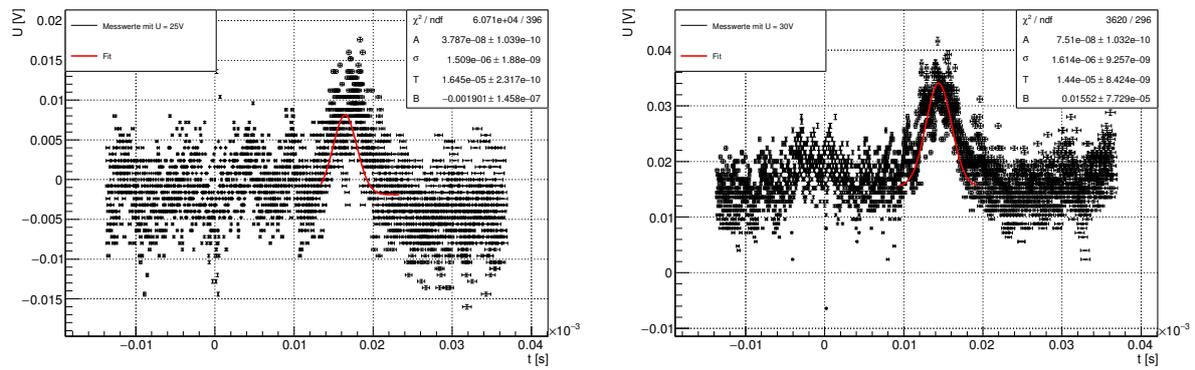


Abbildung 31: Gaußkurve für eine Spannung von $U = 25\text{ V}$ (links) und $d = 30\text{ V}$ (rechts).

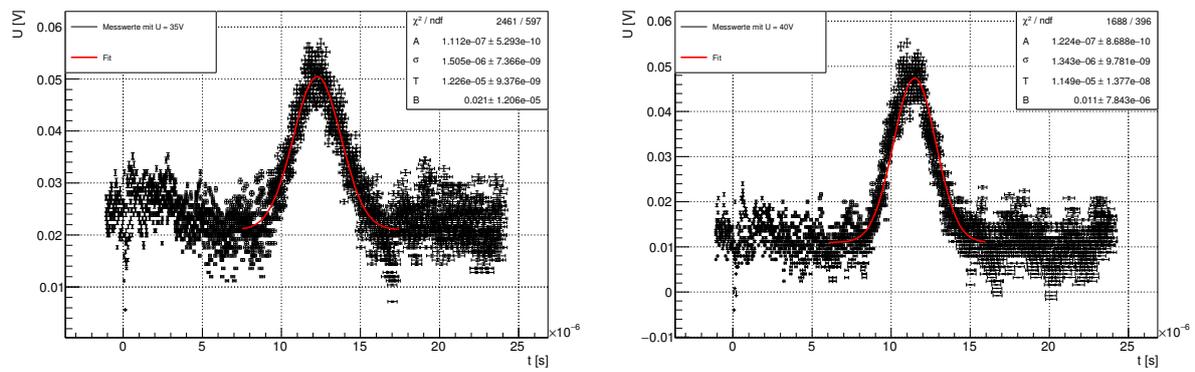


Abbildung 32: Gaußkurve für eine Spannung von $U = 35\text{ V}$ (links) und $d = 40\text{ V}$ (rechts).

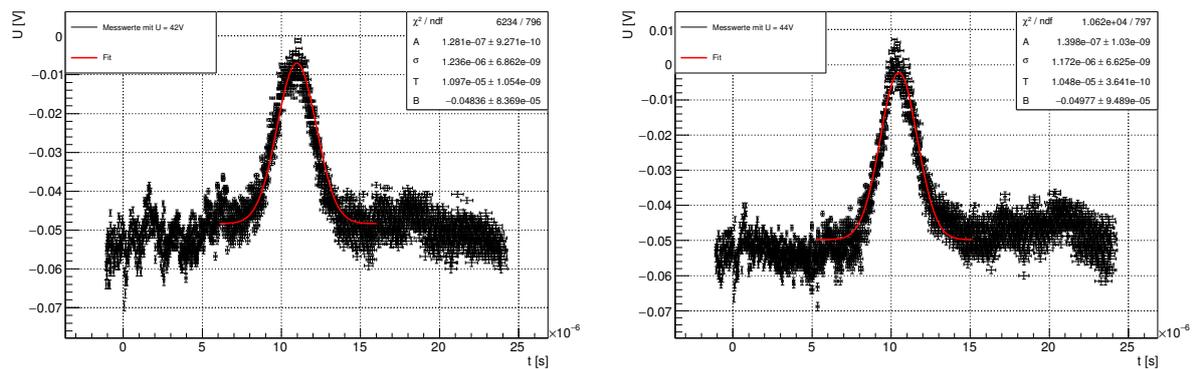


Abbildung 33: Gaußkurve für eine Spannung von $U = 42\text{ V}$ (links) und $d = 44\text{ V}$ (rechts).

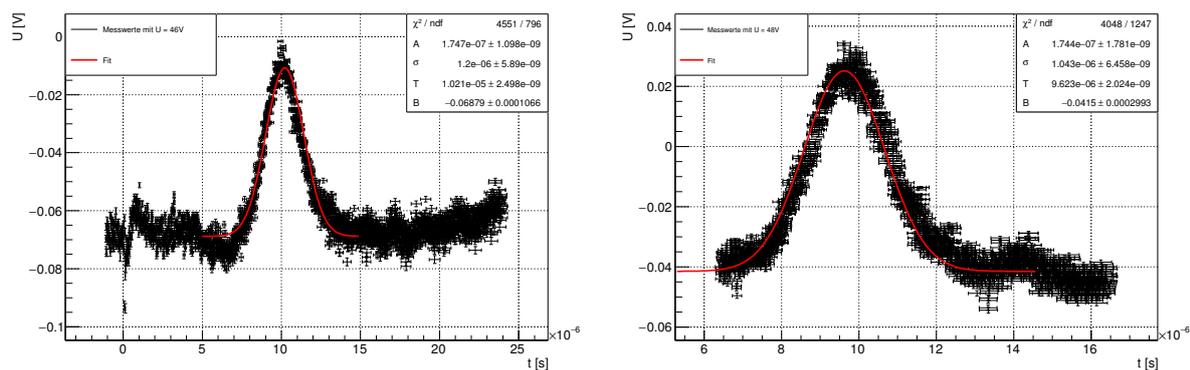


Abbildung 34: Gaußkurve für eine Spannung von $U = 46\text{V}$ (links) und $d = 48\text{V}$ (rechts).

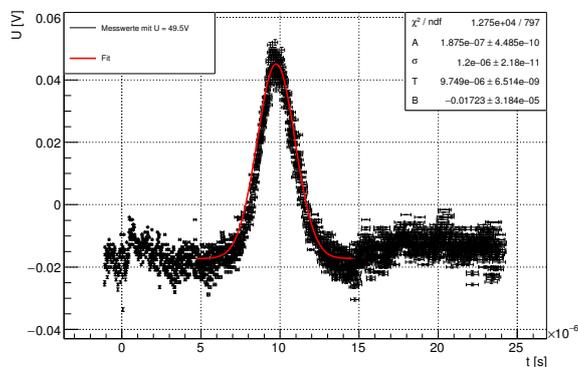


Abbildung 35: Gaußkurve für eine Spannung von $U = 49.5\text{V}$.

6.2 Halbleiter

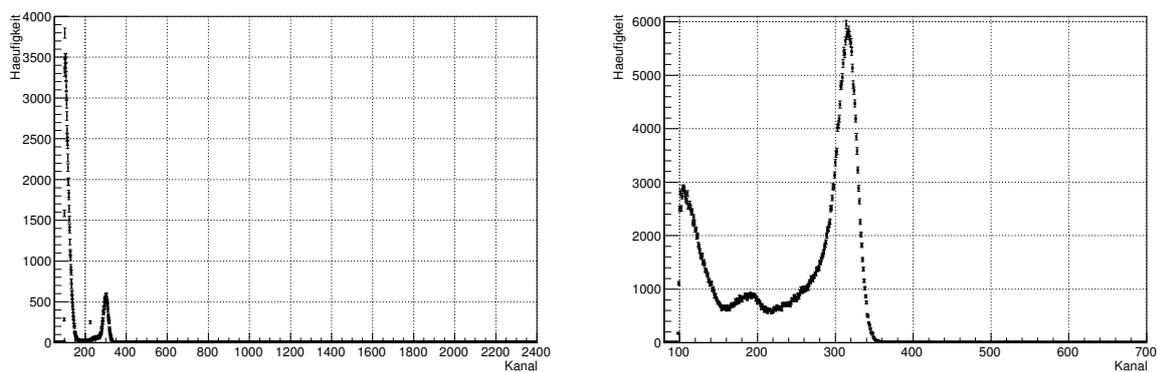


Abbildung 36: Americiumspektrum des Si-Detektors (links) und des CdTe-Detektors (rechts).

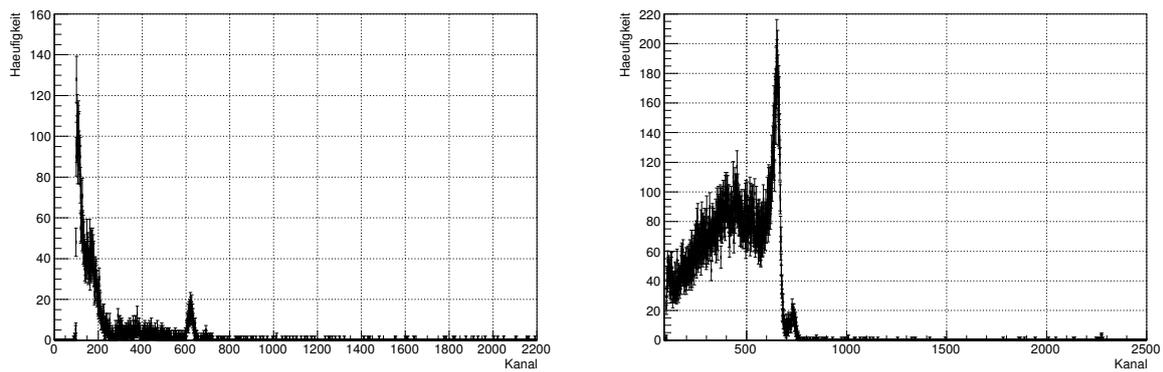


Abbildung 37: Cobaltspektrum des Si-Detektors (links) und des CdTe-Detektors (rechts).

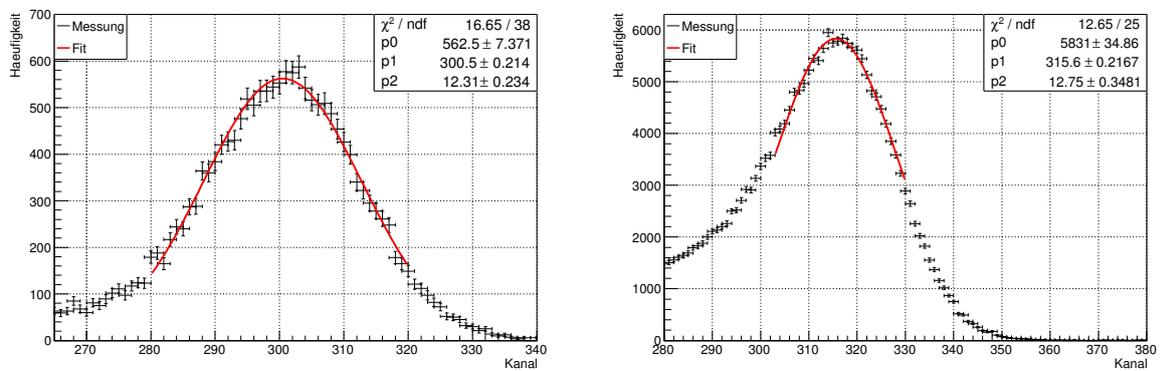


Abbildung 38: 59 keV Peak von Americium des Si-Detektors (links) und des CdTe-Detektors (rechts), gefittet.

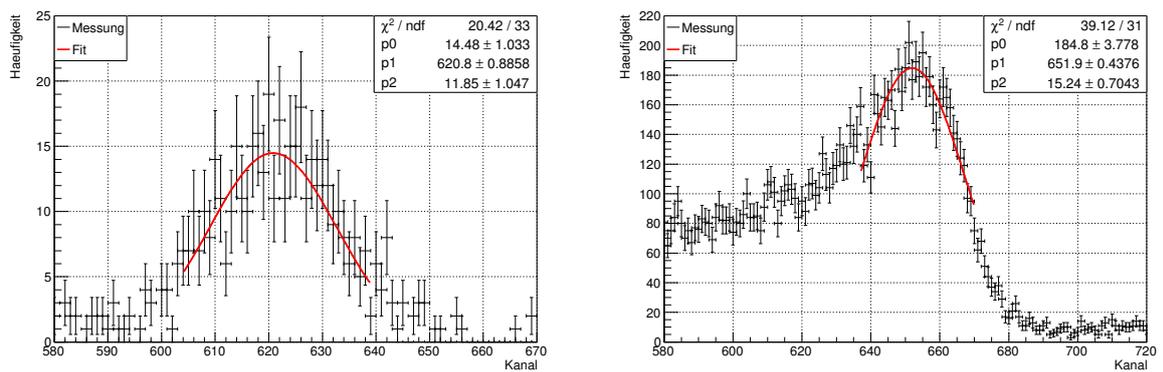


Abbildung 39: 122 keV Peak von Americium des Si-Detektors (links) und des CdTe-Detektors (rechts), gefittet.

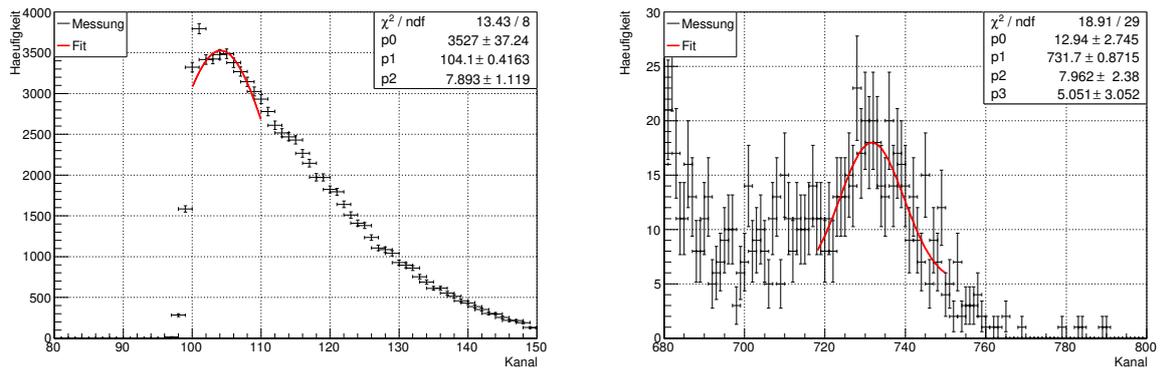


Abbildung 40: 26.3 keV Peak von Americium des Si-Detektors (links) und 136.47 keV Peak des CdTe-Detektors (rechts), gefittet.

6.3 Messungen

Halbleiter					12.10.18
Teil 1: Vermessung der Bandlücke (jeweils Abs./Trans., Lampe & Untergrund)					
Öffnungsweite Blende $d_B = (10 \pm 0.5) \text{ mm}$ Abstand Blende-Gitter $d_{BG} = 54 \pm 1 \text{ cm}$					
1.1	Silicium		Gitter 1200 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$		
Sample current $(0.75 \text{ mA} \pm 0.01 \text{ mA})$					
AC gain		pyro 100	DC gain		pyro 10
		sample 30			sample 5
1.2	Germanium		Öffnung Blende $d_B = \cancel{10} \cdot \cancel{10} (10 \pm 0.5) \text{ mm}$, Gitter 600 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$		
Sample current $(5 \text{ mA} \pm 0.05 \text{ mA})$					
AC gain		pyro 1000	DC gain		pyro 10
		sample 1000			sample 5
1.3	Fehlerwert Pyro und Sample vorgenommen				
1.4	Erneut Lampe mit Ge-Filter: AC gain pyro 300 sample 1000 selber DC gain und Sample current				
Teil 2: Haynes & Shockley Experiment					
Messung bei variierender Distanz, d abgelesen oben					Fehler Abstand $s_d = 0.2 \text{ mm}$
#	d/mm	V/div	τ_{eff} /div	Zeit	
0	10	20mV	10ns	16:30	Offset: 1mm an obiger Skala entspricht off = $(2.6 \pm 0.1) \text{ mm}$
1	9	-"-	5µs	16:33	
2	8	-"-	-"-	16:35	Treiber Spannung $U = 50V \pm 1V$
3	7	-"-	-"-	16:36	
4	6	-"-	2.5µs	16:37	
586	5	-"-	-"-	16:39	
7	4	-"-	-"-	16:42	
8	3.5	-"-	-"-	16:44	
9	2.5	-"-	1µs	16:45	
10	3	-"-	1µs	16:46	
11	3.5	-"-	-"-	16:47	
12	2	50mV	2.5µs	16:49	
13	1	-"-	1µs	16:50	

Messreihe bei veränderter Treiberspannung

Abstand: $d_2 = (4 \pm 0.1) \text{ mm}$

#	Uhrzeit	U [V]	$\Delta U/\text{div}$	$\Delta t/\text{div}$
14	17:01	20	20 mV	5 μs
15	17:04	25	20 mV	5 μs
16	17:06	30	20 mV	5 μs
17	17:07	35	"-	2.5 μs
17	17:08	40	20 mV	2.5 μ s
18	17:11	25	-"-	5 μ s
19	17:13	30	-"-	-"-
20	17:14	35	-"-	2.5 μ s
21	17:19	40	-"-	-"-
22	17:21	42	-"-	-"-
23	17:23	44	-"-	-"-
24	17:25	46	-"-	-"-
25	17:27	48	-"-	1 μ s
26	17:29	49 49.5	-"-	2.5 μ s

Fehler spannung: ca. ~~± 0.5 V~~ $\Delta U = \pm 1 \text{ V}$

Teil 3:

Spektren wurden aufgenommen

Si-Co Messung ist real 3600s kürzer!

UT 12/10/18
✶

Literatur

- [1] VERSUCHSANLEITUNG FORTGESCHRITTENEN PRAKTIKUM TEIL I, “Halbleiter”. Stand 03/2013.
- [2] VERSUCHSANLEITUNG FORTGESCHRITTENEN PRAKTIKUM TEIL I, “Kurze Halbwertszeiten”. Stand 04/2011.
- [3] BHAT, M. R. “*Nuclear Data Sheets 85*”. 415. 1998.
- [4] AKOVALI, Y.A. “*Nuclear Data Sheets 74*”461. 1995.
- [5] AMREIN, SIMON *Halbleiter & Halbleiterdetektoren*, STAATSEXAMENSARBEIT. ALBERT LUDWIGS UNIVERSITÄT FREIBURG, PHYSIKALISCHEN INSTITUT, ABTEILUNG PROF. DR. KARL JAKOBS. 1.4.2008
- [6] UNIVERSITÄT GÖTTINGEN “*Vorlesung 2: Halbleiterdioden*”. [HTTPS://LP.UNI-GOETTINGEN.DE/GET/TEXT/6779](https://lp.uni-goettingen.de/get/text/6779) Zugriff am 18.10.2018.
- [7] GEORGIA STATE UNIVERSITY “*P-N-Junction*” HYPER PHYSICS. DEPARTMENT OF PHYSICS AND ASTRONOMY. [HTTP://HYPERPHYSICS.PHY-ASTR.GSU.EDU/HBASE/SOLIDS/PNJUN.HTML](http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/solids/pnjun.html). Zugriff am 18.10.2018.
- [8] ROBINSON, DAVE “*Notes from the Underground: Servicing Silicon*” ATLAS BLOG.[HTTPS://ATLAS.CERN/UPDATES/ATLAS-BLOG/NOTES-UNDERGROUND-SERVICING-SILICON](https://atlas.cern/updates/atlas-blog/notes-underground-servicing-silicon). Zugriff am 19.10.2018.