

Charakterisierung von Siliziumdetektoren für die Untersuchung von Aufbruchsreaktionen am S-DALINAC

Characterization of Silicon Detectors for the Investigation of Break-up Reactions at S-DALINAC

Bachelor-Thesis von Anna-Lena Hartig
Oktober 2010



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik



Gefördert durch den SFB 634

Charakterisierung von Siliziumdetektoren für die Untersuchung von Aufbruchsreaktionen am S-DALINAC

Characterization of Silicon Detectors for the Investigation of Break-up Reactions at S-DALINAC

vorgelegte Bachelor-Thesis von Anna-Lena Hartig

1. Gutachten: Prof. Dr. Thorsten Kröll
2. Gutachten: Mirko von Schmid, M.Sc.

Tag der Einreichung:

Erklärung zur Bachelor-Thesis

Hiermit versichere ich die vorliegende Bachelor-Thesis ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 27. Oktober 2010

(Anna-Lena Hartig)

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Grundlagen	4
2.1. Halbleiter	4
2.1.1. Bändermodell	4
2.1.2. Elektrische Leitfähigkeit von Siliziumhalbleitern	5
2.1.3. Dotierung	6
2.1.4. pn-Übergang	7
2.2. Halbleiterdetektoren	10
2.2.1. Die Verarmungszone und Detektorkapazität	10
2.2.2. Energieverlust schwerer geladener Teilchen in Materie	11
2.2.3. Signalerzeugung in der Verarmungszone	12
2.2.4. Energieauflösung	13
2.2.5. Detektorsignal	13
2.2.6. Detektortypen	14
2.3. Funktionsprinzip des Vorverstärkers	16
3. Charakterisierung der Siliziumdetektoren	18
3.1. Messstand und elektronische Bauteile	18
3.1.1. Vakuumkammer	18
3.1.2. Verwendete Vorverstärker	19
3.1.3. Hochspannungsversorgung	19
3.1.4. Spektroskopieverstärker	19
3.1.5. Analog-Digital-Umwandler und Datenaufnahme	20
3.2. Einstellung der Vorverstärker	21
3.2.1. Größe der Rückkoppelkapazität	21
3.2.2. Einheitliche Einstellung der Vorverstärker	21
3.3. Charakterisierung der Oberflächensperrschichtdetektoren	22
3.3.1. Vorhandene Oberflächensperrschichtdetektoren	22
3.3.2. Beurteilung des Detektorsignals am Oszilloskop	22
3.3.3. Aufnahme des Energiespektrums	25
3.3.4. Auswertung des Energiespektrums	26
3.3.5. Eigenschaften der ausgewählten Oberflächensperrschichtdetektoren	27
3.4. Konfektionierung und Überprüfung der pin-Dioden	28
3.4.1. Konfektionierung der pin-Dioden	28
3.4.2. Überprüfung der pin-Dioden nach dem Bonden	28
3.4.3. Überprüfung des Energiesignals bei Betriebsspannung	29
3.4.4. Ursachen des Stromanstiegs bei konstanter Spannung	30
3.4.5. Energiespektren	31
3.4.6. Eigenschaften der untersuchten pin-Dioden	33
3.4.7. Intrinsische Ansprechwahrscheinlichkeit der pin-Dioden	34
3.5. Streifendetektoren	35
4. Zusammenfassung und Ausblick	36
I. Anhang	37

1 Einleitung

An der Technischen Universität Darmstadt werden im Fachbereich Physik Grundlagen erforscht, wobei im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 634 der Schwerpunkt auf der Untersuchung von Kernstruktur und nuklearer Astrophysik liegt. Die dazu benötigten Experimente werden im Institut für Kernphysik entwickelt und mit Hilfe des supraleitenden Elektronenbeschleunigers S-DALINAC (Superconducting-DARmstadt-LINear-ACcellerator) durchgeführt. Eines dieser Experimente befasst sich mit den verschiedenen Mechanismen der starken Wechselwirkung. Dazu wird ein Aufbruchsexperiment am leichten Kern ^3He durchgeführt. Der Vorteil jenes Kerns ist, dass er als klassisches Drei-Teilchen-Problem verstanden werden kann, da er mit nur drei Nukleonen einen einfachen Kern darstellt. Trotzdem können an ihm die unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen beobachtet werden. Der Aufbruch erfolgt durch Beschuss des ^3He -Targets mit thermischen oder polarisierten Elektronen mit Energien von 70 MeV bis zu 160 MeV. Diese brechen den Kern in seine Bestandteile, zwei Protonen und ein Neutron, auf. Von den beiden Protonen und dem gestreut Elektron müssen Ort und Energie vermessen werden. Aus diesen Daten kann auf das Neutron geschlossen werden und unterschiedliche Prozesse der Starken Wechselwirkung können identifiziert werden.

Ein weiteres Experiment dient der Bestimmung des Hoyle-Zustands in ^{16}O . Fred Hoyle erkannte, dass für die Bildung des gesamten Kohlenstoffs im Universum ein angeregter Kohlenstoffzustand existieren muss. Dieser Zustand besitzt Spin und Parität 0^+ , liegt bei einer Energie von 7,6 MeV und kann als $3\text{-}\alpha$ -Zustand beschrieben werden. Ein solcher Zustand konnte bereits nachgewiesen werden und soll nun auch für ^{16}O untersucht werden. Das Ziel dieser Experimente ist es, die Bildung schwerer Nuklide in Sternen besser zu verstehen. Hierzu wird ein ^{16}O -Target mit Elektronen beschossen und die gestreuten Elektronen sowie herausgeschlagenen α -Teilchen detektiert. Das Auftreten von α -Teilchen deutet auf die Bildung von Clustern im ^{16}O -Kern hin, wie sie auch in ^{12}C gefunden wurden. Eine genaue Vermessung der Elektronen und α -Teilchen führt zur Identifikation des Hoyle-Zustand in ^{16}O .

Da der am Messplatz des QClam-Spektrometers am S-DALINAC vorhandene Detektoraufbau nicht den Anforderungen zur Untersuchung von Hoyle-Zuständen in ^{16}O und Wechselwirkungsmechanismen in ^3He genügen, wurde ein Silizium-Detektorball konzipiert. Dieser bietet eine verbesserte Winkelauflösung und deckt gleichzeitig einen größeren Raumwinkel ab. Durch Koinzidenzmessung, also die Messung von zusammenhängenden Ereignissen, kann der Untergrund bei Messungen vernachlässigt werden. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit Multipolaritäten gezielt anzuregen und aus der Winkelverteilung der emittierten Teilchen die Parität und den Drehimpuls des angeregten Zustandes zu bestimmen. So können wichtige Informationen über die Kernstruktur des Targets gewonnen werden.

Der Siliziumball wird mit einer Vielzahl von Halbleiterdetektoren bestückt. Es kommen hierzu Oberflächensperrschichtdetektoren, pin-Dioden und Streifendetektoren aus Silizium zum Einsatz. Ziel dieser Arbeit ist es, Detektoren herzustellen, ihre Qualität zu überprüfen und die für die Inbetriebnahme nötige Vorarbeit zu leisten, um einen reibungslosen Betrieb des Siliziumballs zu garantieren.

2 Grundlagen

2.1 Halbleiter

Anhand dieses Kapitels werden die grundlegenden Eigenschaften von Halbleitern erläutert. Sie umfassen die elektrische Leitfähigkeit, die Beeinflussung des Materials durch Dotierung und die Eigenschaften des pn-Übergangs. Dabei wird speziell auf Silizium eingegangen, da die zum Einsatz kommenden Detektoren auf diesem Material basieren.

2.1.1 Bändermodell

In Bezug auf die elektrische Leitfähigkeit lassen sich drei Arten von Materialien unterscheiden: Isolatoren, Halbleiter und Metalle. Ihr Unterschied kann im Bändermodell erklärt werden, das die Energieniveaus der Elektronen des Kristalls beschreibt.

In einem einzelnen, isolierten Siliziumatom besetzen zehn der insgesamt vierzehn Elektronen die drei inneren Schalen des Atoms, die am stärksten gebunden sind und dadurch für elektrische Leitfähigkeit nicht in Frage kommen. Von den restlichen vier Elektronen befinden sich bei einer Temperatur von 0 K zwei auf der 3s-Schale, die somit voll besetzt ist, und zwei auf der 3p-Schale, die maximal sechs Elektronen fassen kann. Bringt man nun zwei solcher isolierter Atome näher zusammen, wie es z.B. beim Aushärten einer Schmelze der Fall ist, so beginnen sich die Wellenfunktionen der kernfernen Elektronen zu überlappen, wodurch das feste Energieschema des isolierten Atoms aufgehoben wird [1, S.216]. Erst bei Erreichen des Gleichgewichtsabstands bilden sich neue Energieniveaus aus, die sogenannten Bänder. Das energetisch tiefer liegende Band ist das sogenannte Valenzband, das im Falle von Silizium vier quantenmechanische Zustände fasst, und das höher liegende, ebenfalls vier Zustände fassende Leitungsband. Zwischen dem höchsten Energiezustand des Valenzbandes und dem niedrigsten des Leitungsbandes befindet sich die Bandlücke, auch "energy gap". Sie verhindert das Übertreten von Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband und beträgt bei Silizium 1,1242 eV für $T=300\text{ K}$ [2]. Dieser Bereich wird als "verbotener Bereich" bezeichnet, da sich dort auf Grund der fehlenden Energieniveaus kein Elektron aufhalten kann.

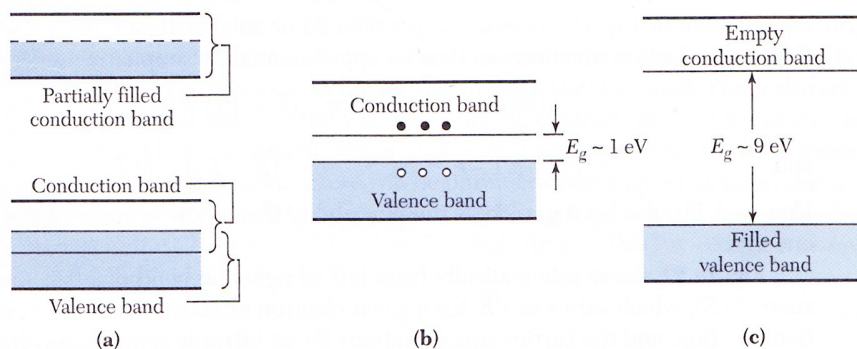


Abbildung 2.1.: Bändermodell für Metall (a), Halbleiter (b) und Isolator (c) [3, S.33]

Abb. 2.1 veranschaulicht den Unterschied zwischen Isolator, Halbleiter und Metall. Beim Isolator (c) ist die Bandlücke so groß, dass die thermische Energie bei Raumtemperatur nicht ausreicht, Elektronen ins Leitungsband zu heben. Ganz anders beim Metall (a), wo Leitungs- und Valenzband sich teils überschneiden oder das Leitungsband von vorneherein teilweise mit Elektronen besetzt ist, da die Wellenfunktion der Elektronen weiter ausgedehnt ist als der Abstand der Gitteratome. Hier ist eine elektrische Leitung ohne Probleme möglich. Der Halbleiter stellt nun den Übergang vom Isolator zum Leiter da, wobei die Leitfähigkeit stark von der Temperatur abhängt. Befindet sich der Halbleiter bei $T=0\text{ K}$, so halten sich alle vier äußeren Elektronen im Valenzband auf, der Kristall verhält sich wie ein Isolator. Ist jedoch die thermische Energie einiger Elektronen groß genug, um die Bandlücke zu überwinden, treten sie ins Leitungsband über und der Kristall wird zum Leiter. Hierbei hinterlässt es einen freien Platz im Valenzband, ein Loch. Dieses trägt wie das Elektron zur elektrischen Leitfähigkeit bei, indem es als positive Ladung durch den Kristall wandert.

2.1.2 Elektrische Leitfähigkeit von Siliziumhalbleitern

Im Gegensatz zum Metall, bei dem allein die Elektronen für die elektrische Leitfähigkeit sorgen, sind bei Halbleitern sowohl die Elektronen im Leitungsband, als auch die Löcher im Valenzband für die Leitfähigkeit verantwortlich. Diese wird für intrinsische Halbleiter, das sind Halbleiter ohne Fremdatome, durch [1, S.219]

$$\sigma = en_i(\mu_e + \mu_p) \quad (2.1)$$

beschrieben, wobei μ_e die Beweglichkeit der Elektronen und μ_p die der Löcher ist. Eingeführt wird an dieser Stelle die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i , die sich aus der Elektronenkonzentration n und der Löcherkonzentration p ergibt

$$n_i^2 = np. \quad (2.2)$$

Ausgehend von der Fermi-Dirac-Verteilung für Elektronen

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{k_B T}}, \quad (2.3)$$

mit der Fermienergie E_F , lässt sich die Elektronen- bzw. Löcherdichte berechnen. Als Beispiel soll hier auf die Elektrodendichte im Leitungsband eingegangen werden. Unter Berücksichtigung der Zustandsdichte des Leitungsbandes $N(E)$ [3, S.34] folgt diese aus

$$n = \int_0^\infty N(E)F(E) dE \quad (2.4)$$

und berechnet sich zu

$$n = N_C \exp \frac{E_F}{k_B T} = N_C \exp \frac{-(E_C - E_F)}{k_B T}, \quad (2.5)$$

mit $N_C = 12 \left(\frac{2\pi m_n k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$ [3, S.34].

Analog ergibt sich für die Löcherleitung

$$p = N_V \exp \frac{-(E_F - E_V)}{k_B T}, \quad (2.6)$$

mit $N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$ [3, S.34].

N_C gibt die Anzahl der Zustände im Leitungsband und N_V die Zustände im Valenzband an. Die effektiven Massen m_n und m_p berücksichtigen für die Elektronen die Streuung an und die Wechselwirkung mit dem Gitter, die für das Loch nicht relevant sind. Für intrinsisches Silizium bei einer Temperatur von $T=300$ K beträgt die Elektronen- bzw. Löcherkonzentration $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ bei 10^{22} cm^{-3} Atomen [1, S.218].

Die elektrische Leitfähigkeit lässt sich nun aus Gl. 2.1 und der am Anfang des Kapitels gegebenen Relation für die elektrische Leitfähigkeit Gl. 2.2 bestimmen.

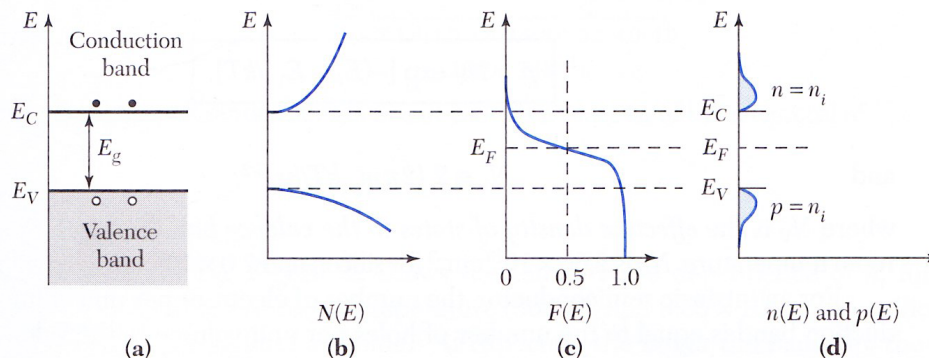


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der Bänderstruktur (a), der Zustandsdichte (b), des Ferminiveaus (c) und der Elektronen- und Löcherverteilung (d) [3, S.35]

Elektronen, die in das Leitungsband gelangen, verweilen dort nicht für unbestimmte Zeit, sondern fallen durch gewisse Prozesse zurück ins Valenzband oder werden in ihrer Beweglichkeit eingeschränkt.

Die für Elektronen naheliegendste Art und Weise in das Valenzband zurück zu fallen ist seine gesamte kinetische Energie in Form eines Photons abzugeben. Diese direkte Rekombination erfordert jedoch eine genaue Übereinstimmung von Elektron und Loch in Energie und Impuls. Da dies nur selten gegeben ist, tritt die direkte Rekombination höchst selten auf.

Innerhalb des Kristalls ist die Rekombination via Rekombinationszentren, also Fremdatomen, Leerstellen oder Gitterdefekten weitaus häufiger. Diese Verunreinigungen stören die Bänderstruktur des Siliziums und erzeugen neue, in der verbotenen Zone liegende Energieniveaus. Nachdem ein Elektron in ein solches Energieniveau gesunken ist, kann es entweder mit einem Loch rekombinieren oder es kehrt zurück ins Leitungsband. Rekombinationszentren entstehen bei der Aushärtung des Kristalls. Sie können aber auch durch die Verarbeitung des Kristalls zum Detektor und durch Strahlungsschäden verursacht werden.

Die Zeit, die das Elektron an einem Rekombinationszentrum verbringt, bevor es mit einem Loch rekombiniert oder ins Leitungsband zurückkehrt, ist es in seiner Bewegungsfreiheit eingeschränkt, also gefangen. Diesen Zustand bezeichnet man mit "trapping".

Nach Freigabe des Elektrons bzw. des Loches kann das Rekombinationszentrum erneut als solches dienen und Ladungsträger an sich binden.

2.1.3 Dotierung

Die zuvor erläuterte Problematik der Verunreinigung des Siliziumkristalls durch Fremdatome kann aber auch gezielt eingesetzt werden, um die Leitfähigkeit des Materials deutlich zu erhöhen. Hierzu werden absichtlich Fremdatome in den Kristall eingebracht, er wird dotiert. Es gibt zwei Gruppen von geeigneten Fremdatomen, pentavalente und trivalente Elemente. Pentavalente Elemente besitzen fünf Valenzelektronen und führen bei einer Bindung im Siliziumkristall zu einem Elektronenüberschuss, man nennt sie daher Donatoren. Einen Elektronenmangel innerhalb der Bindung erzeugen trivalente Elemente, die sogenannten Akzeptoren. Möglich sind zwei Arten von Dotierungen:

- n-dotiert: durch Donatoren wie z.B. Arsen, Phosphor
- p-dotiert: durch Akzeptoren wie z.B. Gallium, Bor

Das Einbringen von Donatoren, d.h. von Elementen der fünften Hauptgruppe, erzeugt am Fremdatom ein zusätzliches, leitungsbandnahes Energieniveau, auf dem sich das fünfte Valenzelektron des Donators befindet. Durch die Nähe dieses Niveaus zum Leitungsband genügen sehr geringe thermische Anregungsenergien, diese sind bei Raumtemperatur etwa 26 meV [5, S.48], um das Elektron ins Leitungsband zu heben. Es kommt zu einem Überschuss an Elektronen gegenüber Löchern im Kristall, da sich die Elektronen der Donatoren frei bewegen und über Rekombinationszentren die Löcher an Siliziumatomen auffüllen. Der Ladungstransport erfolgt hauptsächlich über die negativ geladenen Elektronen, es liegt ein n-dotierter Kristall vor.

Eine elektrische Leitung durch positive Ladungsträger erreicht man durch Dotierung mit Elementen der dritten Hauptgruppe. Diese sogenannten Akzeptoren können auf Grund eines fehlenden Valenzelektrons keine Edelgaskonfiguration mit ihren benachbarten Siliziumatomen ausbilden. Dieses stellt in der Bindung ein Loch dar, das durch Rekombination mit einem freien Elektron aufgehoben werden kann. Diese Rekombination wird durch die Tatsache erleichtert, dass es sich bei dem Akzeptoratom um ein Rekombinationszentrum handelt, welches ein valenzbandnahes Energieniveau schafft. Durch die fehlenden Valenzelektronen der Akzeptoratom kommt es im Kristall zu einem Löcherüberschuss, da für die Rekombination der Löcher die benötigten Elektronen nicht vorhanden sind.

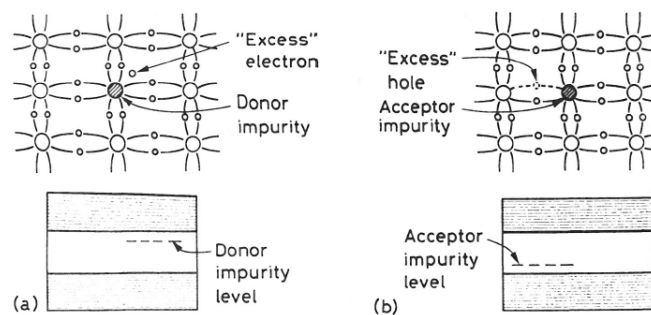


Abbildung 2.3.: Kristallstruktur des n-dotierten (a) und des p-dotierten (b) Siliziums [1, S.212]

Nun ist es aber nie wirklich möglich, rein mit Donatoren oder rein mit Akzeptoren zu dotieren, da selbst im reinsten Silizium Fremdatome vorkommen. Die Art der Dotierung ist also immer eine Frage der überwiegenden Konzentration der eingebrachten Fremdatome.

Ein Sonderfall hierbei stellen die kompensierten Materialien dar, die mit einem "i" gekennzeichnet werden, wobei das "i" nicht im Sinne von intrinsisch verstanden werden darf, es bezeichnet vielmehr ein dem intrinsischen Silizium ähnliches Material. Bei dieser Art von Dotierung ist der Donator- und der Akzeptoranteil gleich. Die Eigenschaften des so erzeugten Stoffes sind dem intrinsischen Silizium ähnlich, zeigen aber, was den Widerstand des Materials angeht, nicht die gewünschte Qualität des intrinsischen Materials. Der Widerstand beträgt bis zu 100 kΩcm, bei intrinsischem Silizium werden Werte bis zu 230 kΩcm erreicht [1, S.223].

Die starke Dotierung eines Materials wird einem "+" gekennzeichnet. Es gibt also n⁺ und p⁺ Halbleiter, die einen deutlich höheren Fremdatomanteil von bis zu 10²⁰ $\frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$ aufweisen. Gewöhnlich dotierte Halbleiter haben eine Fremdatomkonzentration von 10¹³ $\frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$. Die Unterscheidung von stark dotiert zu normal dotiert wird im Vergleich mit der Siliziumatomdichte deutlich, welche 10²² $\frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$ beträgt. Bei der normalen Dotierung wird nur ein sehr kleiner Bruchteil der Siliziumatome durch Fremdatome ersetzt, in Vergleich dazu bei starker Dotierung jedoch ein erheblicher. Die starke Dotierung zeichnet sich durch sehr gute elektrische Leitfähigkeit aus und wird deshalb als elektrischer Kontakt verwendet.

2.1.4 pn-Übergang

Bringt man einen n-dotierten und einen p-dotierten Halbleiter in Kontakt, so erhält man die pn-Diode, ein elementares Bauelement der Halbleiterelektronik. In der Grenzschicht können Prozesse beobachtet werden, die sich für die Herstellung von elektrischen Bauteilen, wie z.B. Gleichrichter oder Fotodioden, und Detektoren nutzen lassen. Zuerst soll nun das Verhalten der Grenzschicht untersucht werden, ohne dass von außen eine Spannung anliegt.

pn-Übergang ohne angeschlossene Spannungsquelle

In der Kontaktzone der beiden unterschiedlich dotierten Halbleitern besteht ein Gefälle der Ladungsträgerkonzentration sowohl für Elektronen als auch für Löcher. Dadurch kommt es zu einem Diffusionsstrom, der Elektronen aus dem n-dotierten Material in das elektronenarme Akzeptormaterial und Löcher in das löcherarme Donatormaterial verschiebt. Es sollte bei Anlegen einer geeigneten Messelektronik ein Strom zu verzeichnen sein. Dies ist aber nicht der Fall. Die Erklärung hierfür ist, dass durch die Ladungsträgerverschiebung innerhalb des elektrisch neutralen Kristalls ein Raumladungsbereich entsteht. Dieser Raumladungsbereich ähnelt einem Plattenkondensator, bei dem sich die positiven Ladungen, nämlich die Löcher, auf der Seite des n-dotierten und die Elektronen auf Seite des p-dotierten Materials sammeln. Im Gegensatz zum Plattenkondensator, bei dem zwischen den Ladungen ein Dielektrikum eingebracht ist, befinden sich im pn-Übergang die Ladungen in einem leitenden Material, solange sich kein elektrisches Feld ausgebildet hat, das den Diffusionsstrom zum Erliegen bringt. Dieses Feld baut sich aber auf Grund der Ladungsansammlungen auf und erzeugt einen Feldstrom, der Ladungsträger entgegen dem Diffusionsstrom verschiebt. Die beiden Stromdichten, Diffusions- und Feldstromdichte, gleichen sich bei Löchern und Elektronen aus, es kommt zu einem Gleichgewicht

$$S_n = en\mu_n E(x) + eD_n \frac{\partial n(x)}{\partial x} = 0 \qquad S_p = ep\mu_p E(x) + eD_p \frac{\partial p(x)}{\partial x} = 0. \qquad (2.7)$$

S beschreibt in Gleichung 2.7 die resultierende Stromdichte, D den Diffusionskoeffizienten und E(x) die elektrische Feldstärke. In diesem Gleichgewicht entsteht ein Gebiet von unbeweglicher Raumladung. Dieses Gebiet kann nun als Plattenkondensator behandelt werden, da zwischen den Ladungsansammlungen keine freien Ladungsträger mehr vorhanden sind. Das Material der Raumladungszone ist im ausgebildeten Gleichgewicht ein Dielektrikum.

Durch Ausnutzung einiger Beziehungen und Umformungen, die in [4, S.6] beschrieben werden, erhält man die Diffusionsspannung, die im Raumladungsbereich herrscht:

$$V_0 = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \qquad (2.8)$$

mit $n_i^2 = N_C N_V \exp \frac{-E_g}{k_B T}$.

Diese Diffusionsspannung liegt für Silizium mit einer Fremdatomkonzentration N_A bzw. N_D von 10¹⁵ cm⁻³ bis 10¹⁸ cm⁻³ zwischen 0,6 V und 0,9 V [4, S.8].

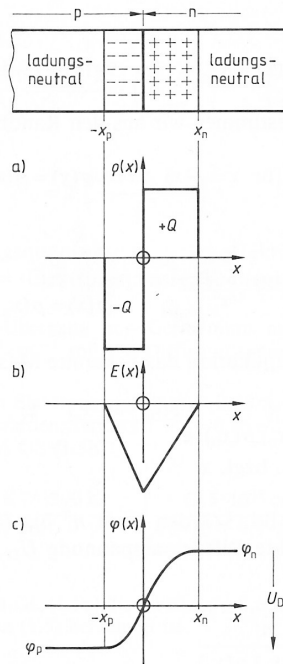


Abbildung 2.4.: Ladungsverteilung (a), elektrisches Feld (b) und Potentialverlauf (c) eines nicht stromdurchflossenen pn-Übergangs [4, S.5]

pn-Diode in Flussrichtung

Legt man nun eine Spannung an die pn-Diode an, so verändert sich ihr Verhalten in Bezug auf die Raumladungszone entscheidend. Beobachtbar ist diese Änderung anhand der Strom-Spannungs-Kennlinie, wie in Abb. 3.8 gezeigt. Der Bereich $U < 0$ V kennzeichnet die Sperrrichtung und $U > 0$ V die Flussrichtung.

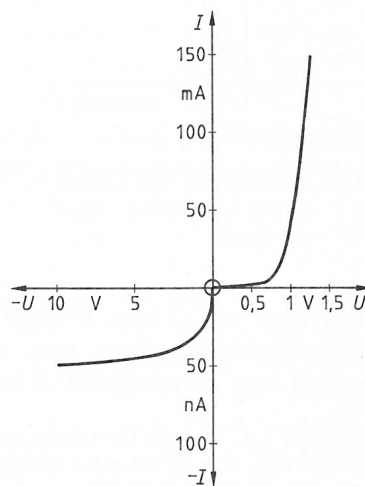


Abbildung 2.5.: Kennlinie einer Diode mit ungleichem Donator- und Akzeptoranteil [4, S.19]

Die Schaltung in Flussrichtung lässt sich durch Anlegen einer negativen Spannung an den n-dotierten Teil der Diode realisieren. Durch das Einbringen hoher Ladungsmengen wird die Raumladungszone verkleinert, wodurch auch das Gebiet geringer elektrischer Leitfähigkeit abnimmt. Die pn-Diode wirkt nun als ohmscher Widerstand. Das Anlegen zu hoher Spannung führt zu großen Strömen, die die Diode erhitzen und so zerstören.

pn-Diode in Sperrrichtung

Durch eine positive Spannung am n-dotierten Teil der Diode, kann dahingegen die Raumladungszone erweitert werden. Dies geschieht beim Betrieb in Sperrrichtung, der für den Einsatz der Diode als Teilchendetektor interessant ist. Die Vergrößerung der Raumladungszone ist ein Resultat der angelegten Spannung, die, wenn der negative Pol am p-dotierten Material anliegt, Elektronen und Löcher aus der empfindlichen Zone absaugt. Empfindliche Zone deshalb, weil nun eindringende Strahlung im Raumladungsbereich Ladungsträgerpaare erzeugt, die als Strom an den Diodenanschlüssen registriert werden können. Dies ist die prinzipielle Wirkungsweise des Halbleiterdetektors, auf die im nächsten Kapitel genauer eingegangen werden wird.

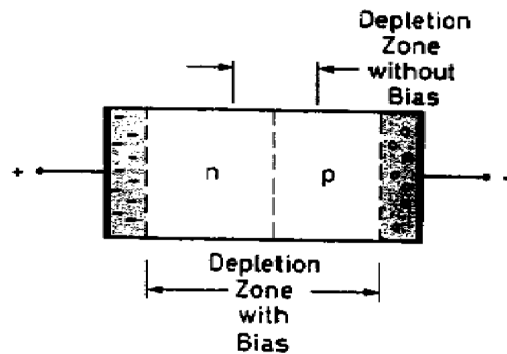


Abbildung 2.6.: Verbreiterung der Verarmungszone bei Betrieb in Sperrrichtung [1, S.219]

2.2 Halbleiterdetektoren

Der Schwerpunkt des folgenden Kapitels liegt auf dem Einsatz von Halbleitermaterialien als Detektoren in der Kernphysik. Hierbei werden die wichtigsten Eigenschaften, die der Charakterisierung dienen, erläutert.

2.2.1 Die Verarmungszone und Detektorkapazität

Wie bereits im Abschnitt über den pn-Übergang erwähnt, spielt die Raumladungszone eine entscheidende Rolle für die Fähigkeit, einfallende Strahlung zu detektieren. Soll die Diode als Detektor eingesetzt werden, legt man die Spannung in Sperrrichtung an. Aber auch ohne anliegende Spannung existiert eine Verarmungszone, deren Größe im Folgenden bestimmt werden soll.

Liegt eine Diode mit unterschiedlicher Donator- und Akzeptorkonzentration vor, so ragt die Verarmungszone weiter in das Gebiet mit geringerer Fremdatomkonzentration. Für die weitere Betrachtung sei die Akzeptorkonzentration N_A größer als die Donatorkonzentration N_D , die Reichweite in das p-dotierte Gebiet x_p ist also kleiner als in das n-dotierte Gebiet x_n . Wird eine homogene Ladungsverteilung angenommen, so berechnet sich die Ausdehnung in die beiden Bereiche zu [1, S.225]

$$x_n = \left(\frac{2\varepsilon V_0}{eN_D \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right)} \right)^{1/2} \quad x_p = \left(\frac{2\varepsilon V_0}{eN_A \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right)} \right)^{1/2}. \quad (2.9)$$

Die Gesamtbreite der Verarmungszone ist die Summe der beiden

$$d = x_n + x_p = \left(\frac{2\varepsilon V_0 (N_A + N_D)}{e N_A N_D} \right)^{1/2}. \quad (2.10)$$

V_0 ist die Diffusionsspannung, die sich auf Grund der Ladungsträgerverschiebung in der Verarmungszone ausbildet, ohne dass eine externe Spannung anliegt. Die dielektrische Konstante ε entspricht bei Silizium $11,9\varepsilon_0$ [5, S.15].

Im Falle, dass $N_A \gg N_D$, vereinfacht sich die Breite der Verarmungszone zu

$$d \simeq x_n = \left(\frac{2\varepsilon V_0}{eN_D} \right)^{1/2}. \quad (2.11)$$

Nutzt man die Beziehung für den elektrischen Widerstand eines pn-Übergangs ohne anliegende Spannung

$$\rho_n = \frac{1}{eN_D\mu_e}, \quad (2.12)$$

so erhält man

$$d \simeq (2\varepsilon\rho_n\mu_e V_0)^{1/2}. \quad (2.13)$$

Ein hoher Widerstand erzeugt eine breite Verarmungszone. Deshalb ist man bemüht möglichst reines Silizium zu dotieren, da kompensierte Materialien geringere Widerstände aufweisen.

Eng verknüpft mit der Breite der Verarmungszone ist die Kapazität des Detektors. Ruft man sich Abb. 2.6 in Erinnerung und berücksichtigt die fehlenden freien Ladungsträger der Verarmungszone, so erkennt man die Analogie des Diodenverhaltens zu dem des Plattenkondensators. Zwischen der Ansammlung negativer Ladungsträger im n-dotierten Bereich und der der positiven Ladungsträger im p-dotierten Gebiet, befindet sich ein Dielektrikum mit $\varepsilon = 11,9\varepsilon_0$. Die Kapazität berechnet sich analog zum Plattenkondensator

$$C = \varepsilon \frac{A}{d}. \quad (2.14)$$

A entspricht der Fläche der Verarmungszone und d der Dicke, die durch Gl. 2.13 bestimmt wird. Die Kapazität sinkt also bei gleichbleibender Fläche mit der Ausdehnung der Verarmungszone.

Auch bei der Größe der Kapazität spielt der Widerstand des Materials eine Rolle. Ist der Widerstand des Halbleiters groß, so ist seine Kapazität nach Gl. 2.13 klein, was in Verbindung mit der nachgeschalteten Elektronik von Vorteil ist.

Zur Berechnung der Ausdehnung und Kapazität der Verarmungszone bei anliegender Spannung in Sperrrichtung, können die bereits aufgeführten Gleichungen verwendet werden. Es muss lediglich die Spannung der Verarmungszone um die anliegende Spannung V_B , B wie "bias", ergänzt werden

$$V_0 \longrightarrow V_0 + V_B. \quad (2.15)$$

Ist die anliegende Spannung deutlich größer als die diodeneigene Diffusionsspannung, so kann letztere vernachlässigt werden.

Die Verarmungszone vergrößert sich bei Anlegen einer äußeren Spannung deutlich, was ein größeres Gebiet unbeweglicher Ladungsträger zur Folge hat. Der Vorteil besteht darin, dass einfallende Teilchen höherer Energie detektiert werden können, da die empfindliche Schicht tief genug ist, um solche Teilchen zu stoppen oder einen hinreichend großen Anteil ihrer Energie in ein messbares Signal zu übersetzen.

Doch es gibt eine Grenze für die anzulegende Spannung. Diese ist erreicht, wenn das elektrische Feld, das durch die Spannung erzeugt wird, stark genug ist, um Elektronen über die Potentialbarriere ins Leitungsband zu heben. Es kommt zu Durchbrüchen, die eine Stromleitung innerhalb des Kristalls zur Folge haben.

2.2.2 Energieverlust schwerer geladener Teilchen in Materie

Treffen schwere, geladene Teilchen auf Materie, so werden sie abgebremst. Schwere Teilchen sind Teilchen, deren Ruhemasse größer ist als die Ruhemasse des Elektrons. Das Teilchen wird jedoch nicht abrupt gebremst, es gibt vielmehr seine kinetische Energie kontinuierlich an das Bremsmaterial ab. So ist der Energieverlust bei höheren Geschwindigkeiten geringer als bei niedrigeren, die eine erhöhte Wechselwirkung mit dem umgebenden Material zulassen. Doch was ist die Ursache für den Energieverlust des Teilchens in Materie?

Die beiden entscheidenden Prozesse, die zu dem Energieverlust führen, sind inelastische Stöße mit den Hüllenelektronen und elastische Streuung an den Kernen selbst. Weitere Effekte, wie z.B. Cherenkov-Strahlung, sind auf Grund ihrer geringen Relevanz gegenüber den zuvor genannten zwei Prozessen zu vernachlässigen. Der Hauptanteil der Wechselwirkung, nämlich die inelastischen Stöße an Elektronen, sorgt für die Abgabe kinetischer Energie des einfallenden Teilchens an die atomaren Elektronen. Betrachtet man den stattfindenden Stoß klassisch, so kann die dabei übertragene Energie auf

$$\Delta E(b) = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b^2} \quad (2.16)$$

abgeschätzt werden, wobei b dem Abstand des Elektrons von der Trajektorie des mit der Geschwindigkeit v einfallenden Teilchens entspricht. Die Energie, die das Teilchen auf einem Wegstück an seine Umgebung abgibt, ergibt sich aus der Integration über den damit verbundenen Impulsübertrag innerhalb des Bereichs, in dem die Elektronen der Umgebung vom einfallenden Teilchen beeinflusst werden. Berücksichtigt man hierbei nun auch relativistische und quantenmechanische Effekte, so erhält man die Bethe-Bloch-Formel mit Korrekturfaktoren [1, S.24]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta} \left[\ln \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.17)$$

mit

N_A : Avogadro-Konstante

r_e : Elektronenradius

m_e : Elektronenruhemasse

ρ : Dichte des absorbierenden Materials

Z : Kernladungszahl des absorbierenden Materials

A : Massenzahl des absorbierenden Materials

z : Ladungszahl des einfallenden Teilchens

β : $\beta = \frac{v}{c}$ des einfallenden Teilchens

γ : $\gamma = \frac{1}{1-\beta^2}$

I : mittlere Ionisierungsenergie des Bremsmaterials

W_{\max} : Maximale Energieübertragung während eines Stoßes

δ : Dichtekorrekturparameter, der die Abschirmung der Elektronen fern der Trajektorie berücksichtigt, die durch die Dichte des absorbierenden Materials entsteht. Daraus ergibt sich ein geringerer Energieverlust bei Stößen mit solchen Elektronen.

C : Schalenkorrektur

Die Bethe-Bloch-Formel gilt nur für bestimmte Energiebereiche, für die sie experimentelle Daten treffend beschreibt. Sie stößt vor allem bei geringen kinetischen Energien an ihre Grenzen, da dort komplexe Vorgänge, wie z.B. die Aufnahme von Elektronen durch das Projektil, zum Tragen kommen. Der Bereich, in dem das einfallende Teilchen langsam ist gegenüber seiner ursprünglichen Geschwindigkeit, ist der Bereich, in dem es den größten Energieverlust verzeichnet. Die sogenannte Bragg-Kurve (Abb. 2.7) zeigt den Energieverlust in Abhängigkeit von der Eindringtiefe des Projektils, wobei nach Erreichen der maximalen Energieabgabe vor allem das Einfangen von Elektronen den Energieverlust schmälert.

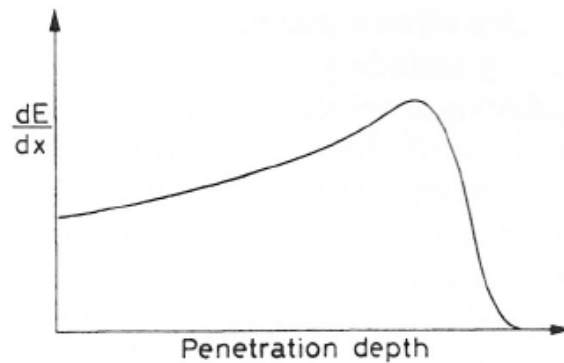


Abbildung 2.7.: Bragg-Kurve, die den Energieverlust in Abhängigkeit der Eindringtiefe wiedergibt [1, S.28]

Der Energieverlust variiert für verschiedenen Targetmaterialien kaum, da der Quotient $\frac{Z}{A}$ für annähernd alle Elemente gleich ist, und gegen Ende der Trajektorie eines einfallenden Teilchens die Energieabgabe an das Bremsmaterial am größten ist.

Außerdem ist die Kernladungszahl des Projektils für seine Reichweite in Materie entscheidend, denn der Energieverlust ist quadratisch abhängig von dieser Kernladungszahl.

2.2.3 Signalerzeugung in der Verarmungszone

Trifft ein schweres geladenes Teilchen auf den Detektor, so ergeben sich zwei mögliche Szenarien:

- Das Teilchen wird unter Abgabe seiner gesamten Energie an das Detektormaterial gestoppt.
- Das Teilchen gibt einen Teil seiner Energie ab und verlässt den Detektor mit einer Restenergie.

Im zweiten Fall registriert der Detektor innerhalb seiner empfindlichen Zone nur die Energie, die das Teilchen auf dem Weg durch dieses Gebiet verliert. Es handelt sich also um die Messung des Energieverlust, wie er sich nach Gl. 2.17 des vorherigen Abschnitts berechnet.

Gibt das Teilchen seine gesamte Energie ab, so muss der Detektor dick genug gewesen sein, um es zu stoppen. Es ist daher erstrebenswert, dass sich die Verarmungszone über die ganze Detektordicke erstreckt. Unter der Annahme, dass die Energie komplett an die empfindliche Zone abgegeben wurde, setzt das einfallende Teilchen der Energie E genau

$$J = \frac{E}{w} \quad (2.18)$$

Elektron-Loch-Paare frei. Die Energie, die dabei zur Bildung eines solchen Paares nötig ist, ist temperaturabhängig und beträgt bei Silizium 3,81 eV für $T=300$ K und 3,62 eV für $T=77$ K [1, S.228]. Der Trend ist zu erkennen, dass bei höheren Temperaturen mehr Energie zu einer solchen Freisetzung aufgewandt werden muss. Ein Vergleich mit der Energielücke von 1,12eV zeigt einen deutlich größeren Energieaufwand als zunächst erwartet. Die vermeintlich überschüssige Energie geht aber in die Anregung von Gitterschwingungen über und erklärt damit die Temperaturabhängigkeit der aufzuwendenden Energie.

Trotz der Energieabgabe an das Gitter ist die benötigte Energie noch deutlich geringer als bei anderen Detektoren, wie z.B. Szintillatoren, bei denen 10-200 eV [5, S.44] aufgebracht werden müssen und die dem gleichen Messzweck dienen. Das bedeutet, dass im Silizium ein einfallendes Teilchen mehr Ladungsträgerpaare freisetzt als in vergleichbaren Detektoren, was zu einer verbesserten Auflösung führt. Germanium bietet noch bessere Eigenschaften, muss aber gekühlt werden.

Für Elektronen und Protonen ist der Zusammenhang zwischen einfallender Energie und erzeugter Ladungsträgerpaare linear und es kommt zu einem Spannungssignal der Höhe

$$V = n \frac{E}{wC}. \quad (2.19)$$

Hier ist C die Kapazität des Detektors und n beschreibt seine Effizienz bei der Ladungssammlung, die, wie bereits zuvor erwähnt, durch Rekombination und "trapping" beeinflusst wird.

Schwere Teilchen hingegen können Plasmaeffekte auslösen, der Zusammenhang ist hier nicht linear [1, S.229].

2.2.4 Energieauflösung

Eine entscheidende Größe zur Charakterisierung von Detektoren ist ihre Energieauflösung R . Sie beschreibt den kleinsten Abstand zweier Ereignisse, unter dem diese beiden noch getrennt registriert werden können. Die Angabe erfolgt im Verhältnis zur Energie des Peaks

$$R = \frac{\Delta E}{E}. \quad (2.20)$$

Gebräuchlich ist hierbei die Angabe in Halbwertsbreiten FWHM (Full Width at Half Maximum) oder durch Gebrauch obiger Formel in %.

Beobachtungen ergeben, dass die Energieauflösung energieabhängig ist. Folgende Relation beschreibt diesen Sachverhalt:

$$R = 2\sqrt{\ln 2} \cdot 2\sqrt{\frac{Fw}{E}} \quad (2.21)$$

Der Vorfaktor dient der Umrechnung der Standardabweichung der Gaußverteilung in FWHM, die dem Peak zu Grunde liegt. F ist der sogenannte Fano-Faktor, der alle Möglichkeiten des Energieverlusts berücksichtigt und der vom Detektormaterial abhängig ist. Für Silizium wird er mit 0,12 [1, S.229] angesetzt, wobei davon ausgegangen werden kann, dass er bis heute nicht gut bestimmt ist. Dieser Faktor, zusammen mit der geringen Elektron-Loch-Paar-Erzeugungsenergie, ist für die sehr gute Energieauflösung der Halbleiterdetektoren verantwortlich.

2.2.5 Detektorsignal

Das Detektorsignal wird durch Teilchen erzeugt, die in die Verarmungszone eindringen. Dort kommt es zur Bildung von Elektron-Loch-Paaren durch das Projektil. Diese driften auf Grund des im empfindlichen Gebiet herrschenden elektrischen Feldes zu den Elektroden der Diode. Das elektrische Signal entsteht nicht nur durch bloßes Sammeln der Ladungsträger an den Detektorelektroden, sondern wird schon durch den Drift der Ladungsträger auf den Elektroden induziert. An den Elektroden induzieren sie

$$dQ = \frac{qdx}{b} \quad (2.22)$$

mit dem Abstand der Elektroden b .

Für ein einziges Elektron-Loch-Paar ergeben sich die so induzierten Elektronen bzw. Löcher zu [1, S.232]

$$Q_e(t) = \frac{e}{b}x_0(1 - \exp\frac{\mu_e t}{\tau}) \quad Q_h(t) = -\frac{e}{b}x_0(1 - \exp\frac{-t}{\tau}). \quad (2.23)$$

Der Ort der Entstehung des Elektron-Loch-Paares ist x_0 . μ_e beschreibt die Beweglichkeit der Elektronen und μ_h die der Löcher. Die induzierte Ladung hängt also mitunter stark von der Beweglichkeit der Ladungsträger ab, was Abb. 2.8 verdeutlicht. Die Anzahl der induzierten Elektronen steigt schneller an als die der induzierten Löcher und erzeugt damit eine sehr kurze Anstiegszeit, die durch τ beschrieben wird. Die Anstiegszeit des Signals liegt bei Silizium in der Größenordnung von Nanosekunden [1, S.232].

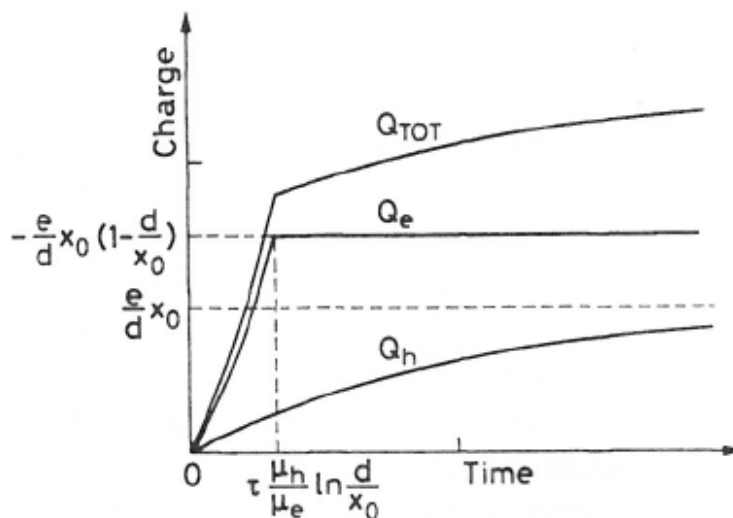


Abbildung 2.8.: Signalform, induziert durch ein einziges Elektron-Loch-Paar [1, 231]

2.2.6 Detektortypen

Zwei grundlegende Bautypen von Halbleiterdetektoren sind der Oberflächensperrschichtdetektor und die pin-Diode. Deren prinzipieller Aufbau und ihre Vor- und Nachteile bei der Verwendung werden nun kurz dargestellt.

Der Oberflächensperrschichtdetektor

Der Oberflächensperrschichtdetektor, auch "Surface Barrier Detector", ist eine möglicher Typ eines Halbleiterdetektors. Er besteht aus n-dotiertem Silizium, das einseitig mit Gold bedampft wird, um den elektrischen Kontakt herzustellen und einen, dem pn-Kontakt ähnlichen, Übergang zu schaffen. Dieser Aufbau führt dazu, dass sich die Verarmungszone komplett im n-dotierten Silizium ausbildet. Die Dicke dieser Zone kann durch Gl. 2.13 berechnet werden. Wie Abb. 3.4 zeigt, erstreckt sich die Verarmungszone W nicht in allen Fällen über die gesamte Dicke des Siliziummaterials L . Es ist vielmehr eine Frage der angelegten Spannung, wie breit die empfindliche Zone des Detektors ist.

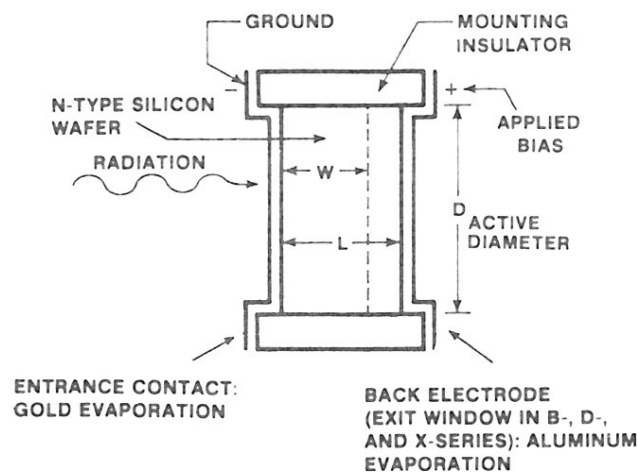


Abbildung 2.9.: Aufbau eines Surface Barrier Detektors [7, S.1]

Es ist ein Vorteil dieser Bauart, dass für dünne Detektoren eine vollständige Verarmung des Materials erreicht wird und dass darüber hinaus auch die Anstiegszeiten der Signale solcher Detektoren durch eine weitere Erhöhung der Spannung reduziert werden können. Darüberhinaus ist auch deutlich weniger Aufwand als bei anderen Detektoren für die Herstellung nötig, da diese bei Raumtemperatur erfolgen kann. Das Siliziummaterial wird hierzu angeätzt und anschließend mit Gold bedampft. Die Goldschicht ist sehr dünn, nur etwa $40 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ [1, S.234]. Doch die Goldschicht ist eine Schwachstelle des Detektors, da sie sehr anfällig für Verschmutzungen ist. Weiterhin reagiert der Oberflächensperrschichtdetektor sehr empfindlich auf Licht, weshalb eine Abschirmung gegen Licht vorhanden sein muss.

Die pin-Diode

Den Aufbau einer pin-Diode zeigt Abb. 2.10. Das Kernstück dieser Diode ist leicht n-dotiertes Silizium, das leichter herzustellen ist als intrinsisches Silizium [8, Anhang S.3]. Durch Diffusion oder Ionenimplantation wird das Material vorne mit einer p^+ Schicht und hinten mit einer n^+ Schicht versehen. Die p^+ -Schicht erzeugt den pn-Übergang in der Diode, während die n^+ -Schicht lediglich der Herstellung eines elektrischen Kontaktes dient. Dazu wird anschließend Aluminium aufgedampft, um den elektrischen Kontakt zwischen Diode und Elektronik zu ermöglichen.

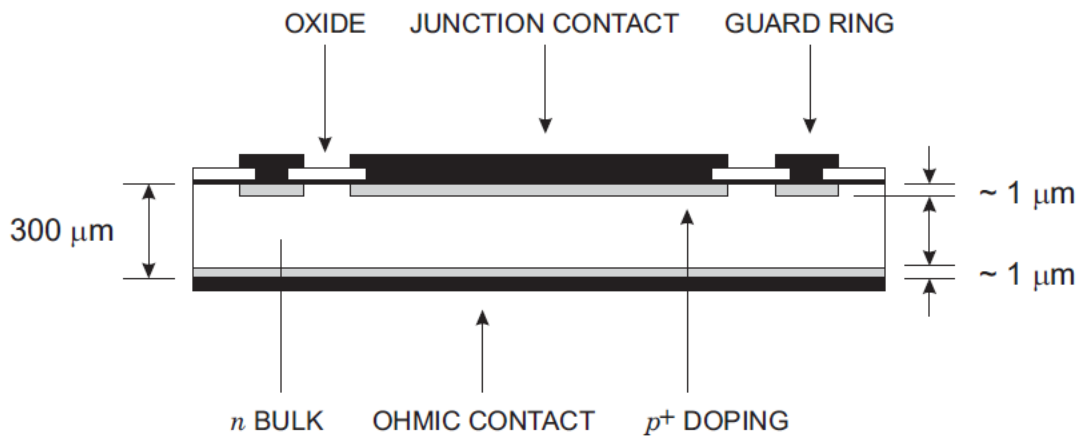


Abbildung 2.10.: Aufbau einer pin-Diode [5, S.15]

Ein wichtiges Element der pin-Diode ist der "guard ring". Dieser ähnelt vom Aufbau her der eigentlichen Halbleiterdiode und schwächt den Gradienten des elektrischen Feldes ab. Liegt die Spannung an der Diode an, so bildet sich auf dem "guard ring" ein schwächeres Potential aus. Der Potential von der Diode zu Rand wird so geringer, der Feldgradient kleiner. Dies verhindert Durchbrüche durch zu hohe Feldgradienten und isoliert gleichzeitig den Randbereich, in dem es auf Grund von Beschädigungen zu Dunkelströmen kommen kann [9, S.18].

2.3 Funktionsprinzip des Vorverstärkers

Ist ein Teilchen in die empfindliche Zone des Detektors gelangt und hat dort ein Signal erzeugt, so bedarf es einer nachgeschalteten Elektronik, um dieses Signal auswerten zu können. Eine wesentliche Rolle spielt hierbei der Vorverstärker, der nun im Detail besprochen werden soll.

Das im Detektor erzeugte Signal ist von kleiner Amplitude. Da es im Kabel und in den elektronischen Bauteile zu einer Störung des Signals kommen kann, muss es verstärkt werden. Die Verstärkung geschieht durch einen Vorverstärker, der möglichst nahe am Detektor angebracht ist, um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten. Die Aufgabe des Vorverstärkers ist es, das Signal so zu verstärken, dass die in ihm enthaltene Information auf dem Weg zur weiteren Auswertungs-elektronik nicht verloren geht oder verfälscht wird.

Drei Vorverstärkertypen lassen sich unterscheiden:

- stromempfindlich
- spannungsempfindlich
- ladungsempfindlich

Strom- und spannungsempfindliche Vorverstärker sind von der Bauart ähnlich, werden aber beim Einsatz von Silizium-halbleitern zur Aufnahme von Energiespektren in der Regel nicht verwendet. Der Grund hierfür ist die Abhängigkeit der Eingangsspannung von der Detektorkapazität [1, S.278]

$$V = \frac{Q}{C_d + C_{kabel}}. \quad (2.24)$$

Da die Kapazität des Siliziumdetektors von der Temperatur abhängt und gegebenenfalls Schwankungen unterliegt, ist eine derartige Verstärkung nicht sinnvoll.

Verwendung findet also meist der ladungsempfindliche Vorverstärker, der nun genauer behandelt werden soll, da die geeignete Abstimmung von Vorverstärker auf den Detektor für die Qualität des Messsignals entscheidend ist.

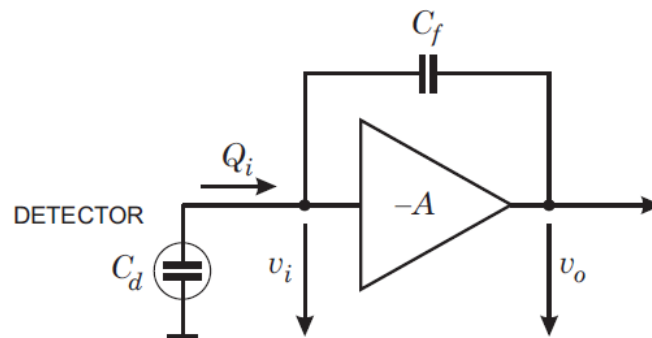


Abbildung 2.11.: Grundlegender Aufbau eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers [5, 93]

Wie Abb. 2.11 zeigt, besteht der ladungsempfindliche Vorverstärker im Wesentlichen aus einem Operationsverstärker, der spannungsinvertierend betrieben wird, und einem Rückkoppelkondensator C_f , der zum Operationsverstärker parallel geschaltet ist. Für die Spannung V_i , die durch das Signal am Detektor entsteht, gilt, dass sie am Operationsverstärker auf Grund seines hohen Eingangswiderstandes keinen Strom hervorruft. Die Ausgangsspannung des Operationsverstärkers ist

$$V_o = -AV_i. \quad (2.25)$$

Die am Rückkoppelkondensator durch die Detektorspannung bedingte Ladungssammlung entspricht der im Detektor erzeugten Ladungsmenge

$$Q_f = Q_i. \quad (2.26)$$

An diesem Kondensator kann eine Spannung der Größe

$$V_f = (A + 1)V_i \quad (2.27)$$

gemessen werden. Der Eingang des Operationsverstärkers kann als "dynamische" Kapazität

$$C_i = \frac{Q_i}{V_i} = C_f(A + 1) \quad (2.28)$$

aufgefasst werden. Hiermit kann die Verstärkung A_Q , der Quotient aus Ausgangsspannung und Eingangsladung, bestimmt werden

$$A_Q = \frac{V_0}{Q_i} = \frac{AV_i}{C_i V_i} = \frac{A}{C_i} = \frac{A}{A + 1} \cdot \frac{1}{C_f} \approx \frac{1}{C_f} \quad (2.29)$$

Für die Näherung wird von einem Verstärkungsfaktor des Operationsverstärkers deutlich größer als 1 ausgegangen. Die Größe des Rückkoppelkondensators bestimmt also die Verstärkung des Vorverstärkers. Für das Verhältnis von Detektorladung zu Signalladung gilt:

$$\frac{Q_i}{Q_s} = \frac{Q_i}{Q_d + Q_{s,amp}} = \frac{C_i}{C_d + C_i} = \frac{1}{1 + \frac{C_d}{C_i}} \quad (2.30)$$

Um ein möglichst hohes Ausgangssignal zu erhalten, muss die dynamische Eingangskapazität groß sein gegenüber der Detektorkapazität [5, S.93ff].

Der Rückkoppelkondensator wird über einen, zum Kondensator parallel geschalteten, Widerstand R_f geeigneter Größe wieder entladen. Dadurch kommt es zum charakteristischen exponentiellen Abfall des Signals.

3 Charakterisierung der Siliziumdetektoren

3.1 Messstand und elektronische Bauteile

Von der Emission eines einfallenden Teilchens bis hin zu seiner Detektion und Auswertung der so gewonnenen Information benötigt man eine Vielzahl elektronischer Geräte. Desweiteren muss die Messung unter Vakuumbedingungen erfolgen, da ansonsten die Reichweite der α -Teilchen stark begrenzt ist und sie an der Luft gestreut werden. Deshalb werden die Quelle, die verwendete Vakuumkammer und die zum Einsatz kommende Elektronik zu Beginn dieses Kapitels kurz erläutert.

²⁴¹Am-Quelle

Als Teilchenquelle dient das Americiumisotop mit Massenzahl 241, das über Emission von α -Teilchen in das Neptuniumisotop ²³⁷Np zerfällt. Dabei wird auch begleitende γ -Strahlung der Energie 59,5 keV [10] freigesetzt. Die Quelle hat den Vorteil, dass die in den Detektor einfallenden Teilchen denen des späteren Experiments ähneln. Die Energie der vorwiegend vorkommenden α -Teilchen zeigt Tab. 3.1. Darüber hinaus sind zwei α -Linien aufgelistet, deren Energie höher ist als Energie der Hauptlinie und die mit geringer Wahrscheinlichkeit auftreten. Zur Verfügung stehen Quellen der Aktivität 16 kBq und 116 kBq.

Energie in keV	Häufigkeit in %
5388,23	1,6
5442,80	13,0
5485,56	84,5
5511,47	0,22
5544,5	0,34

Tabelle 3.1.: Energie der emittierten α -Teilchen einer ²⁴¹Am-Quelle [11]

3.1.1 Vakuumkammer

Die α -Teilchen, die die Americium-Quelle emittiert, haben in Luft eine geringe Reichweite. Diese lässt sich grob durch die Regel 1 cm Reichweite pro 1 MeV Energie zu ca. 5 cm - 6 cm abschätzen. Da die Reichweite mit abnehmender Dichte des Bremsmaterials zunimmt, wird sie bei Evakuieren der Kammer größer. Aus diesem Grund findet die Überprüfung der Detektoren in der Vakuumkammer des Targetlabors statt. Abb. 3.2 zeigt die Außenansicht der Kammer, die durch eine Drehschieberpumpe soweit evakuiert wird, dass die Turbopumpe zugeschaltet werden kann und ein Vakuum der Größenordnung 10^{-5} mBar erzielt wird. Im Innenraum der Kammer, siehe Abb. 3.1, befindet sich die Quelle, die von außen mit der Kammerwand verschraubt ist und die Anschlüsse für die Vorverstärker. Die Detektoren können an einer Halterung befestigt werden und sind durch Koaxialkabel mit den Vorverstärkeranschlüssen verbunden.

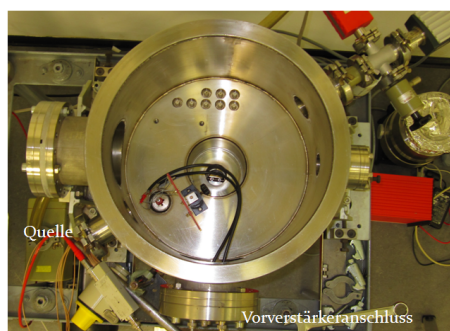


Abbildung 3.1.: Innenraum der Vakuumkammer mit Halterung für Detektoren

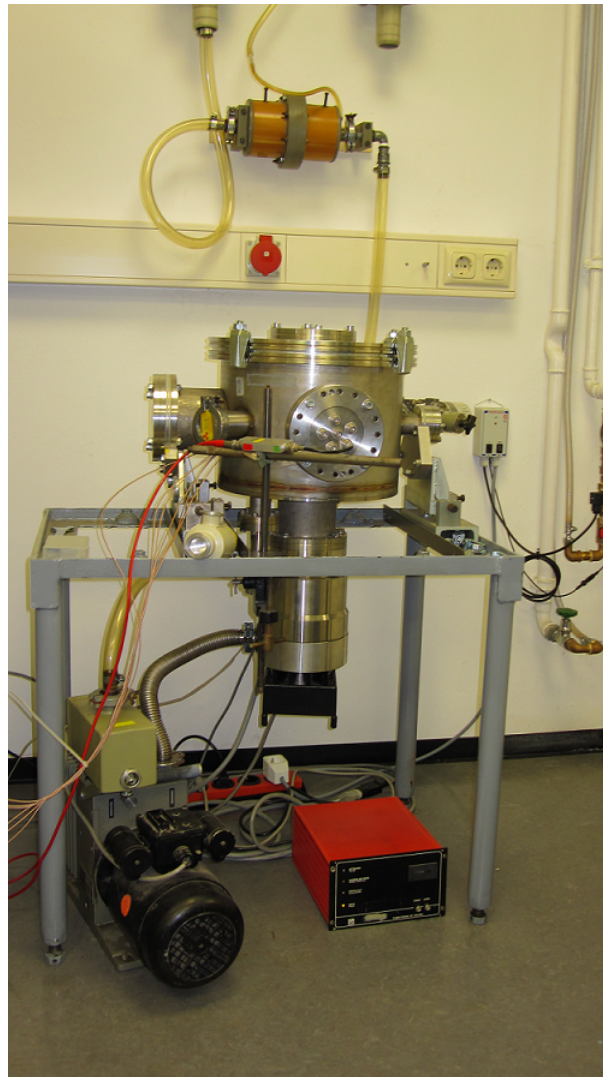


Abbildung 3.2.: Außenansicht der verwendeten Vakuumkammer

3.1.2 Verwendete Vorverstärker

Die Vorverstärker, die während der Überprüfung der Detektoren zum Einsatz kommen, werden auch im späteren Experiment verwendet. Sie sind eine Entwicklung der Elektronikwerkstatt des Instituts und basieren auf dem Prinzip des ladungsempfindlichen Vorverstärkers. Die Kopplung von Detektor zu Vorverstärker ist kapazitiv, sodass kein Gleichstrom vom Detektor in den Vorverstärker gelangen kann. Aufschluss über entscheidende Größen wie die Rückkoppelkapazität gibt eine Übersichtstabelle der Elektronikwerkstatt (Anhang).

3.1.3 Hochspannungsversorgung

Die Hochspannungsversorgung stellt die Spannung, die über den Vorverstärker an den Detektor angelegt wird, bereit. Die Spannungen, die bei der Untersuchung der Detektoren verwendet werden, liegen im Bereich von 0 V bis 400 V. Neben der Spannungsversorgung ermöglicht das Gerät auch die Strommessung des am Detektor zu verzeichnenden Detektorstroms.

3.1.4 Spektroskopieverstärker

Das Signal des Detektors gelangt nach dem Vorverstärker in den Hauptverstärker, der dieses erneut verstärkt. Dies kann durch zwei unterschiedliche Arten von Hauptverstärkern erfolgen, den Spektroskopieverstärkern oder den Timing-Filter-Amplifier. Letzterer ist vor allem für Messungen des Zeitsignals interessant. Zur Charakterisierung der Siliziumdetektoren wird jedoch das Energiesignal benötigt und so greift man auf den Spektroskopieverstärker zurück, der auch unter der

Bezeichnung Proportionalverstärker bekannt ist. Dieser verstärkt das Signal proportional und erhält somit die Information über die Energie des detektierten Teilchens. Eine weitere Funktion dieses Hauptverstärkers ist das "pulse-shaping" [1, S.280], das den exponentiellen Abfall des Vorverstärkers verkürzt. Abb. 3.3 verdeutlicht die Problematik dieses Abfalls. Tritt innerhalb der Abklingzeit eines Signals ein weiteres Signal ein, so addiert sich dieses zu dem exponentiellen Abfall und seine Energieinformation wird verfälscht. Man nennt dies "pulse pileup". Eine geeignete Wahl der Zeitkonstanten τ , die am Spektroskopieverstärker eingestellt werden kann, verringert "pulse pileup" durch Minimierung des exponentiellen Abfalls.

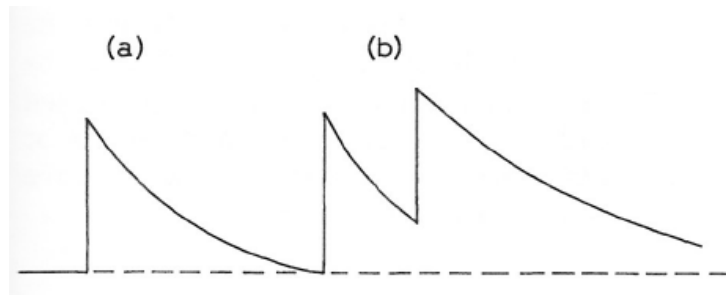


Abbildung 3.3.: Exponentieller Abfall des vorverstärkten Signals (a) und "pulse pileup" (b) [1, S.279]

3.1.5 Analog-Digital-Umwandler und Datenaufnahme

Das Signal, welches den Hauptverstärker verlässt, ist noch immer ein analoges Signal, das zur Auswertung in ein digitales umgewandelt werden muss. Dies geschieht im Analog-Digital-Umwandler, kurz ADC. Der verwendete ADC ist "peak-sensing", d.h. er verarbeitet die Amplitude des Signals. Bei Eingang eines Signals vergleicht er die maximale Spannung mit einer Referenzspannung und entscheidet, ob die eingegangene Spannung größer oder kleiner ist als diese. Die erhaltene Information speichert er durch 1 oder 0 bevor mit der nächsten Referenzspannung vergleicht. Diese Abgleiche führt er durch bis er die geforderte Anzahl an Bits erreicht hat [1, S.289], welche die Genauigkeit der Umwandlung festlegen. Danach leitet der ADC das Signal weiter zur Ausleseelektronik.

Die Signale des ADCs werden mit Hilfe eines Web-Interfaces ausgelesen, das einem Multichannelanalyzer entspricht. Ein solcher Analysator entschlüsselt die im digitalen ADC-Signal enthaltene Information und sortiert sie in Histogramme. Er zählt die in einem solchen Kanal registrierten Impulse und ermöglicht es dadurch, ein Spektrum darzustellen.

Die Software WinTMCA, die der Auswertung dient, steuert das Web-Interface. Über sie kann die Messung gestartet und gestoppt werden. Außerdem legt man dort die Anzahl der Kanäle sowie die Dauer der Messung fest.

3.2 Einstellung der Vorverstärker

Die zur Verfügung stehenden Vorverstärker sind von der Bauart her gleich, unterscheiden sich aber in der eingestellten Verstärkung. Deshalb muss vor der genaueren Analyse der Energiespektren eine einheitliche Einstellung in Bezug auf die Verstärkung hergestellt werden. Dazu ist es notwendig alle Vorverstärker mit der gleichen Rückkoppelkapazität C_f zu versehen.

3.2.1 Größe der Rückkoppelkapazität

Nach Gl. 2.30 spielt hierbei das Verhältnis von Detektorkapazität zur dynamischen Kapazität, die eng verküpft ist mit der Rückkoppelkapazität, eine entscheidende Rolle. Es muss also zuerst die Detektorkapazität nach Gl. 2.14 bestimmt werden. Dazu werden pin-Dioden vermessen, die später Anwendung im Siliziumball finden. Der "guard ring" schirmt die Diode vor Störungen aus dem Rand ab, weshalb die aktive Fläche der pin-Diode um den Randbereich, der nicht zur aktiven Fläche beiträgt, verkleinert werden muss. Zur Bestimmung der Randbreite wurde der Abstand von "guard ring" zum Rand mit Hilfe einer Schieblehre mehrmals vermessen. Von der Oberfläche der Diode der Größe 100 mm^2 sind lediglich $89,5 \text{ mm}^2$ für die Messung relevant. Die durchschnittliche Dicke der pin-Diode bestimmte sich auf ähnliche Weise zu $358 \text{ }\mu\text{m}$. Mit der dielektrischen Konstante für Silizium, $\varepsilon = 11,9 \varepsilon_0$, ergibt sich hieraus bei vollständiger Verarmung eine Detektorkapazität von $26,4 \text{ pF}$.

Die vorhandenen Vorverstärker waren mit Rückkoppelkapazitäten von $0,5 \text{ pF}$, 1 pF , $4,7 \text{ pF}$ und 47 pF ausgestattet. Erfahrungswerte zeigen, dass eine Rückkoppelkapazität von $4,7 \text{ pF}$ für die Detektoren, die für den Siliziumball vorgesehen sind, genügt, um den zu erwartenden dynamischen Bereich abzudecken [12]. Geringere Kapazitäten führen zu einer zu starken Verstärkung. Höhere Kapazitäten erzeugen dahingegen eine zu geringe Verstärkung.

3.2.2 Einheitliche Einstellung der Vorverstärker

Um die Verstärkung einheitlich einzustellen, wurde ein Pulsgenerator verwendet. Dieser erzeugt ein präzises Signal, das dem des Detektors ähnlich ist. Der entscheidende Vorteil des Pulsgenerators ist, dass das Signal jederzeit reproduziert werden kann, was beim Detektor durch Beschädigungen oder Einsatz in Messapparaturen nicht gegeben sein kann.

Es ist jedoch wichtig, dass der Puls dem Detektorsignal in Form und Höhe entspricht. Dazu wurde das Energiesignal eines Vorverstärkers in Verbindung mit einer funktionsfähigen pin-Diode und der Americiumquelle vermessen. Dieses wies eine Amplitude von 252 mV auf, was anhand des Oszilloskops ermittelt werden konnte. Das Signal zeichnet sich durch einen starken Anstieg und flachen Abfall aus. Der Detektor wurde durch den Pulsgenerator ersetzt, dessen Anstiegszeit mit $0,05 \text{ }\mu\text{s}$ minimal und dessen Abfallzeit mit $1000 \text{ }\mu\text{s}$ maximal eingestellt wurden. Die Höhe der Amplitude kann durch vier Drehregler der Detektoramplitude angepasst werden.

Nun war es möglich, alle vorhandenen Vorverstärker mit Rückkoppelkapazität $4,7 \text{ pF}$ zu überprüfen und gegebenenfalls defekte Exemplare auszusortieren. Auch die Einstellungen in Bezug auf Verstärkung und Offset konnten korrigiert werden.

Vor der Einstellung der Verstärkung lag die Signalamplitude der meisten Vorverstärker zwischen 95 mV und 105 mV , woraufhin für alle diese Amplitude auf 100 mV reguliert wurde. Der Offset wurde für alle Vorverstärker auf 0 mV gesetzt. Anhand des vorverstärkten Pulsersignals konnte ein Vorverstärker, bei dem das Zeitsignal invertiert war, identifiziert werden und zur Umrüstung an die Werkstatt weitergegeben werden. Darüberhinaus konnte bei zwei Vorverstärkern ein Defekt festgestellt werden, der sich in einem nicht vorhandenen Energiesignal und Wellenbildung am Rand des Signals äußerte. Auf diese Weise konnten vierzig Vorverstärker für die folgenden Überprüfungen eingestellt werden.

3.3 Charakterisierung der Oberflächensperrschichtdetektoren

Da für den Aufbau des Siliziumballs eine Vielzahl an Detektoren benötigt und unter Anderem auch auf Oberflächensperrschichtdetektoren, kurz SSB, zurückgegriffen wird, wurden die bereits im Institut vorhandenen, zur Zeit nicht eingesetzten Detektoren diesen Typs auf ihre Funktionsfähigkeit hin untersucht. Dazu fand zuerst eine Beurteilung der Signalqualität der Oberflächensperrschichtdetektoren statt, um eine Vorauswahl für eine Charakterisierung durch Aufnahme des Energiespektrums zu treffen. Die Vorgehensweise, die auch für die pin-Dioden gilt, soll nun näher erläutert werden.

3.3.1 Vorhandene Oberflächensperrschichtdetektoren

Die im Institut vorhandenen Oberflächensperrschichtdetektoren unterscheiden sich in Alter, Größe und Verarbeitung. Abb. 3.4 zeigt die untersuchten Modelle, deren wichtigstes Merkmal die aktive Fläche ist. Für den Siliziumball sind Oberflächensperrschichtdetektoren mit folgenden Abmaßen von Interesse:

- 0,5 cm×1 cm
- 1 cm×1 cm
- 2 cm×2 cm

Die Art der Verarbeitung und die Gestaltung der verwendeten Platinen waren keine Auswahlkriterien.

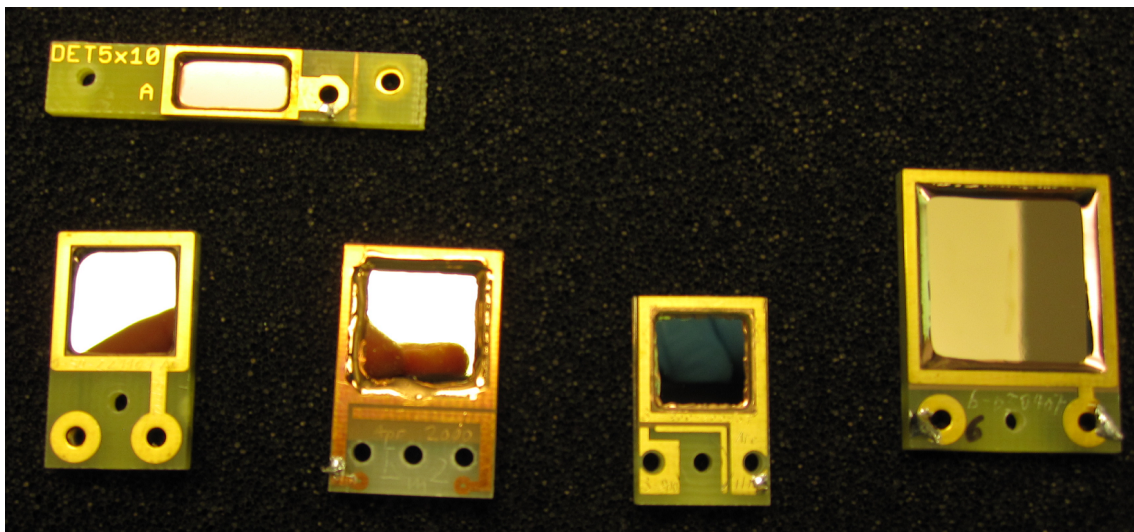


Abbildung 3.4.: Verschiedene Modelle der vorhandenen Oberflächensperrschichtdetektoren

3.3.2 Beurteilung des Detektorsignals am Oszilloskop

Einen ersten Anhaltspunkt bei der Charakterisierung von Detektoren liefert die Überprüfung des im Vorverstärker verstärkten Energiesignals des Detektors. Das Energiesignal, das auf dem Oszilloskop dargestellt werden kann, ist das durch den Vorverstärker verstärkte Detektorsignal. Eine Beurteilung dieses Signals gibt direkt Aufschluss über die Funktionsfähigkeit.

Im Idealfall zeichnet sich das Energiesignal durch eine sehr kurze Anstiegszeit aus, auf die ein exponentieller Abfall folgt. Die Grundlinie des Signals unterliegt keinen Schwankungen und das Signal wandert nicht nach oben oder unten ab. Abb. 3.5 zeigt ein solches Signal. Ein unruhiges oder verwackeltes Signal weist auf einen Defekt des Detektors oder auf zu hohe Detektorspannung hin. Häufig zu beobachten ist eine Wellenbildung auf der Grundlinie, wie in Abb. 3.6. Diese zeigt an, dass für den Detektor die angelegte Spannung nicht ideal ist. Ist diese zu niedrig, kann die Wellenbildung durch eine Spannungserhöhung meist reduziert werden. Im Gegensatz dazu führt bei einer zu hohen Spannung eine weitere Erhöhung zu einem weitaus unruhigeren Signal, bis dieses schließlich zusammenbricht. Der Zusammenbruch resultiert

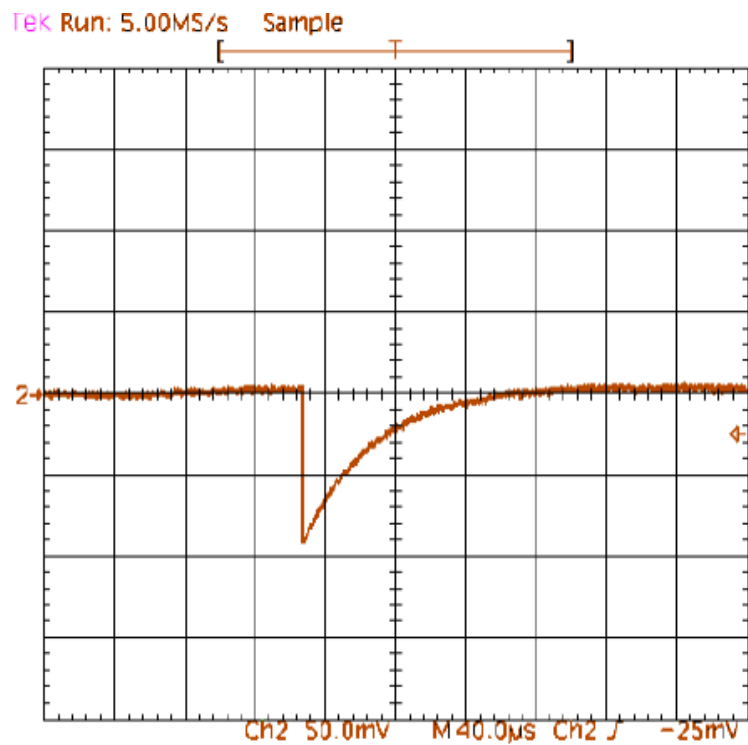


Abbildung 3.5.: Stabiles Energiesignal eines Oberflächensperrschichtdetektors

aus einer Betriebsspannung in Sperrrichtung, die so groß ist, dass das elektrische Feld der Verarmungszone stark genug wird, um einen Strom innerhalb des ladungsträgerfreien Gebiets aufzubauen. Es kommt zum Durchbruch. Auf einen Durchbruch weist ein stark verwackeltes Energiesignal hin, das in Abb.3.7 gezeigt ist.

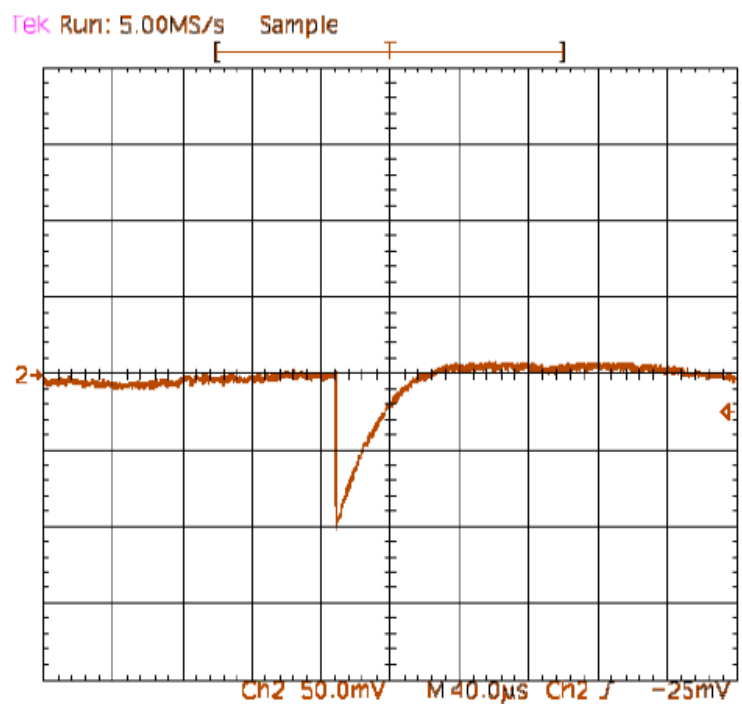


Abbildung 3.6.: Energiesignal mit leichter Wellenbildung auf der Grundlinie

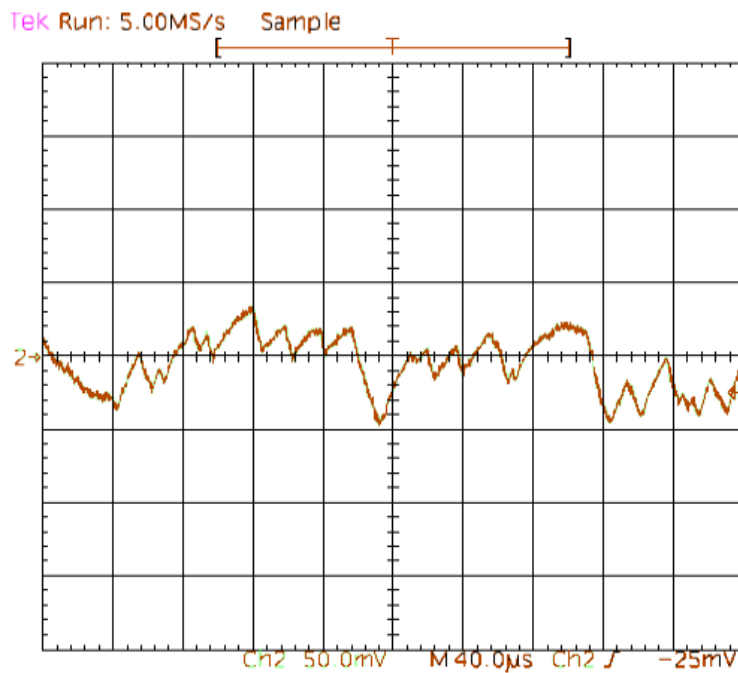


Abbildung 3.7.: Starke Verwacklung des Energiesignals auf Grund von Durchbrüchen

Die Spannung sorgt dafür, dass die Verarmungszone des Detektors maximal ist. Es ist nun entscheidend eine optimale Einstellung der Spannung zu finden, bei der das Signal stabil und gleichzeitig die angelegte Spannung so hoch wie möglich ist. Dabei muss darauf geachtet werden, dass der Strom, der über den Detektor fließt nicht zu hoch wird. Abb. 3.8 zeigt die Kennlinie eines Oberflächensperrschichtdetektors und verdeutlicht die Gefahren für den Detektor bei Betrieb in Flussrichtung. Auch in Sperrrichtung steigt der Strom mit zunehmender Spannung an, da es zu Durchbrüchen kommt.

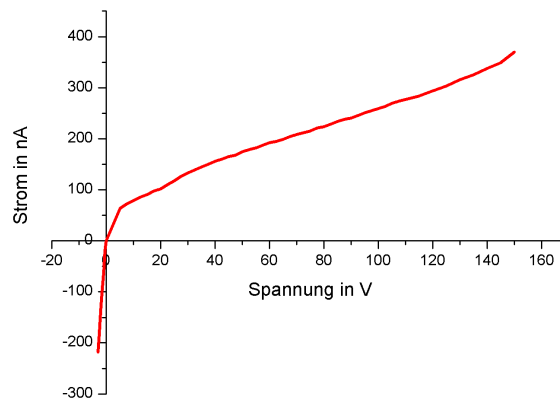


Abbildung 3.8.: Kennlinie eines Oberflächensperrschichtdetektors

Zur Untersuchung werden die Oberflächensperrschichtdetektoren auf der Halterung in der Kammer positioniert und durch ein angelötetes Koaxialkabel mit dem Vorverstärker verbunden. Das Energiesignal des Vorverstärkers kann auf dem Oszilloskop geprüft werden. Allein durch die Drehschieberpumpe wird Luft aus der Kammer abgepumpt und der Druck fällt dadurch auf etwa 10^{-1} mBar. Dieser Unterdruck genügt, um defekte Detektoren zu identifizieren und auszusortieren.

Kriterien, die zum Ausschluss eines Detektors führen, sind:

- Es kann überhaupt kein Signal festgestellt werden.
- Das Signal ist unruhig und lässt sich auch durch Einstellung der Spannung nicht stabilisieren.

Anhand dieser Untersuchung muss ein Großteil der vorhandenen Oberflächensperrschichtdetektoren als defekt oder nicht brauchbar eingestuft werden. Detektoren, deren Energiesignal nur wenig durch unruhiges Verhalten auffallen, werden im nächsten Schritt, der Aufnahme des Energiespektrums, berücksichtigt. Der Grund hierfür ist, dass es durch äußere Einflüsse, wie Vibrationen oder der fehlenden elektrischen Isolierung der Vakuumpumpe, zu einer Unregelmäßigkeit vergleichbar der Wellenbildung kommen kann.

3.3.3 Aufnahme des Energiespektrums

Die Charakterisierung der Detektoren, die über ein stabiles Energiesignal verfügen, erfolgt durch die Aufnahme ihres Energiespektrums bei einem Druck von 10^{-5} mBar. Anhand dieses Spektrums kann ihre Energieauflösung bestimmt werden, die über ihren Einsatz entscheidet. Ist die Energieauflösung zu gering, d.h. größer als 30 keV, so ist der Detektor für das spätere Experiment nicht geeignet.

Das zu erwartende Spektrum der ^{241}Am -Quelle weist drei Hauptpeaks auf, deren Form jeweils gaußförmig ist. Sie liegen bei 5,388 MeV, 5,443 MeV und 5,486 MeV. Peaks höherer Energie liegen bei 5,545 MeV und 5,511 MeV, sind aber auf Grund ihrer geringen Intensität gegenüber den Hauptpeaks nur bei großer Statistik sichtbar. Das Spektrum eines einsatzfähigen Oberflächensperrschichtdetektors zeigt Abb. 3.9.

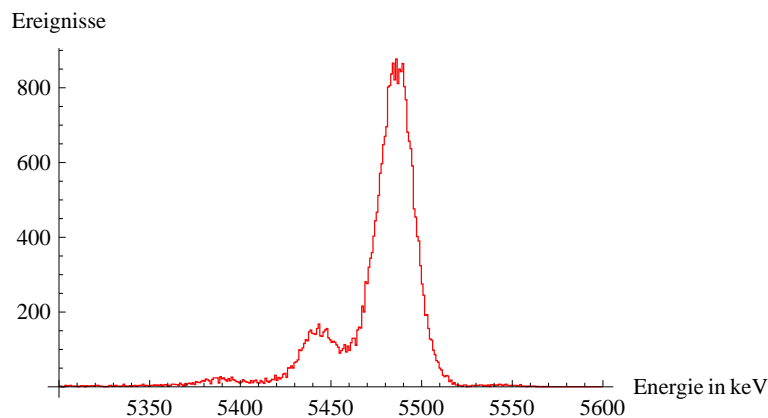


Abbildung 3.9.: Spektrum eines einwandfreien SSB

Die Abweichung der Peakform von einer Deltadistribution hat mehrere Ursachen. Eine davon liegt im Detektor und der nachgeschalteten Elektronik. Dort kommt es zu Rauschen, was die α -Linie verbreitert. Ein weiterer Grund ist, dass die meisten α -Teilchen die Quelle nicht auf direktem Wege verlassen und Wechselwirkungen unterliegen. Selbst unter der Annahme einer rauschfreien Detektoranlage und einer perfekten Quelle bleibt noch immer die Heisenberg'sche Unschärferelation zu berücksichtigen. Durch sie ist es unmöglich, die Energie der Teilchen exakt aufzulösen.

Ein weiteres Kriterium, dass auf eine Fehlfunktion des Detektors hinweist, liefert also die Form des Energiespektrums. Dazu sei auf zwei Beispiele hingewiesen, die dies verdeutlichen.

Abb.3.10 zeigt das Energiespektrum eines, bei der Signalbeurteilung durch leichte Wellenbildung am Rand des Signals auffälligen Oberflächensperrschichtdetektors, dessen Oberfläche 4 cm^2 beträgt. Es ist lediglich ein Peak zu erkennen, der sehr breit ist. An seiner linken Flanke kann man die Struktur der beiden Peaks niedrigerer Energie ausmachen. Die drei Hauptpeaks sind so breit, dass sie überlappen, wodurch eine Trennung der einzelnen Energielinien unmöglich ist. Ein solcher Detektor weist eine so geringe Energieauflösung auf, dass er in einem präzisen Experiment keine Anwendung finden kann.

Der Detektor, dessen Energiespektrum in Abb. 3.11 gezeigt wird, ist bei der Untersuchung mit dem Oszilloskop völlig unauffällig. Erst das Spektrum offenbart seine Untauglichkeit. Auffällig ist die geringe Amplitude des prominenten Peaks trotz einer Messzeit von 200 s und einer 16 kBq-Quelle und die Form der Peaks, die in keinsten Weise die Eigenschaften der ^{241}Am -Quelle wiedergeben.

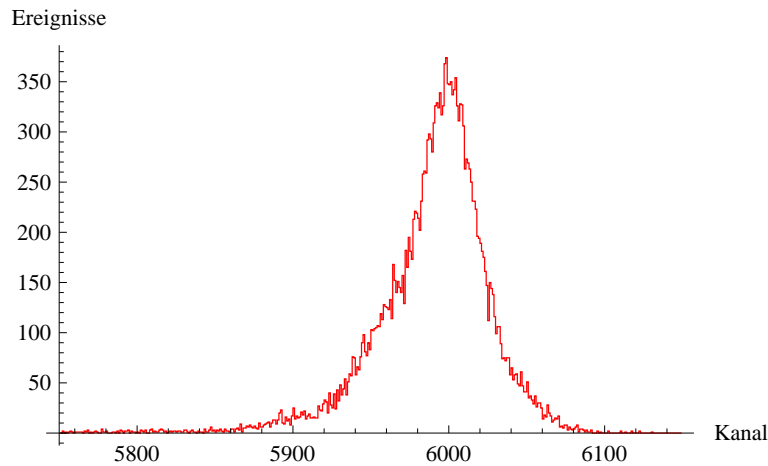


Abbildung 3.10.: Spektrum eines SSB mit leichter Wellenbildung im Energiesignal

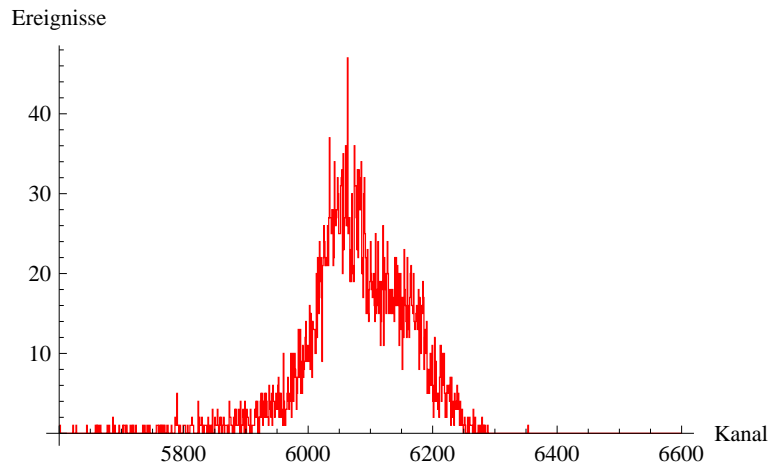


Abbildung 3.11.: Spektrum eines defekten SSB mit zuvor unauffälligem Energiesignal

3.3.4 Auswertung des Energiespektrums

Aus dem Energiespektrum des Detektor kann die Energieauflösung über einen geeigneten Fit gewonnen werden. Hierzu wird das Programm Wolfram Mathematica unter Verwendung des Fitalgorithmus "NonlinearRegress" genutzt. An die Messwerte wurde die Summe dreier Gaußfunktionen angefitet:

$$F = \sum_{i=1}^3 A(i) \exp -\frac{1}{2} \frac{x - \mu(i)}{\sigma(i)^2} \quad (3.1)$$

Dabei sind die Mittelwerte und Amplituden der Gaußfunktionen der schwächeren Peaks über das Energie- und Häufigkeitsverhältnis an den prominenten Peak gekoppelt. Das ist möglich, da diese Werte für die verwendete ²⁴¹Am-Quelle bekannt sind. Die Standardabweichung wird für alle drei Peaks der gleiche Parameter σ angenommen. Die freien Parameter, die durch den Fit bestimmt werden, sind also die Standardabweichung σ und der Mittelwert μ und die Amplitude A des Hauptpeaks bei 5,486 MeV.

Berücksichtigt werden lediglich die drei Hauptpeaks, was auf Grund der verschwindend kleinen Zählraten bei höherer Energie gerechtfertigt ist.

Zusätzlich zur Fitfunktion der Peaks spielt auch die Funktion, die den Untergrund beschreibt, eine entscheidende Rolle. Der Untergrund kann links der Peaks, also bei niedrigerer Energie, als nahezu konstant und rechts der Peaks als nicht vorhanden beschrieben werden. Dies folgt aus der Tatsache, dass es innerhalb der Quelle zu Streuungen der Teilchen kommen kann, die die Energie dieser mindert bevor sie detektiert werden. Außerdem kann ein solcher Energieverlust auch von den Totschichten des Detektors verursacht werden. Die Idee besteht darin, den Untergrund durch Stufenfunktionen zu beschreiben, deren Stufe jeweils genau unter der Peakmitte liegt [13]. Nun ist es in Mathematica nicht möglich

unter jeden Peak eine solche Stufe zu legen und anschließend zu fitten, denn der Untergrund ist nicht stetig. Daher wird auf eine Funktion ähnlich der Fermiverteilung

$$g = c \cdot \exp \frac{x - \mu}{\sigma + 1} \quad (3.2)$$

zurückgegriffen, die der Stufenfunktion ähnelt, jedoch einen stetigen Übergang bietet. Legt man nun drei solcher Verteilungen unter die Energiepeaks, so kann der Untergrund sinnvoll wiedergegeben werden. Dies zeigt auch der Fit in Abb. 3.12. Die Informationen, die aus dem Fit gewonnen werden, sind folgende:

- die Höhe des Untergrunds
- die Amplitude des Hauptpeaks
- der Kanal des Hauptpeaks, der dessen Mittelwert μ darstellt
- die Standardabweichung σ des Hauptpeaks

Für die Beurteilung des Detektors in Bezug auf seine Qualität ist vor allem die Standardabweichung interessant, da aus ihr, durch Multiplikation mit $2\sqrt{2\ln 2}$, die Energieauflösung in FWHM bestimmt wird. Diese ist das letzte Kriterium anhand dem über einen Einsatz im Experiment entschieden wird.

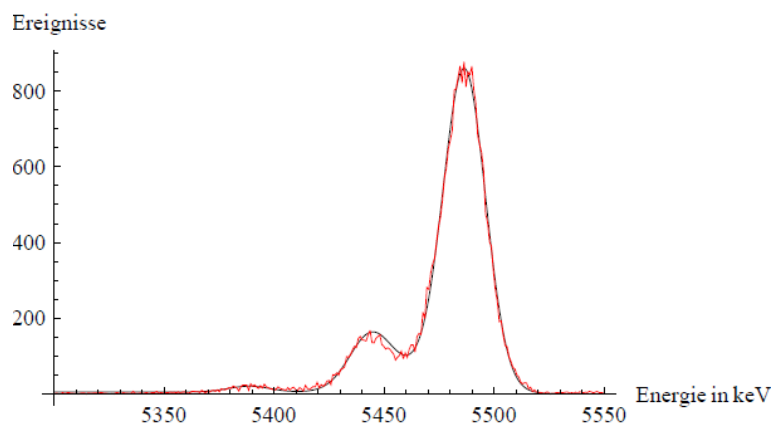


Abbildung 3.12.: Energiespektrum eines SSB (rot) mit Fitfunktion (schwarz)

3.3.5 Eigenschaften der ausgewählten Oberflächensperrschichtdetektoren

Bei der untersuchung der Oberflächensperrschichtdetektoren können so 13 einwandfreie Exemplare gefunden werden. Ihre Eigenschaften sowie Informationen zu ihrem Betrieb zeigt Tab. 3.2. Auffallend sind verschiedene Betriebsspannungen, die aber auf die unterschiedliche Konfektionierung zurückzuführen ist. Bei den ersten acht untersuchten Detektoren wurden keine Stromwerte dokumentiert. Die Energieauflösung der Detektoren liegt zwischen 23,55 keV und 30,79 keV, ihre Energiespektren sind im Anhang abgebildet.

Detektor	Vorverstärker	Betriebsspannung in V	Strom in nA	Messzeit in s	Mittelwert in Kanälen	Amplitude in Counts	FWHM in keV
OS01	33	130	-	600	6159,0±0,1	606,9±3,6	26,31±0,21
OS02	33	160	-	600	6140,2±0,1	604,2±2,7	26,56±0,16
OS03	33	140	-	600	6144,7±0,1	508,6±2,7	27,33±0,20
OS04	33	75	-	600	6130,7±0,1	478,6±3,8	29,23±0,31
OS05	33	121	-	600	6167,9±0,1	850,8±4,3	23,55±0,17
OS06	33	100	-	600	6142,5±0,1	795,3±3,2	28,51±0,15
OS07	33	60	-	600	6146,8±0,1	709,6±3,4	27,82±0,18
OS08	33	130	-	300	6123,5±0,1	3619,6±12,1	26,95±0,12
OS09	361	60	255	600	1768,3±0,0	2814,8±17,8	24,98±0,22
OS10	296	50	465	360	1853,8±0,0	1895,5±10,4	26,84±0,20
OS11	10	50	253	360	1748,0±0,0	1721,2±10,4	25,66±0,21
OS12	19	70	240	300	1778,6±0,0	9317,6±40,4	30,79±0,18
OS13	354	80	200	300	1762,3±0,0	8832,5±39,4	29,42±0,18

Tabelle 3.2.: Funktionsfähige Oberflächensperrschichtdetektoren und relevante Fitdaten

3.4 Konfektionierung und Überprüfung der pin-Dioden

Der Großteil der im Siliziumball verwendeten Detektoren besteht aus pin-Dioden. Auch für diese muss analog zu den Oberflächensperrschichtdetektoren die Qualität sichergestellt werden, um die Funktionsfähigkeit der Messapparatur zu gewährleisten. Im Gegensatz zu den Oberflächensperrschichtdetektoren sind die pin-Dioden noch nicht auf Platinen aufgebracht, sondern müssen für diesen Aufbau konfektioniert werden. Dieses Kapitel gibt Aufschluss über die Konfektionierung und die Überprüfung der angefertigten pin-Dioden.

3.4.1 Konfektionierung der pin-Dioden

Die pin-Dioden, die als Siliziumchip vorliegen, müssen auf dafür vorgesehene Platinen geklebt werden, um einen elektrischen Kontakt herstellen zu können. Die Platinen müssen zuvor gereinigt werden. Zur Reinigung ist es nötig, die Platine in einem Glas Methanol für 5 Minuten ins Ultraschallbad zu geben, damit Verschmutzungen gelöst werden, und sie anschließend für eine halbe Stunde bei einer Temperatur von 100°C zu trocknen. Erst danach kann der Kleber aufgebracht und die pin-Diode geklebt werden.

Der verwendete Kleber ist ein Silberleitkleber auf Epoxidbasis. Die Mischung erfolgt im Verhältnis 100:4,5 aus Silberpaste und Härter [14]. Nach dem Mischen ist die Paste für 16 Stunden verwertbar.

Dünnes Aufbringen des Klebers auf den Rand der Platine ermöglicht nach Aushärtung die Fixierung des Siliziumplättchens und stellt den elektrischen Kontakt zwischen Platinenleiterbahn und Diodenrückseite her. Dazu wird die pin-Diode mit einer Vakuumpinzette auf dem noch nicht ausgehärteten Kleber positioniert und anschließend bei 100°C eine Stunde getrocknet.

Die Diode ist aber noch nicht einsetzbar, da der Kontakt zur p-dotierten Seite fehlt. Diesen stellen die Bonddrähte her, die an der GSI angebracht wurden und die die Vordersite mit der dazugehörigen Leiterbahn der Platine verbinden. Diese Drähte sind sehr dünn und deshalb in der Handhabung anfällig, weshalb sie nach Überprüfung der Detektorfunktionsfähigkeit durch einen Zweikomponentenkleber stabilisiert werden.

3.4.2 Überprüfung der pin-Dioden nach dem Bonden

Bevor die Bonddrähte durch einen Klebertropfen fixiert werden, ist es von Vorteil das Energiesignal des Detektors zu untersuchen. Die Kriterien, nach denen geprüft wird, entsprechen den Kriterien zur Untersuchung der Oberflächensperrschichtdetektoren. Durch diese Kontrolle können fehlerhafte Dioden aussortiert und gegebenenfalls erneut gebondet werden.

Als Quelle dient hierbei eine ^{241}Am -Quelle der Aktivität 16 kBq und für alle Dioden wird der gleiche Vorverstärker VV033 verwendet, um Unregelmäßigkeiten durch Vorverstärkereinflüsse ausschließen zu können. Im Zuge dieser Überprüfung bei Spannungen bis zu 130 V gibt es bei sechs der 46 Detektoren folgende Beanstandungen:

- sehr unruhiges Signal für $U > 0\text{V}$
- Zusammenbruch des Signals bei geringer Spannung

Bei genauerem Betrachten unter dem Mikroskop kann bei einer Diode eine Absplitterung festgestellt werden, die den "guard ring" beschädigt. Daraufhin werden weitere Dioden auf äußere Schäden hin untersucht und bei einigen Kratzer auf der Oberfläche festgestellt. Diese Dioden waren aber zum Großteil bei der vorangegangenen Prüfung unauffällig. Beanstandete Dioden, deren Oberfläche keine Schäden aufweisen, werde zum erneuten Bonden separiert. Der Detektor, dessen "guard ring" defekt ist, wird aussortiert. Bei den übrigen Dioden werden mit Hilfe des Klebertropfens die Bonddrähte dauerhaft fixiert.

3.4.3 Überprüfung des Energiesignals bei Betriebsspannung

Nach dem Befestigen der Bonddrähte wird die spätere Betriebsspannung festgelegt. Sie sollte möglichst hoch sein, um eine große Verarmungszone zu erzeugen, ohne dass es zu Durchbrüchen kommt. Zur Festlegung wird das Energiesignal mehrerer pin-Dioden in Abhängigkeit der Spannung in Sperrrichtung untersucht und eine möglichst hohe Spannung gewählt, bei der diese Detektoren noch ein stabiles Signal liefern. Die Höhe der Betriebsspannung ergibt sich so zu 150 V. Bei der Beurteilung des Energiesignals bei Betriebsspannung können, wie bei den Oberflächensperrschichtdetektoren auch, einige sehr unruhige Signale festgestellt werden (Abb. 3.14). Die Detektoren, deren Energiesignale unruhig sind, weisen jedoch auch bei deutlich kleineren Spannungen als der Betriebsspannung ein unruhiges Signal auf. Im Allgemeinen erweist sich die Betriebsspannung von 150 V als geeignet.

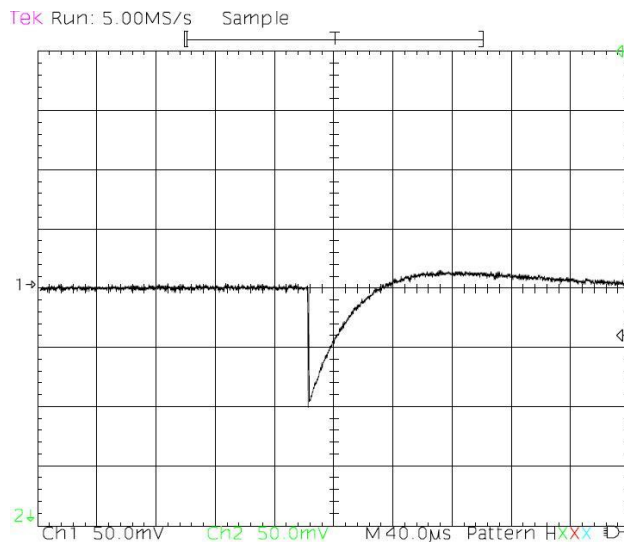


Abbildung 3.13.: Energiesignal einer einwandfreien pin-Diode

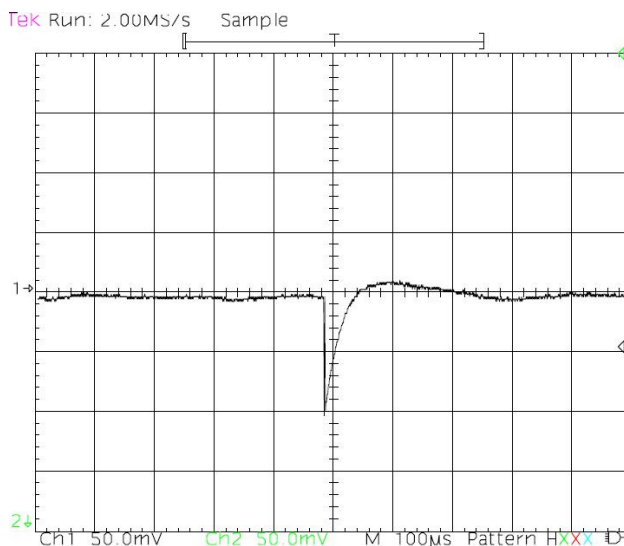


Abbildung 3.14.: Unruhiges Signal einer pin-Diode

Eine Beobachtung, die zuvor nicht gemacht wurde, ist ein Stromanstieg bei fest eingestellter Spannung, dessen Ursachen bis jetzt nicht erklärt werden kann. Ist die Spannung auf einen bestimmten Wert eingestellt, so sollte sich im Normalfall ein konstanter Strom in der Größenordnung von 20 nA bis 30 nA ergeben, der von der Hochspannungsversorgung abgeht. Einige der pin-Dioden verzeichneten aber einen ansteigenden Strom, der sich nicht auf einen festen Wert einpendelte. Abb.3.15 verdeutlicht diesen Anstieg.

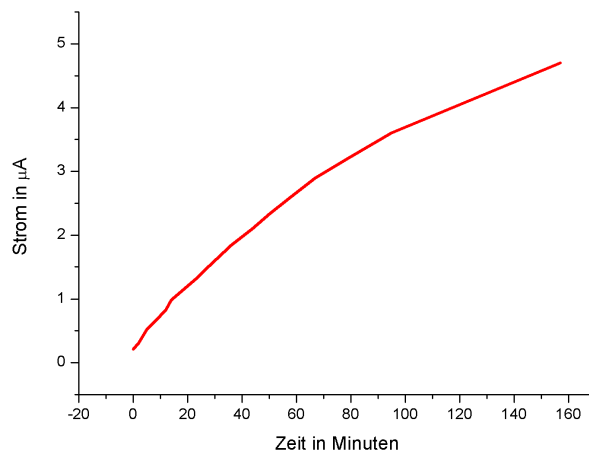


Abbildung 3.15.: Stromanstieg bei einer pin-Diode, an der vor Messbeginn bereits eine Stunde lang eine Spannung von 150 V anlag

Es war bei wenigen pin-Dioden zu beobachten, dass sich nach Anlegen der Spannung ein fester Stromwert einstellte, der erst nach einer Zeit von etwa 30 s bis 60 s zu steigen begann ohne sich erneut auf einen konstanten Wert einzupendeln.

Eine Auswirkung auf das Energiesignal ist bei diesen pin-Dioden nicht feststellbar. Sie unterscheiden sich nicht von Dioden, die einen konstant niedrigen Strom aufweisen.

3.4.4 Ursachen des Stromanstiegs bei konstanter Spannung

Da der Stromanstieg ein erhebliches Problem in Bezug auf die Hochspannungsversorgung darstellt, die durch zu hohe Ströme beschädigt wird und so während des Experiments zu dessen Abbruch führen kann, soll das Verhalten genauer untersucht werden. Folgende Ursachen kommen grundsätzlich in Frage:

- defekte Kabel
- Verschraubung an Halterung
- Defekt in der Hochspannungsversorgung
- Vorverstärker
- Bondkleber
- Quelle zu hoher Aktivität
- Fehlerhaftes Siliziummaterial
- Verarbeitungsfehler bei der Konfektionierung

Defekte Kabel können ausgeschlossen werden, da alle Kabel ausgetauscht wurden und der Stromanstieg danach noch immer zu verzeichnen ist. Gleiches gilt für die Halterung, an die die Diode zuerst mit einer metallenen Schraube und dazugehöriger Mutter angebracht wurde. Diese Schraube werden nach Auftreten des Stromanstiegs gegen eine nichtleitende Plastikschraube ausgetauscht ohne dadurch den Fehler zu beheben. Auch die Hochspannungsquelle kann nach Austausch ausgeschlossen werden.

Da die Hochspannungsversorgung direkt mit dem Vorverstärker verbunden ist und die Stromanzeige den Strom wiedergibt, der über den Vorverstärker in den Detektor fließt, ist der Vorverstärker eine mögliche Fehlerquelle. Der Weg des Stroms, der von der Hochspannungsversorgung abfließt, kann ohne weiteres nicht nachvollzogen werden. Sicher ist aber, dass auf Grund der kapazitiven Kopplung von Vorverstärker und Detektor kein Gleichstrom in den Vorverstärker fließen kann. Außerdem kann diese Fehlerquelle auch durch Austausch der Vorverstärker ausgeschlossen werden. Hat man einen Detektor mit Stromanstieg identifiziert, so kann sein Vorverstärker gegen den Vorverstärker eines unauffälligen Detektor ausgetauscht werden. Dies ändert jedoch nichts am Stromanstieg des Detektors. Der Schluss liegt also nahe, dass es sich

bei dem Problem des Stromanstiegs um einen Fehler an der pin-Diode handeln muss.

Ein Problem könnte der aufgebrachte Kleber zur Fixierung der Bonddrähte sein. Vor dem Aufbringen des Klebers ist ein Stromanstieg nicht aufgefallen, jedoch ist zu diesem Zeitpunkt noch kein besonderes Augenmaß auf dieser Größe gelegen. Durch einen Klebertropfen, der auf zwei nicht verbundene Drähte, die als Kontakte dienen, aufgebracht wird, kann die elektrische Leitfähigkeit des Klebers überprüft und ausgeschlossen werden. Der Bondkleber ist also nicht die Fehlerquelle.

Die Verarmungszone kann als Plattenkondensator mit Dielektrikum beschrieben werden. Kommt es zu einer Beschädigung des Dielektrikums kann ein Stromfluss durch dieses Gebiet ermöglicht werden. Da die bis dahin verwendete Quelle über eine Aktivität von 116 kBq verfügt und es im Detektor durch zu hohe Zählraten zu Zerstörung des Dielektrikums kommen kann, wird eine schwächere Quelle, 16 kBq, eingesetzt. Dies ist möglich, da die pin-Diode nach kurzer Zeit ohne anliegende Spannung in ihren ursprünglichen Zustand relaxiert. Legt man nach dieser Ruhezeit erneut eine Spannung an, ist der Anfangswert des Stroms ähnlich dem Anfangsstrom der vorherigen Messung. Doch auch bei Einsatz einer schwächeren Quelle ist der Stromanstieg im gleichen Maße zu beobachten. Eine Messung ohne Quelle ändert daran ebenfalls nichts, wodurch die Quelle als Ursache ausgeschlossen werden kann.

Es bleiben als mögliche Ursache ein Material- oder Verarbeitungsfehler. Hierfür spricht, dass man durch erneutes Erhitzen des Detektors im Ofen bei 100°C den anfänglichen Strom deutlich senken kann. Doch auch hier erfolgt danach wieder ein Stromanstieg, der zu Stromwerten führt, die mit den zuvor beobachteten vergleichbar sind. Diese Beobachtung lässt darauf schließen, dass der Detektor die Fehlerquelle ist. Ob nun ein Material- oder ein Verarbeitungsfehler vorliegt, kann nur durch weitere Detektoren geklärt werden, die auf andere Art konfektioniert oder für die andere pin-Dioden verwendet werden.

3.4.5 Energiespektren

Energiespektrum der pin-Dioden mit Stromanstieg

Weiter Aufschluss über Auswirkung des Fehlers kann nun noch das Energiespektrum der pin-Dioden geben.

Über eine Messzeit von 300s wird ein Spektrum bei Betriebsspannung 150 V aufgenommen und während dieser Zeit der Stromanstieg der Detektors dokumentiert. Als Quelle dient die 116 kBq ^{241}Am -Quelle. Vor und nach der Messung wird das Energiesignal am Oszilloskop überprüft.

Zu beobachten ist, dass ein hoher Strom größer als $0,2 \mu\text{A}$, nicht zwingend ein unruhiges Signal zur Folge hat. Außerdem ist die Energieauflösung der pin-Dioden mit geringen, konstanten Strömen von denen mit hohen, ansteigenden Strömen nicht zu unterscheiden. Es besteht hier vielmehr der Zusammenhang zwischen stabilen Signal und guter Energieauflösung. Doch auch bei den pin-Dioden können auf diese Weise defekte Dioden gefunden werden.

Diese defekten Detektoren werden auf Grund eines sehr unruhigen Energiesignals bzw. eines wenig aussagekräftigen Spektrums für unbrauchbar erklärt. Von diesen sieben pin-Dioden verzeichnen vier Ströme größer als $0,2 \mu\text{A}$.

Um noch einmal die Bedeutung eines stabilen Signals zu verdeutlichen, sei auf Abb.3.16 hingewiesen. Der Detektor weist einen Strom von $0,1 \mu\text{A}$ auf, doch sein Signal ist sehr unruhig. Dies resultiert in einer extrem schlechten Energieauflösung.

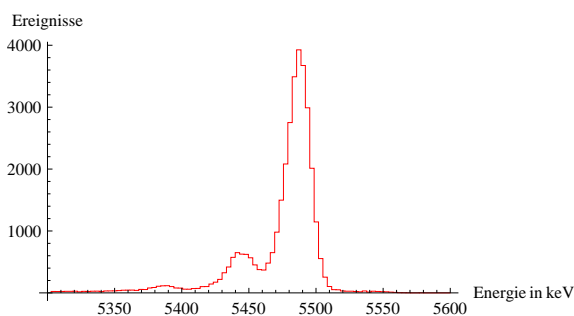


Abbildung 3.16.: Spektrum eines Detektors mit stabilem Energiesignal und $I = 0,1 \mu\text{A}$

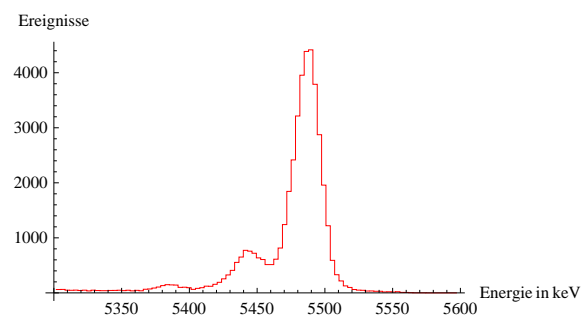


Abbildung 3.17.: Spektrum mit hoher Energieauflösung eines Detektors mit $I = 2,9 \mu\text{A}$

Dem gegenüber stehen Detektoren, deren Energiespektrum Abb.3.17 eine sehr gute Energieauflösung widerspiegeln, obwohl hier Ströme bis zu $3,2 \mu\text{A}$ gemessen werden. Das Signal ist, was die Stabilität angeht, einwandfrei. Bei diesen Ergebnissen der Auswertung entsprechender Spektren kann kein weiterer Rückschluss auf die Ursache des Stromanstiegs gezogen werden. Es wurde daher erneut der Versuch unternommen, durch Reinigen mit Isopropanol und erneutes Ausheizen der pin-Dioden Verschmutzungen oder Kristallschäden als Fehlerquelle auszuschließen. Nach diesem Prozess ist

tatsächlich die anfängliche Stromstärke reduziert, d.h. Dioden, in die zuvor bei Beginn der Messung schon Stromwerte von $4,1 \mu\text{A}$ flossen, weisen nun nur noch einen Anfangsstrom von 9 nA auf. Dieser scheinbare Erfolg relativiert sich schnell, denn der Strom ist nicht konstant, sondern steigt bei anliegender konstanter Spannung kontinuierlich an. Die Behandlung bringt also keinen Erfolg.

Energiespektrum einwandfreier pin-Dioden

Von den 40 Detektoren, deren Energiesignal und Spektrum untersucht wurden, sind 19 vom Strom her unauffällig. Das Spektrum einer solchen pin-Diode zeigt Abb.3.18. Rechts des Hauptpeaks werden Impulse verzeichnet. Stellt man das Spektrum logarithmisch Abb.3.19 dar, so sollte ohne Ereignisse höherer Energie der prominente Peak rechts glatt abfallen. Aber an dieser Flanke sind deutlich weitere Ereignisse zu erkennen.

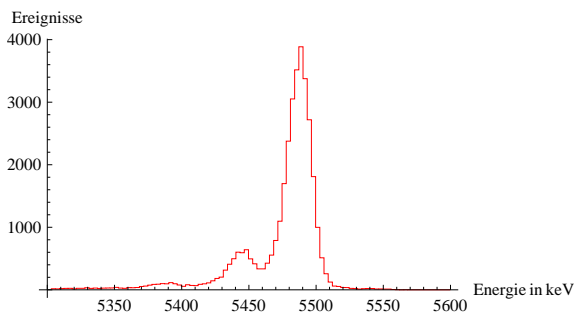


Abbildung 3.18.: Spektrum eines einwandfreien Detektors

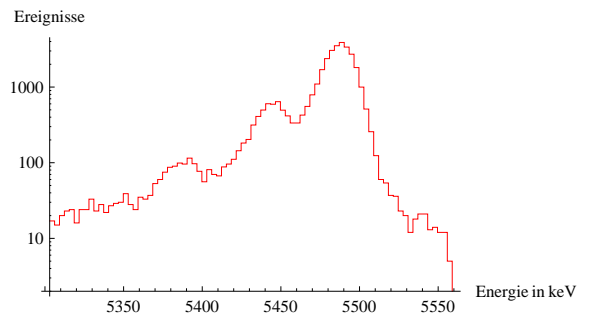


Abbildung 3.19.: Spektrum eines einwandfreien Detektors, logarithmisch

Um zu überprüfen, ob es sich bei diesen Ereignissen um die zwei Peaks höherer Energie, $5,545 \text{ MeV}$ bzw. $5,511 \text{ MeV}$, handelt, die die Americiumquelle aufweist, wird eine Blende vor die pin-Diode gesetzt. Das Ziel hierbei ist, nur die aktive Fläche der pin-Diode zu bestrahlen. Die Blende verfügt über eine Durchlassöffnung von etwa 16 mm^2 , besteht aus Aluminium und wird in geringem Abstand mittig vor dem Detektor platziert. Dies führt dazu, Störungen bei der Detektion der Teilchen, die sich in der Randzone abspielen, ausgeblendet werden. Somit sind Bereiche geringer Zählraten auf Grund höherer Energieauflösung der Peaks besser darstellbar. Das Spektrum, das sich nun ergibt, zeigt, dass sich rechts des Hauptpeaks ein weiterer Peak geringerer Amplitude abzeichnet. Durch das Anfitzen von vier Gaußkurven, die die zu erwartenden Energie- und Amplitudenverhältnisse wiedergeben, kann die Energie dieses Peaks bestimmt werden. Er stammt von α -Teilchen der Energie $5,545 \text{ MeV}$.

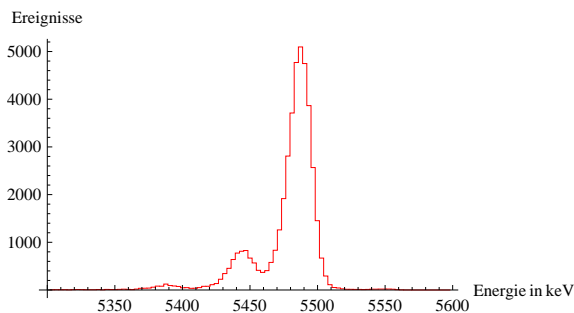


Abbildung 3.20.: Spektrum mit Blende

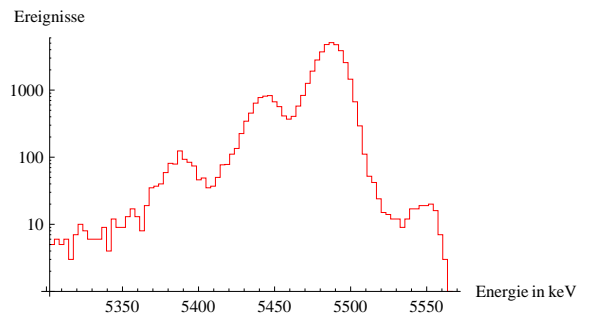


Abbildung 3.21.: Spektrum mit Blende, logarithmisch

3.4.6 Eigenschaften der untersuchten pin-Dioden

Die bei der Überprüfung gemachte Beobachtung des Stromanstiegs ist in Tab. 3.3 festgehalten. Darüberhinaus kann anhand der Tabelle jeder pin-Diode der Vorverstärker zugeordnet werden, unter dessen Verwendung das Energiespektrum (siehe Anhang) aufgenommen wurde. Unter den pin-Dioden ohne messbaren Stromanstieg (n.m.) weist SiB31 mit 17,50 keV die beste Energieauflösung auf. Detektoren mit Stromanstieg liegen jedoch nicht erheblich über diesem Wert. Durch Fitparameter in Tab. 3.3 wird deutlich, dass der Stromanstieg nicht zwingend einen Qualitätsverlust, was die Energieauflösung angeht, nach sich zieht.

Detektoren, bei denen keine relevanten Fitdaten (k.A.) angegeben sind, sind defekt oder durch einen zu hohen Strom für das Experiment ungeeignet.

Detektor	VV	Betriebsspannung in V	Strom(0s) in nA	Strom(300s) in nA	Mittelwert in Kanälen	Amplitude in Counts	FWHM in keV
SiB1	302	150	n.m.	n.m.	1757,7±0,0	3719,5±31,4	21,07±0,25
SiB2	355	150	n.m.	n.m.	1673,3±0,0	3255,6±24,8	21,91±0,24
SiB3	359	150	n.m.	n.m.	1730,1±0,0	3907,8±29,5	19,71±0,21
SiB4	349	150	1,3	1,1	1644,6±0,0	4161,6±20,6	24,47±0,17
SiB5	350	150	n.m.	n.m.	1689,7±0,0	4093,1±29,1	20,41±0,21
SiB7	353	150	n.m.	n.m.	1761,3±0,0	4018,2±30,3	19,80±0,21
SiB8	27	150	n.m.	n.m.	1724,2±0,0	3664,5±25,8	22,12±0,22
SiB9	352	150	n.m.	n.m.	1742,9±0,0	3952,2±28,2	21,83±0,22
SiB10	360	150	0,5	0,7	1688,5±0,0	4415,8±37,1	20,81±0,25
SiB12	361	150	n.m.	0,1	1696,3±0,0	2555,0±8,4	42,03±0,18
SiB13	295	150	n.m.	0,8	1647,8±0,0	3764,2±31,9	22,55±0,27
SiB14	362	150	n.m.	n.m.	1712,2±0,0	4082,2±38,4	20,13±0,27
SiB15	357	150	n.m.	n.m.	1697,0±0,0	4149,0±26,9	21,97±0,20
SiB16	296	150	n.m.	0,2	1765,3±0,0	4685,8±28,7	21,68V±0,19
SiB19	356	k.A.	k.A.	nk.A.	k.A.	k.A.	k.A.
SiB20	298	150	n.m.	0,7	1691,6±0,0	4874,7±35,4	20,42±0,21
SiB21	16	150	0,2	0,8	1675,0±0,0	2718,4±18,5	25,15±0,23
SiB22	10	130	1,3	3,2	1668,0±0,0	3452,7±21,4	25,16±0,21
SiB23	7	150	n.m.	2,9	1709,3±0,0	4368,0±27,7	23,22±0,21
SiB24	9	150	n.m.	n.m.	1608,7±0,0	3730,5±29,7	22,50±0,25
SiB25	306	150	n.m.	n.m.	1704,8±0,0	3919,3±34,5	20,30±0,26
SiB26	351	150	n.m.	n.m.	1639,7±0,0	6259,8±47,6	19,74±0,22
SiB27	297	150	n.m.	n.m.	1662,6±0,0	4278,3±35,4	20,98±0,25
SiB28	301	150	n.m.	n.m.	1703,7±0,0	3807,8±28,7	22,08±0,23
SiB29	12	150	4,1	6,9	1673,2±0,0	3474,0±19,1	25,22±0,19
SiB30	13	150	1,4	2,9	k.A.	k.A.	k.A.
SiB31	23	150	0,2	1,1	1720,3±0,0	3115,0±25,5	21,53±0,25
SiB32	1	150	n.m.	n.m.	1680,0±0,0	3808,1±34,9	17,50±0,28
SiB33	303	150	n.m.	0,4	1718,6±0,0	4918,0±39,7	21,33±0,24
SiB34	299	150	n.m.	1,4	1690,7±0,0	4501,1±32,0	21,58±0,22
SiB35	6	150	n.m.	n.m.	1692,9±0,0	3223,7±18,6	19,72±0,22
SiB36	19	150	0,4	1,6	k.A.	k.A.	k.A.
SiB37	354	150	1	3	1714,3±0,0	3439,1±14,9	29,14±0,17
SiB38	311	150	n.m.	n.m.	1640,6±0,0	4685,5±33,3	21,16±0,21
SiB39	15	150	0,2	1	1718,5±0,0	3760,3±31,0	22,79±0,26
SiB41	31	150	n.m.	0,4	1672,5±0,0	3832,5±24,4	23,79±0,21
SiB42	14	150	n.m.	n.m.	1702,3±0,0	4629,7±32,7	22,31±0,22
SiB45	351	150/130	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.
SiB46	29	150	n.m.	n.m.	1675,4±0,0	4708,8±30,6	21,64±0,20

Tabelle 3.3.: Verhalten der pin-Dioden bei anliegender Spannung, sowie relevante Fitparameter

3.4.7 Intrinsische Ansprechwahrscheinlichkeit der pin-Dioden

Da beim Experiment zum Nachweis des Hoyle-Zustands in ^{16}O mit geringen Zählraten zu rechnen ist, müssen die verwendeten Detektoren über eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit verfügen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Detektors setzt sich aus seiner intrinsischen ε_{int} und der geometrischen Ansprechwahrscheinlichkeit ε_{geo} zusammen. Letztere hängt nur von der Geometrie der Versuchsanordnung ab.

Die intrinsische Ansprechwahrscheinlichkeit lässt sich aus

$$Z = A\varepsilon_{\text{int}}\varepsilon_{\text{geo}} \quad (3.3)$$

bestimmen, wenn die Aktivität A und ε_{geo} bekannt sind.

Die geometrische Ansprechwahrscheinlichkeit beschreibt den vom Detektor abgedeckten Raumwinkel im Verhältnis zum gesamten Raumwinkel.

$$\varepsilon_{\text{geo}} = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{S_{\text{Detektor}}}{r^2 4\pi} \quad (3.4)$$

Um nun die intrinsische Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmen zu können, wird eine Halterung entworfen, die einen festen Abstand von Detektor zur Quelle einstellt. Desweiteren bietet der Aufbau die Möglichkeit, die Höhe der Quellenhalterung so zu verändern, dass sich die Quelle mittig vor dem Detektor befindet. Der Detektor verbirgt sich hinter einer Blende, deren Öffnung 16 mm^2 groß ist, wodurch die Randeffekte ausgeblendet werden.

Zur Ermittlung der gesuchten Größen benötigt man eine punktförmige Quelle, die isotrop α -Teilchen emittiert und deren Aktivität bekannt ist. Aus der Zählrate des Detektors kann dann seine intrinsische Ansprechwahrscheinlichkeit berechnet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte der Versuchsaufbau zwar erstellt werden, die dafür vorgesehene Quelle erweist sich aber im Experiment als nicht geeignet. Sie emittiert auf Grund ihrer Kapselung lediglich γ -Strahlung geringer Energie, die beim α -Zerfall frei wird. Aus diesem Grund ist die Bestimmung bis zum jetzigen Zeitpunkt nicht möglich.



Abbildung 3.22.: Aufbau zur Untersuchung der intrinsischen Ansprechwahrscheinlichkeit

3.5 Streifendetektoren

Da im Siliziumball außer Oberflächensperrschichtdetektoren und pin-Dioden auch Streifendetektoren zum Einsatz kommen sollen, wurde hierfür die Platine entworfen. Der Streifendetektor beruht vom Aufbau her auf dem Prinzip der pin-Diode. Seine Oberfläche ist jedoch in streifenartige Segmente unterteilt, die einzeln ausgelesen werden. Der Streifendetektor bietet somit eine Ortsauflösung, die von der Breite der Streifen abhängt.

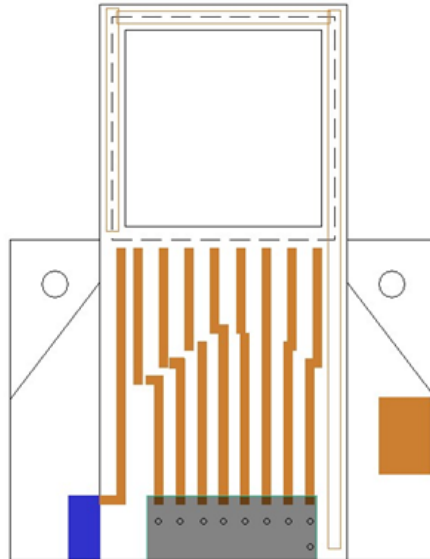


Abbildung 3.23.: Technische Zeichnung für Streifendetektorplatine ohne Bemaßungen

Die Platine muss also Anschlüsse für alle acht Streifen, Kontakt für den "guard ring" und einen Anschluss für die Rückseite des Detektors aufweisen. Der Kontakt zur Ausleseelektronik wird durch ein Flachbandkabel hergestellt. Die Hochspannungsversorgung kann wahlweise über das Flachbandkabel oder einen speziellen Anschluss angelegt werden. Abb. 3.23 zeigt die technische Zeichnung, anhand derer die Platine in Auftrag gegeben wurde. Der Hochspannungskontakt via Flachbandkabel wurde später ergänzt.

Das Aufbringen des Streifendetektor auf die Platine verlief analog zur Konfektionierung der pin-Dioden. Abb. 3.24 zeigt den Streifendetektor nach dem Bonden. Die Überprüfung des Streifendetektors konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr realisiert werden.

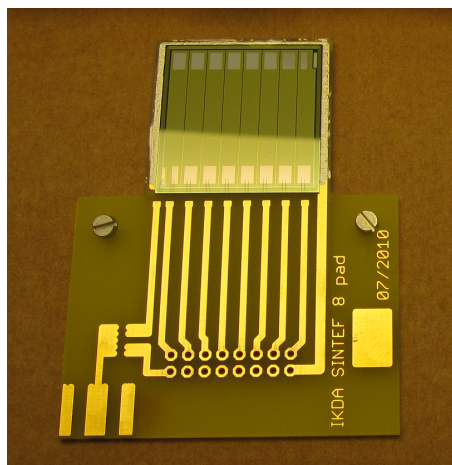


Abbildung 3.24.: Streifendetektor nach dem Bonden

4 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden rund fünfzig am Institut vorhandene Oberflächensperrschichtdetektoren getestet. Dabei wurde das Energiesignal dieser Detektoren mit Hilfe des Oszilloskops auf seine Stabilität hin untersucht. Detektoren, deren Energiesignal unruhig war oder bei denen überhaupt keines dargestellt werden konnte, wurde nach der Untersuchung aussortiert. Bei den Übrigen wurde das Energiespektrum einer ^{241}Am -Quelle aufgenommen und anhand dessen die Energieauflösung bestimmt. Lag diese deutlich über 30 keV, wurden die Oberflächensperrschichtdetektoren als unbrauchbar eingestuft. So konnten dreizehn Detektoren gefunden werden, deren Energieauflösung zwischen 25 keV und 31 keV lag.

Ähnlich wurde mit den pin-Dioden verfahren. Nach der Konfektionierung vorhandener pin-Dioden zu Detektoren wurde ihre Qualität nach dem Bonden anhand ihres Energiesignal beurteilt. So konnten von den ursprünglich 47 pin-Dioden bereits sieben von den weiteren Untersuchungen ausgeschlossen werden, da ihr Energiesignal bei sehr geringen anliegenden Spannungen bereits unruhig wurde. Bei den anderen 40 pin-Dioden wurde im Anschluss der Bonddraht zur Fixierung mit einem Klebertropfen versehen. Daraufhin konnte die spätere Betriebsspannung anhand einiger Detektoren auf 150 V festgelegt werden. Bei diesem Wert zeigten die verwendeten pin-Dioden ein stabiles Energiesignal, was bei höheren Spannungen nicht mehr gegeben war. Es folgte die Aufnahme des Energiespektrums bei Betriebsspannung, wobei jedem Detektor ein bestimmter Vorverstärker zugewiesen wurde.

Von den zur Verfügung stehenden Vorverstärker wurden solche mit Rückkoppelkapazität 4,7 pF verwendet und mit Hilfe eines Pulsgenerators auf die gleiche Verstärkung eingestellt. Vorverstärker anderer Kapazität wurden zur Umrüstung in die Elektronikwerkstatt gegeben.

Bei der Aufnahme des Energiespektrums, der eine erneute Überprüfung des Energiesignals des Detektor vorrangig bzw. folgte, fiel ein ansteigender Strom bei fest eingestellter Spannung auf. Dieser Strom, der innerhalb von vier Stunden in keine Sättigung überging, beeinflusste das Energiespektrum der Detektoren nicht. War das Energiesignal des Detektors stabil, machte es für das Energiespektrum keinen Unterschied, ob ein Stromanstieg zu verzeichnen war. Die Energieauflösung der einwandfreien neunzehn pin-Dioden ohne Stromanstieg lag zwischen 17,5 keV und 23 keV.

Als mögliche Fehlerquellen konnten im weiteren Verlauf die Kabel, die Hochspannungsversorgung und die Verschraubung an der Halterung ausgeschlossen werden. Auch der Vorverstärker, der kapazitiv mit dem Detektor gekoppelt war, konnte diesen ansteigenden Gleichstrom nicht verursachen. Der zur Fixierung aufbetragene Kleber wurde ausgeschlossen. Es muss sich also um einen Verarbeitungsfehler bei der Konfektionierung oder einen Fehler im Material der pin-Dioden handeln.

Bei der weiteren Untersuchung der Ursache für den Stromanstieg können zwei Streifendetektoren von Vorteil sein. Für diese Detektoren wurde der Entwurf für die Platine erstellt. Nach der Fertigung dieser Platine erfolgte die Konfektionierung der Streifendetektoren analog zu der der pin-Dioden. Sollte bei den Streifendetektoren ein ähnliches Problem auftreten, kann auf einen prinzipiellen Fehler in der Konfektionierung geschlossen werden. In diesem Fall bleibt zu untersuchen, ob ein dünneres Auftragen des Leitklebers, ohne dass der Rand der pin-Diode damit in Kontakt kommt, bessere Resultate liefert.

Teil I.

Anhang

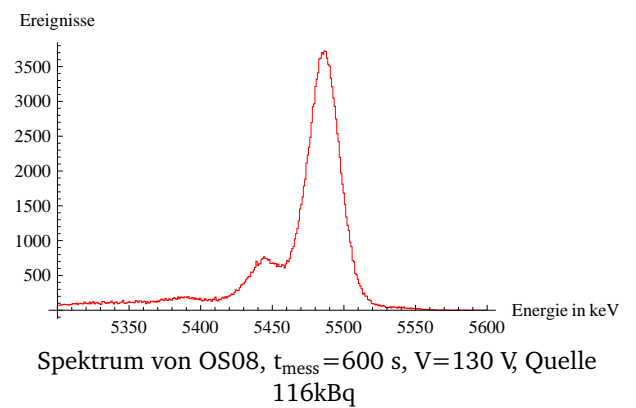
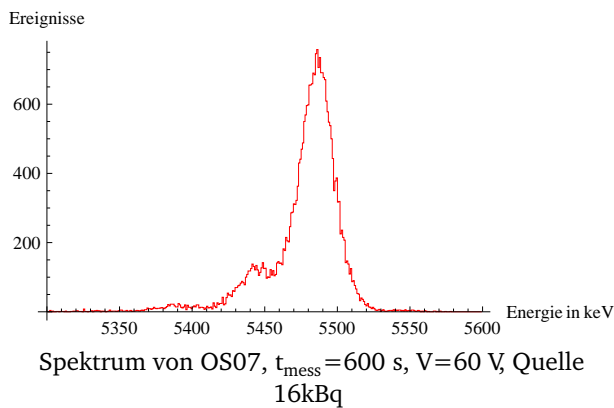
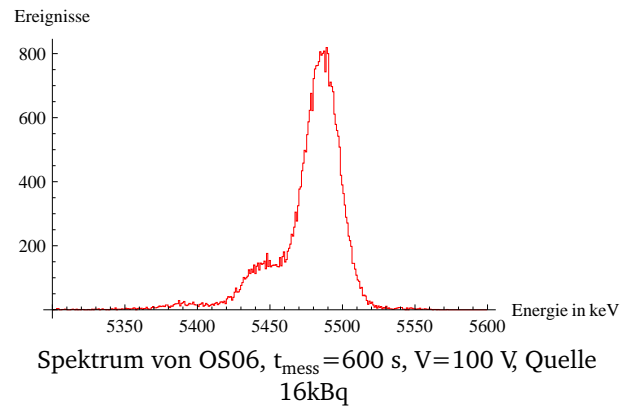
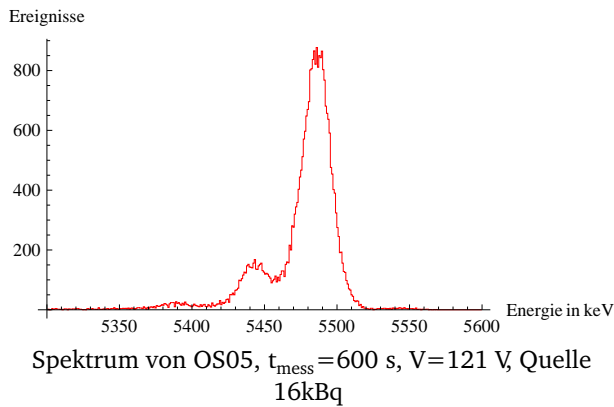
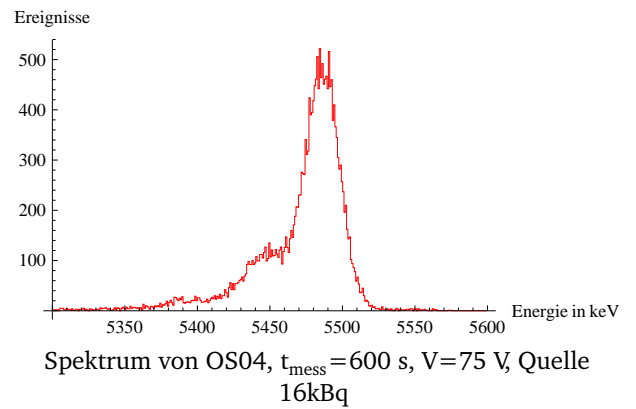
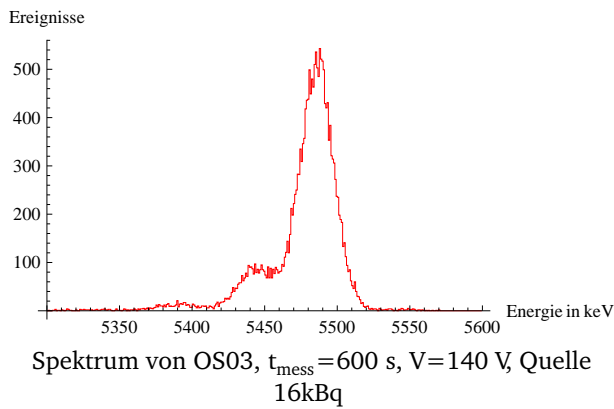
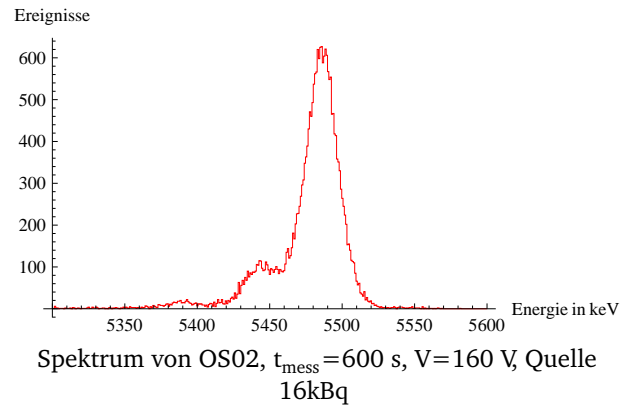
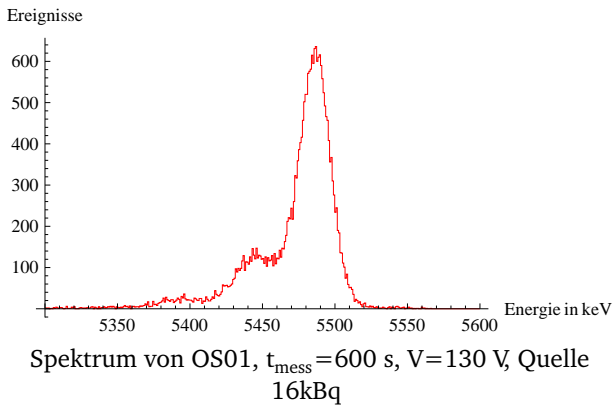
Liste der verwendeten Vorverstärker

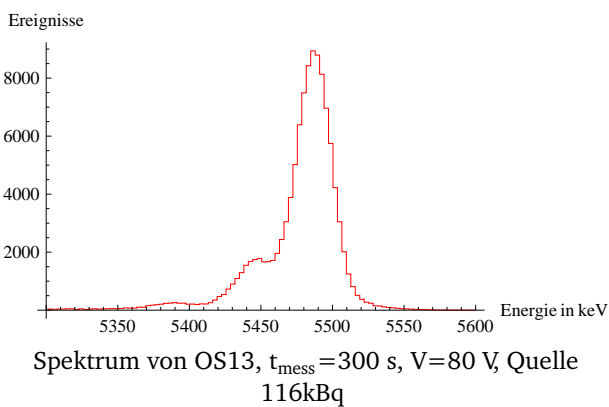
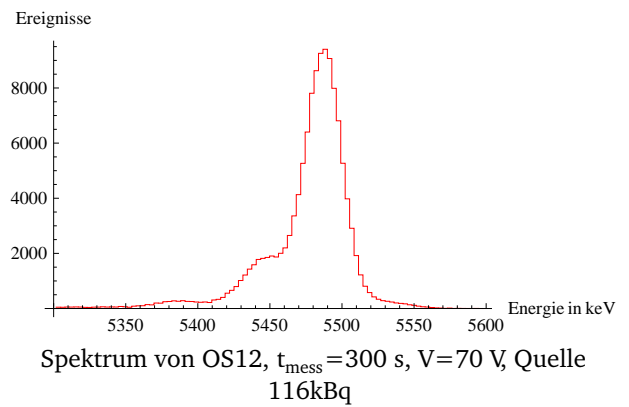
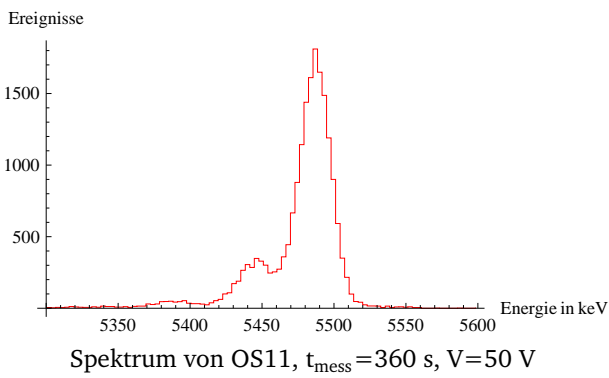
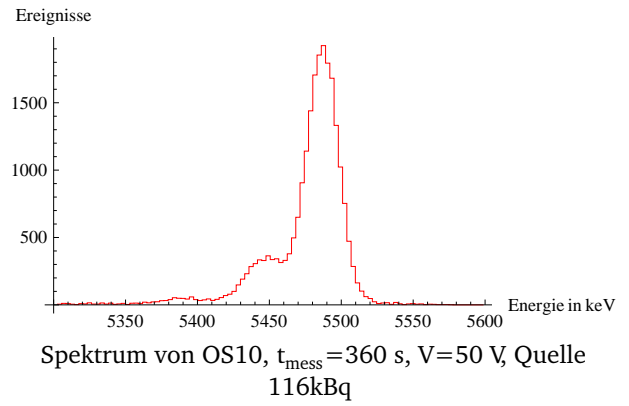
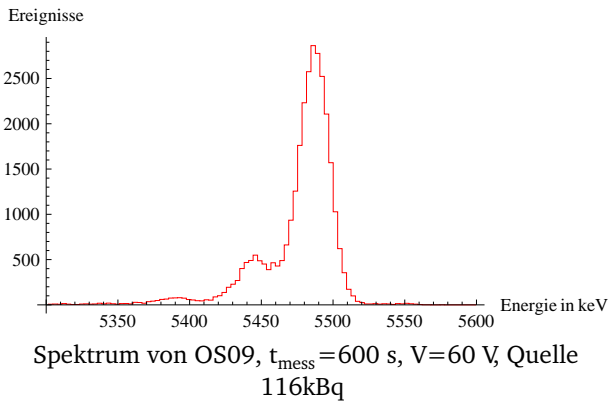
Nr.	C_f	R_f	R_a	FET	Bemerkung
1	4,7p	10M	10/1/1M	SST110	
6	4,7p	10M	10/1/1M	371	
7	4,7p	10M	10/1/1M	371	
8	4,7p	10M	10/1/1M	371	
9	4,7p	10M	10/1/1M	371	
10	4,7p	10M	10/1/1M	371	
12	4,7p	10M	10/1/1M	371	
13	4,7p	10M	10/1/1M	371	
14	4,7p	10M	10/1/1M	371	
15	4,7p	10M	10/1/1M	371	
16	4,7p	10M	10/1/1M	371	
19	4,7p	10M	10/1/1M		
23	4,7p	100M	10/1/1M	371	
27	4,7p	100M	10/1/1M	371	
29	4,7p	100M	10/1/1M	371	
31	4,7p	100M	10/1/1M	371	
33	4,7p	100M	10/1/1M	300	
34	1p	10K	10/1/1M	300	Cfreq=39p mit FET Schutzschaltung, invert.
65	4,7p	100M	10/1/1M	300	
212	47p	10M	10/1/1M	371	
269	0,5p	50M	10/1/1M	300	
295	4,7p	10M	10/1/1M	4x862	Cfreq= 10p,Rückkopplung geändert
296	4,7p	10M	10/1/1M	4x862	Cfreq= 10p,Rückkopplung geändert
297	4,7p	10M	10/1/1M	862	Cfreq= 10p,Ck= 100nF/500V
298	4,7p	10M	10/1/1M	862	Cfreq= 10p,Ck= 100nF/500V
299	4,7p	10M	10/1/1M	4x862	Cfreq= 10p,Rückkopplung geändert
301	4,7p	10M	10/1/1M	862	Cfreq= 10p,Ck= 100nF/500V
302	4,7p	10M	10/1/1M	862	Cfreq= 10p,Ck= 100nF/500V
303	4,7p	10M	10/1/1M	862	Cfreq= 10p
305	4,7p	10M	10/1/1M	862	Cfreq= 10p
306	4,7p	10M	10/1/1M	862	Cfreq= 10p
308	4,7p	10M	10/1/1M	4x862	Cfreq= 10p,Rückkopplung geändert
311	4,7p	10M	10/1/1M	862	Cfreq= 10p
312	4,7p	10M	10/1/1M	4x862	Cfreq= 10p,Rückkopplung geändert
349	4,7p	10M	10/1/1M	862	
350	4,7p	10M	10/1/1M	862	
351	4,7p	10M	10/1/1M	862	
352	4,7p	10M	10/1/1M	862	
353	4,7p	10M	10/1/1M	862	
354	4,7p	10M	10/1/1M	862	
355	4,7p	10M	10/1/1M	862	
356	4,7p	10M	10/1/1M	862	
357	4,7p	100M	100/10/10M	862	
359	4,7p	100M	100/10/10M	862	
360	4,7p	100M	100/10/10M	862	
361	4,7p	100M	100/10/10M	862	
362	4,7p	100M	100/10/10M	862	
373	1p	50M	10/1/1M	862	
374	1p	50M	10/1/1M	862	
375	1p	50M	10/1/1M	862	

Nr.	C_f	R_f	R_a	FET	Bemerkung
376	1p	50M	10/1/1M	862	
377	1p	50M	10/1/1M	862	
378	1p	50M	10/1/1M	862	
379	1p	50M	10/1/1M	862	
380	1p	50M	10/1/1M	862	MAR07diff. Mit 100p
381	1p	50M	10/1/1M	862	
382	1p	50M	10/1/1M	862	MAR07 diff. Mit 100p
383	1p	50M	10/1/1M	862	
384	1p	50M	10/1/1M	862	
385	1p	50M	10/1/1M	862	
386	1p	50M	10/1/1M	862	
387	1p	50M	10/1/1M	862	
389	1p	50M	10/1/1M	862	
390	1p	50M	10/1/1M	862	
391	1p	50M	10/1/1M	862	
392	1p	50M	10/1/1M	862	

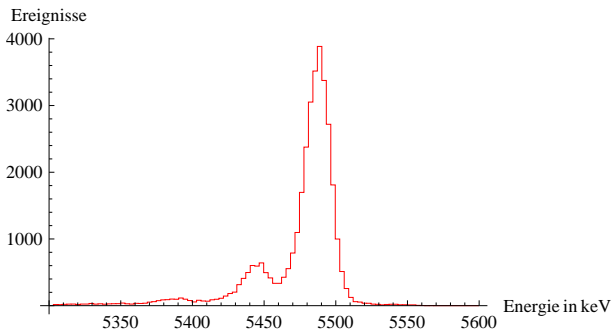
Tabelle 4.1.: Auszug aus Vorverstärkerliste der Elektronikwerkstatt [15]

Energiespektren der Oberflächensperrschichtzähler

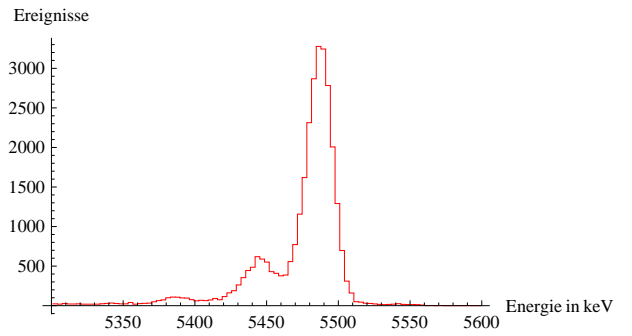




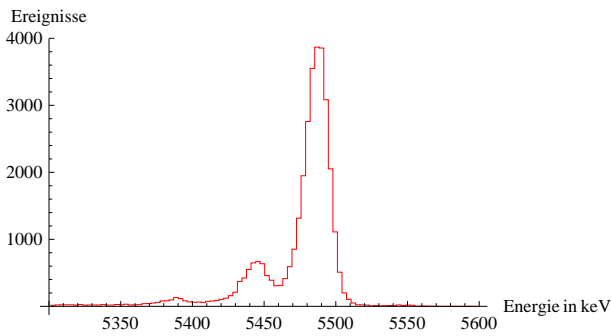
Energiespektren der pin-Dioden



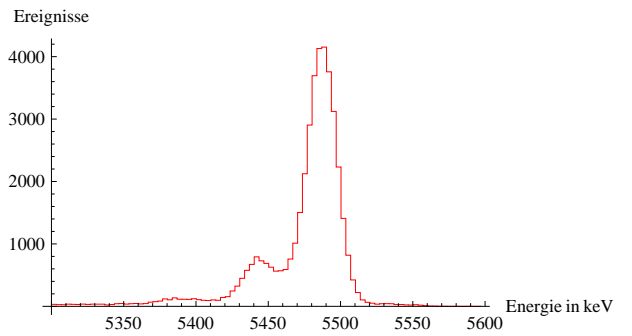
Spektrum von SiB1



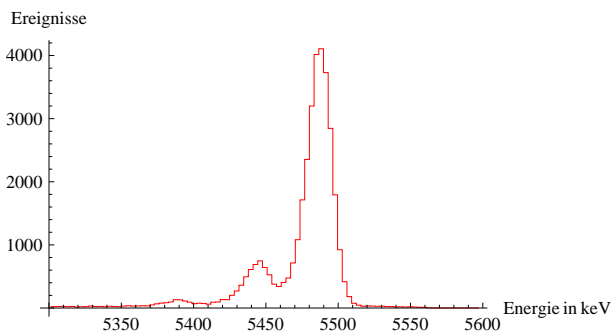
Spektrum von SiB2



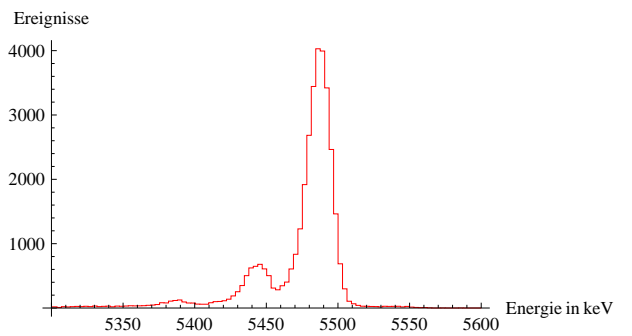
Spektrum von SiB3



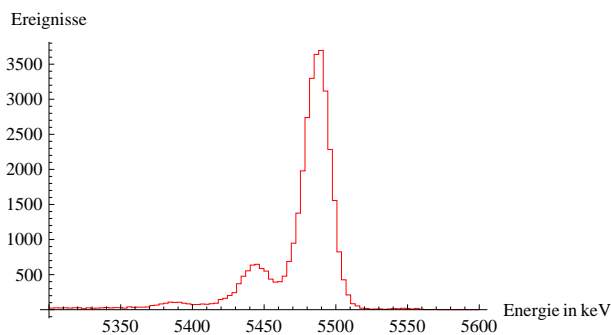
Spektrum von SiB4, Stromanstieg



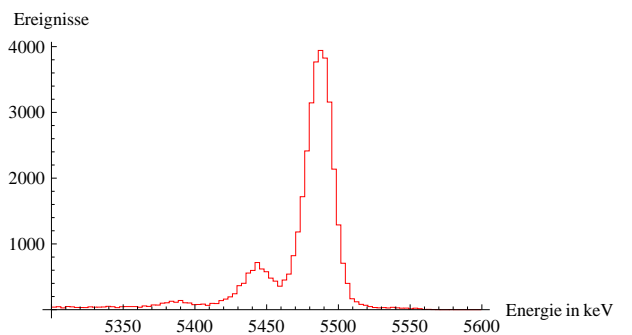
Spektrum von SiB5



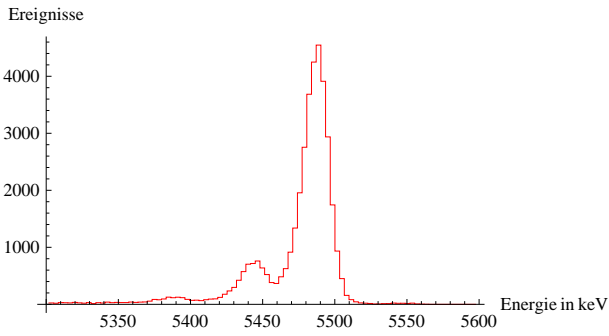
Spektrum von SiB7



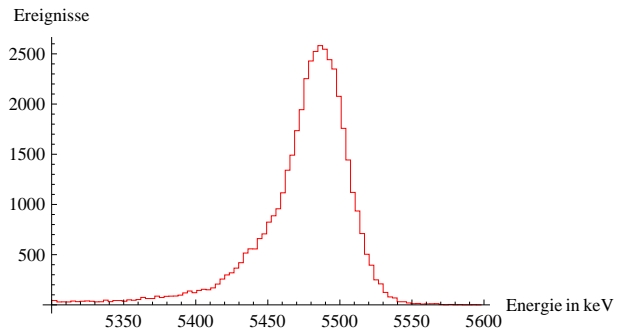
Spektrum von SiB8



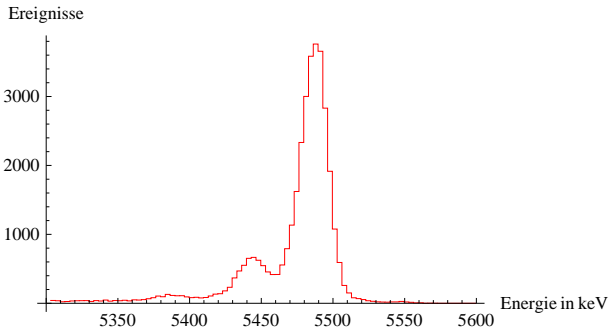
Spektrum von SiB9



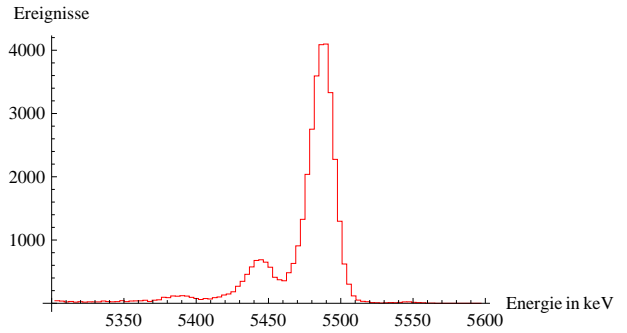
Spektrum von SiB10, Stromanstieg



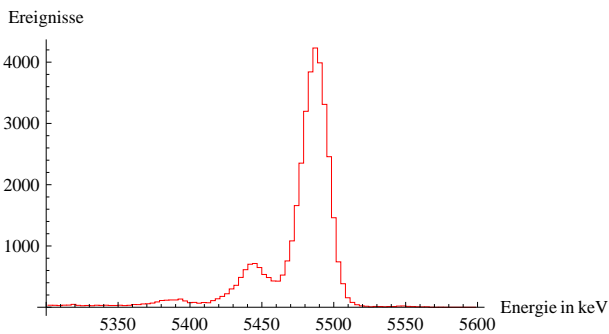
Spektrum von SiB12, stark verwackeltes Signal → defekt



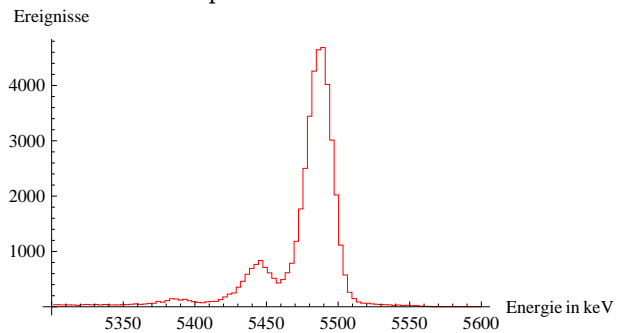
Spektrum von SiB13, Stromanstieg



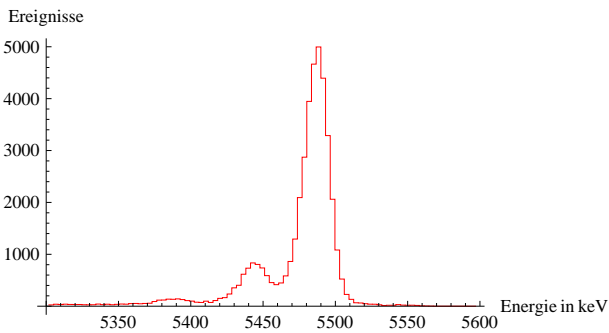
Spektrum von SiB14



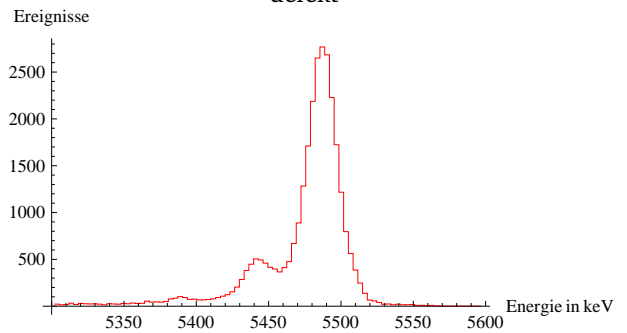
Spektrum von SiB15



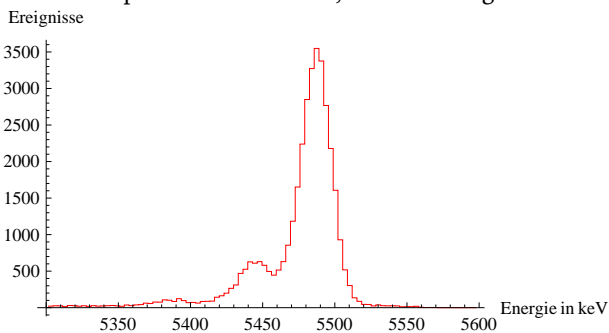
Spektrum von SiB16, stark verwackeltes Signal → defekt



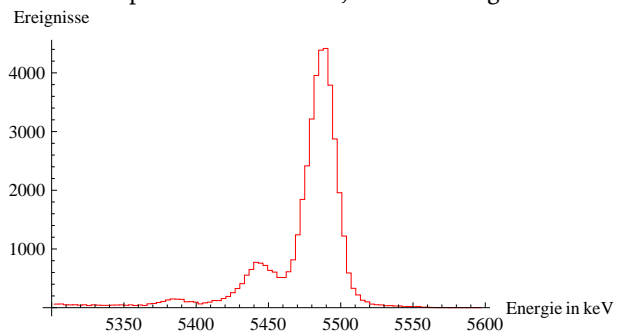
Spektrum von SiB20, Stromanstieg



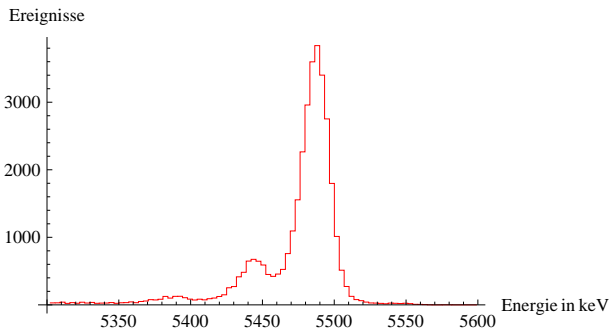
Spektrum von SiB21, Stromanstieg



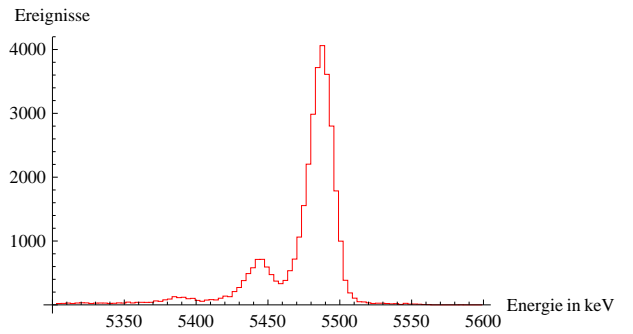
Spektrum von SiB22, Stromanstieg



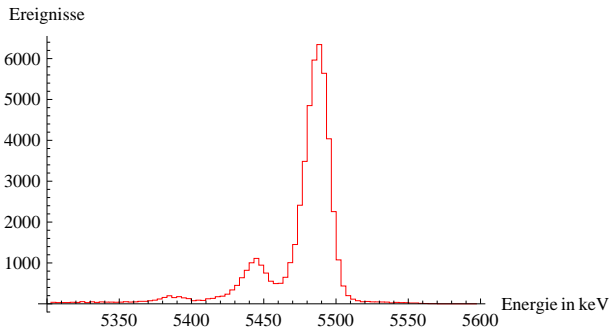
Spektrum von SiB23, Stromanstieg



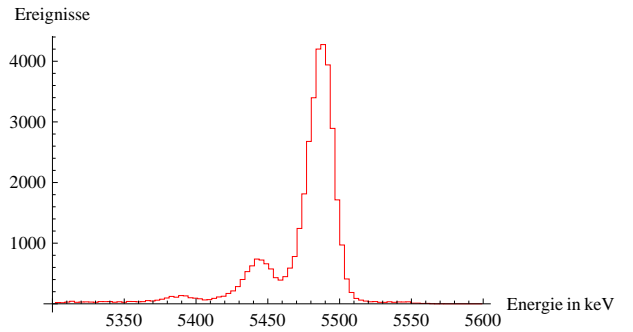
Spektrum von SiB24



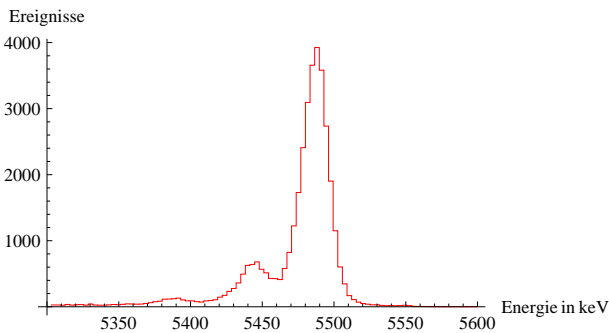
Spektrum von SiB25



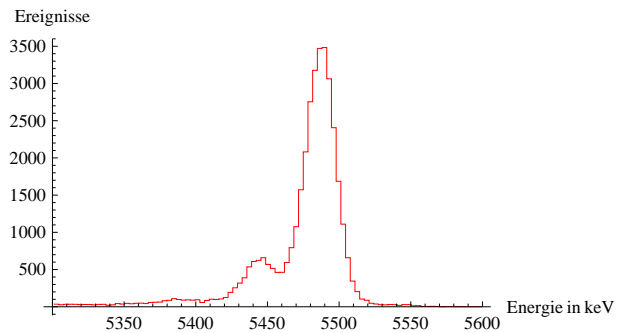
Spektrum von SiB26



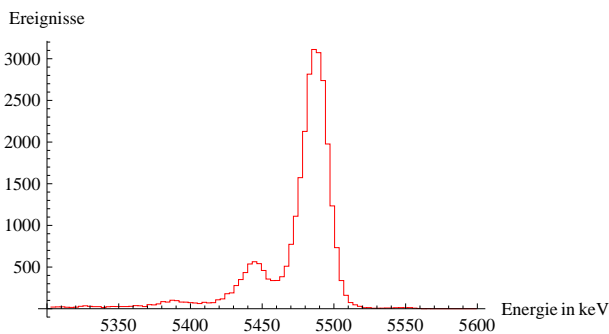
Spektrum von SiB27



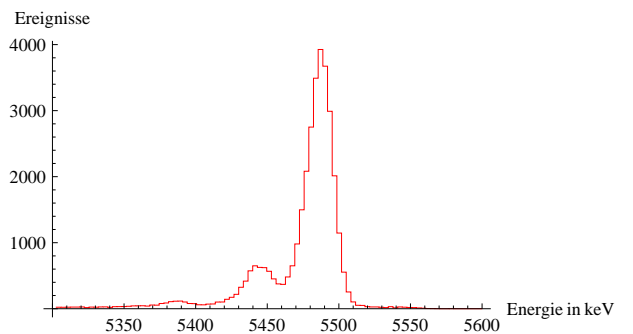
Spektrum von SiB28



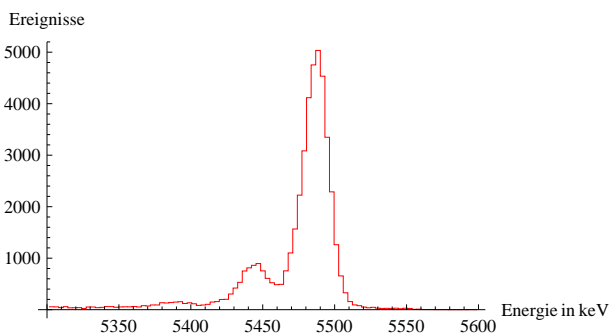
Spektrum von SiB29, Stromanstieg



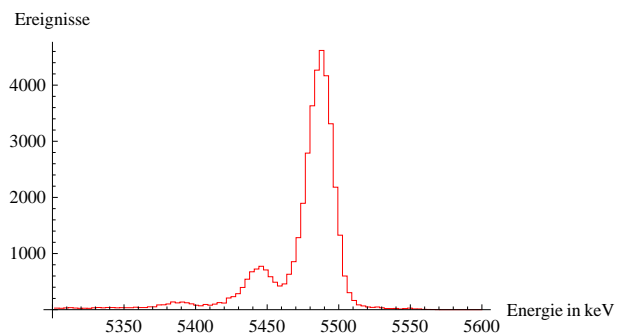
Spektrum von SiB31, Stromanstieg



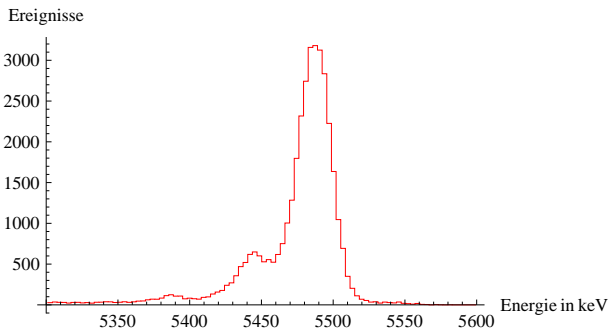
Spektrum von SiB32



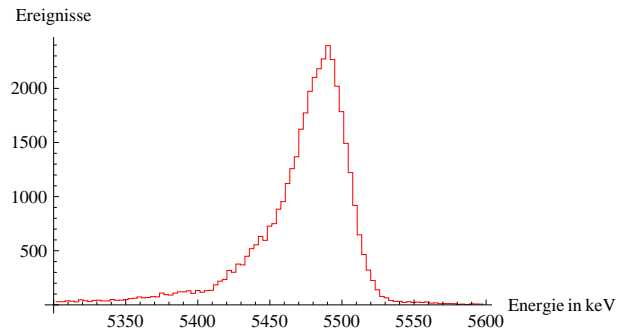
Spektrum von SiB33, Stromanstieg



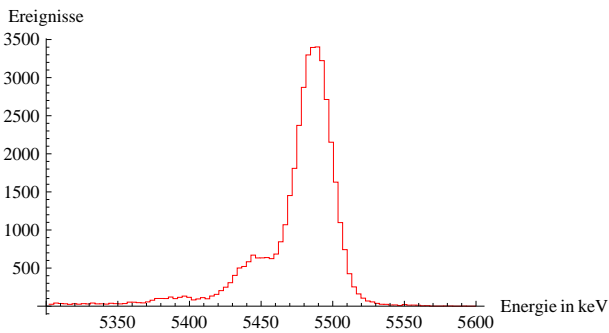
Spektrum von SiB34, Stromanstieg



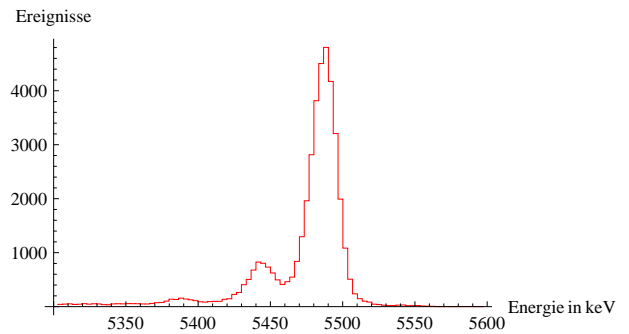
Spektrum von SiB35



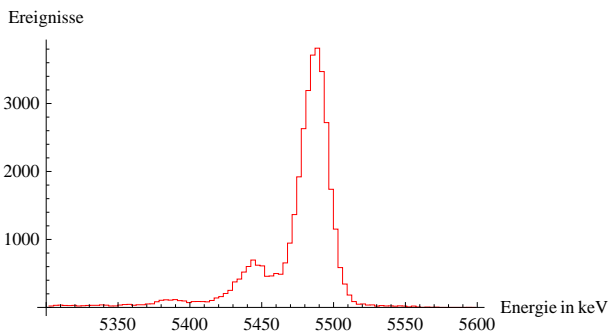
Spektrum von SiB36 → defekt



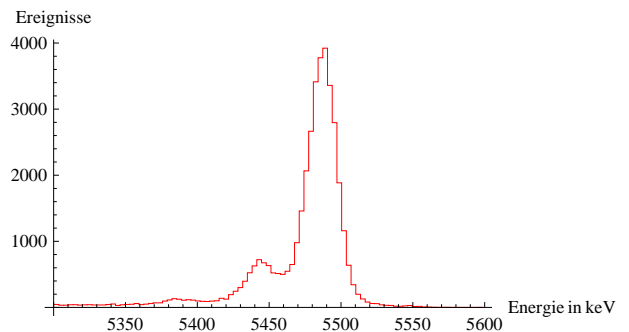
Spektrum von SiB37, stark verwackeltes Signal → defekt



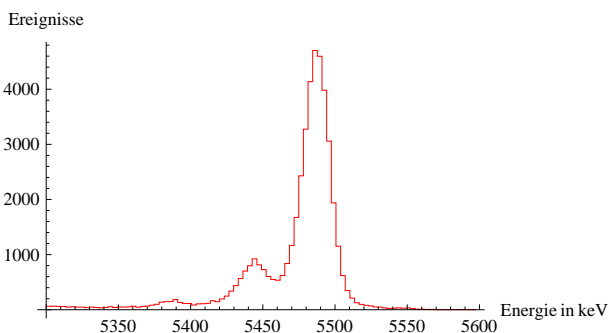
Spektrum von SiB38



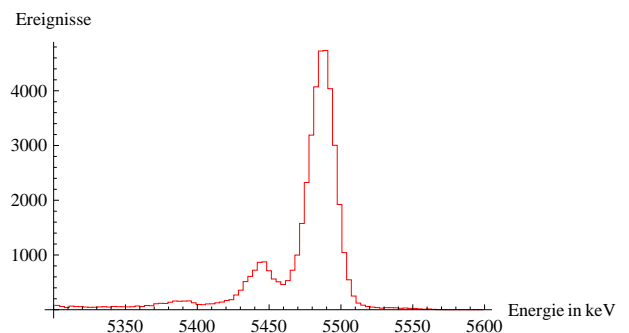
Spektrum von SiB39, Stromanstieg



Spektrum von SiB41, Stromanstieg



Spektrum von SiB42, Stromanstieg



Spektrum von SiB46, Stromanstieg

Abbildungsverzeichnis

2.1. Bändermodell für Metall (a), Halbleiter (b) und Isolator (c)	4
2.2. Schematische Darstellung der Bänderstruktur (a), der Zustandsdichte (b), des Fermi-niveaus (c) und der Elektronen- und Löcherverteilung (d)	5
2.3. Kristallstruktur des n-dotierten (a) und des p-dotierten (b) Siliziums	6
2.4. Ladungsverteilung (a), elektrisches Feld (b) und Potentialverlauf (c) eines nicht stromdurchflossenen pn-Übergangs	8
2.5. Kennlinie einer Diode mit ungleichem Donator- und Akzeptoranteil	8
2.6. Verbreiterung der Verarmungszone bei Betrieb in Sperrrichtung	9
2.7. Bragg-Kurve, die den Energieverlust in Abhängigkeit der Eindringtiefe wiedergibt	12
2.8. Signalform, induziert durch ein einziges Elektron-Loch-Paar	13
2.9. Aufbau eines Surface Barrier Detektors	14
2.10. Aufbau einer pin-Diode	15
2.11. Grundlegender Aufbau eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers	16
3.1. Innenraum der Vakuumkammer mit Halterung für Detektoren	18
3.2. Außenansicht der verwendeten Vakuumkammer	19
3.3. Exponentieller Abfall des vorverstärkten Signals (a) und "pulse pileup" (b)	20
3.4. Verschiedene Modelle der vorhandenen Oberflächensperrschichtdetektoren	22
3.5. Stabiles Energiesignal eines Oberflächensperrschichtdetektors	23
3.6. Energiesignal mit leichter Wellenbildung auf der Grundlinie	23
3.7. Starke Verwacklung des Energiesignals auf Grund von Durchbrüchen	24
3.8. Kennlinie eines Oberflächensperrschichtdetektors	24
3.9. Spektrum eines einwandfreien SSB	25
3.10. Spektrum eines SSB mit leichter Wellenbildung im Energiesignal	26
3.11. Spektrum eines defekten SSB mit zuvor unauffälligem Energiesignal	26
3.12. Energiespektrum eines SSB (rot) mit Fitfunktion (schwarz)	27
3.13. Energiesignal einer einwandfreien pin-Diode	29
3.14. Unruhiges Signal einer pin-Diode	29
3.15. Stromanstieg bei einer pin-Diode, an der vor Messbeginn bereits eine Stunde lang eine Spannung von 150 V anlag	30
3.16. Spektrum eines Detektors mit stabilem Energiesignal und $I = 0 \mu A$	31
3.17. Spektrum mit hoher Energieauflösung eines Detektors mit $I = 2,9 \mu A$	31
3.18. Spektrum eines einwandfreien Detektors	32
3.19. Spektrum eines einwandfreien Detektors, logarithmisch	32
3.20. Spektrum mit Blende	32
3.21. Spektrum mit Blende, logarithmisch	32
3.22. Aufbau zur Untersuchung der intrinsischen Ansprechwahrscheinlichkeit	34
3.23. Technische Zeichnung für Streifendetektorplatine ohne Bemaßungen	35
3.24. Streifendetektor nach dem Bonden	35

Tabellenverzeichnis

3.1. Energie der emittierten α -Teilchen einer ^{241}Am -Quelle	18
3.2. Funktionsfähige Oberflächensperrschichtdetektoren und relevante Fitdaten	27
3.3. Verhalten der pin-Dioden bei anliegender Spannung, sowie relevante Fitparameter	33
4.1. Auszug aus Vorverstärkerliste der Elektronikwerkstatt	39

Literaturverzeichnis

- [1] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear Particle Physics Experiments*, (2nd Edition, Springer-Verlag, Berlin, 1994, ISBN 3-540-57280-5)
- [2] Derek W Palmer, *The Semiconductors-Information Web-Site*, (<http://www.semiconductors.co.uk/home.htm>, Abruf 16.09.2010)
- [3] S.M. Sze, *Semiconductor Devices – Physics and Technology*, (2nd Edition, John Wiley & Sons, New York, ISBN 0-471-33372-7)
- [4] K.-H. Löcherer, *Halbleiterbauelemente*, (B.G.Teubner, Stuttgart, ISBN 3-519-066423-5)
- [5] Helmuth Spieler, *Semiconductor Detector Systems*, (1st Edition, Springer-Verlag, Berlin, 1999)
- [6] Epoxy Technology, *Product Description EPO-TEK H22*
- [7] EG&G ORTEC, *Silicon Charged Particle Radiation Detectors Instruction Manual*
- [8] Microsemi-Watertown, *The Pin Diode Circuit Designer's Handbook*, (Microsemi Cooperation, 1998)
- [9] Mirko von Schmid, *Master Thesis: Pulsformanalyse mit Mikrostreifendetektoren aus Silizium*, (2009)
- [10] *Fachportal Strahlenschutz*, (<http://nuklide.strahlenschutz.cc/>, Abruf 12.10.2010)
- [11] ENSDF, *Isotope Explorer*, (<http://ie.lbl.gov/ensdf/>, Abruf 21.10.2010)
- [12] Mirko von Schmid, *private Kommunikation*, (schmid@ikp.tu-darmstadt.de)
- [13] W.Westmeier, *Computerized Analysis of Alpha-Particle Spectra*, (Pergamon Press Ltd, 1984)
- [14] Epoxy Technology, *Product Description EPO-TEK H22*
- [15] Thomas Bickelhaupt, *private Kommunikation*, (bickelha@ikp.physik.tu-darmstadt.de)
- [16] Kwok K. Ng, *Complete Guide to Semiconductor Devices*, (2nd Edition, John Wiley & Sons, New York, ISBN 0-471-20240-1)

