

Technische Universität München
Fakultät für Physik



Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik

Bestimmung der Raumladungszone einer APD mit Hilfe von Alphateilchen

Determination of the depletion region of an APD with the aid of alpha
particles

Florian Löffler

8. September 2014

Erstgutachter (Themensteller): Prof. Dr. Walter F. Henning
Zweitgutachter: Prof. Peter Fierlinger
Betreuer: Dr. Roman Gernhäuser

Zusammenfassung

Avalanche Photodioden sind eine wichtige Art von Sensoren. Seit einigen Jahren gibt es nun sogenannte "large area photodiodes", großflächige Silizium Fotodioden mit internen Lawineneffekt. Diese haben den Vorteil, dass sie im Gegensatz zu Photomultipliern in Magnetfeldern betrieben werden können. Außerdem sind sie kompakter und billiger zu betreiben. Eine gute APD zeichnet sich dadurch aus, dass sie vor allem eine gute Quanteneffizienz und einen niedrigen Dunkelstrom besitzt. Dabei gibt die Quanteneffizienz an, wie groß der Anteil der auf die APD treffenden Photonen ist, der ein Elektron-Lochpaar auslöst, welches dann verstärkt werden kann. Der Dunkelstrom wiederum definiert wesentlich das Rauschen und damit die Signalqualität die mit dem Sensor erreicht werden kann. Dieses ist besonders bei sehr niederenergetischen Signalen von entscheidender Bedeutung. Hauptsächlich wird es von thermischen Ladungsträgern erzeugt. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde ein Experiment zur Untersuchung des inneren Aufbaus einer Avalanche Photodiode von Hamamatsu durchgeführt und deren Eignung zum Teilchennachweis untersucht. Dazu wurde ein Laborexperiment aufgebaut, in dem eine ungekapselte LAAPD mit Alphateilchen aus einer ^{241}Am Quelle beschossen wurde. Mittels unterschiedlicher Materieschichten konnte dabei die Energie der Projektilen und damit deren Eindringtiefe in das aktive Material der Diode variiert werden. Durch den Vergleich der gemessenen Pulshöhen mit umfangreichen Simulationsrechnungen konnte dabei eine sehr starke Variation der Verstärkung an der Oberfläche der Diode nachgewiesen werden. Dieses Verhalten kann als Hinweis auf eine korrelierte Erzeugung von Ladungsträgern in der Lawine gedeutet werden. Dadurch und durch die besonders dünnen Frontkontakte dieser Sensoren sollten sie besonders geeignet zum Nachweis von niederenergetischen Teilchen sein. Damit ist es im Rahmen dieser Arbeit gelungen ein völlig neues Einsatzgebiet für LAAPDs zu finden.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Physikalischer Hintergrund	3
2.1 Halbleiter	3
2.1.1 die Dotierung	3
2.1.2 p-n-Übergang	4
2.1.3 p-n-Übergang mit angelegter Spannung	5
2.1.4 Lawinendurchbruchdiode	6
2.2 Alpha-Teilchen in Materie	8
2.3 Alpha-Teilchen in der APD	10
3 technische Umsetzung	11
4 Ergebnisse und Diskussion	13
4.1 Systematische Messungen bei Einheitsverstärkung	14
4.2 Variation des Signals mit der Detektorspannung	16
4.3 Vergleich mit Modellrechnung	19
4.4 Untersuchung von Raumladungseffekten	21
5 Fazit und Ausblick	23
Literaturverzeichnis	25
Danksagung	29

Kapitel 1

Einleitung

In vielen Beschleunigeranlagen wie zum Beispiel dem FAIR am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt werden Szintillationsdetektoren betrieben [2]. Es wird dabei ein Kristall verwendet, in dem einfallende Teilchen Energie deponieren und dabei angeregte Zustände im Material populieren. Diese können dann unter Aussendung von Lichtquanten strahlend mit charakteristischen Halbwertszeiten zerfallen. Das Licht wird an den Wänden des Kristalls zum Teil totalreflektiert oder durch eine spezielle Folie so lange reflektiert, bis es zu der Seite des Kristalls gelangt, an der ein Sensor die Lichtmenge in ein elektrisches Signal wandelt. Seit wenigen Jahren werden hier sogenannte Large Avalanche Photodioden (LAAPDs) verwendet. Diese haben neben ihrer hohen Effizienz und kompakten Bauform auch den Vorteil, dass sie in Magnetfeldern eingesetzt werden können. Natürlich versucht man ständig diesen Aufbau zu verbessern und kosteneffizienter zu machen. Neben dem Variieren des Szintillatormaterials forscht man natürlich auch an den Dioden. Die Qualität der APD Sensoren wird durch viele verschiedene Eigenschaften definiert, in denen der innere Aufbau oft eine wichtige Rolle spielt. Da es keinen trivialen Weg gibt, in die APD zu blicken und die genaue Zusammensetzung meist nur dem Hersteller bekannt ist, soll im Rahmen dieser Bachelorarbeit eine Methode aufgezeigt werden, mit der man die Größe und den Verlauf der Raumladungszone einer APD bestimmen kann. Dazu wurde ein Experiment durchgeführt, in dem Alphateilchen aus einer ^{241}Am Quelle in einem fensterlosen APD Sensor gestoppt wurden. Durch genaue Kenntnis des spezifischen Energieverlustes des Teilchen in Silizium und einer Reihe systematischer Simulationen war es möglich Aussagen über diesen Aufbau zu machen.

Kapitel 2

Physikalischer Hintergrund

Als Erstes soll der physikalische Hintergrund dieser Arbeit betrachtet werden. Dabei wird erst auf Halbleiter im Allgemeinen eingegangen und danach über Silizium Halbleiter zu Dioden und zur APD zugewendet. Am Schluss dieses Kapitels soll sich außerdem noch mit Alphateilchen in Materie befasst werden.

2.1 Halbleiter

Halbleiter sind Festkörper, die zwar ein vollkommen gefülltes Valenzband und ein leeres Leitungsband besitzen, aber deren Bandlücke relativ klein ist, sodass thermisch angeregte Elektronen und Löcher zu einer endlichen Leitfähigkeit führen. Somit sind Halbleiter eigentlich Isolatoren, die aber auch Eigenschaften von Leitern zeigen.

2.1.1 die Dotierung

Da es sehr kostengünstig ist und man es besonders rein herstellen kann, ist Silizium eines der wichtigsten Materialien in der Halbleitertechnik. Unter idealisierten Bedingungen, mit perfekter Reinheit des Materials, ist seine Bandlücke allerdings zu groß für einen Halbleiter, er zählt daher zu den Isolatoren. Durch das Einbringen von Fremdatomen kann Silizium zu einem sogenannten dotierten Halbleiter werden. Dabei wird es mit Elementen verunreinigt, die entweder ein Valenzelektron mehr oder weniger besitzen. Im Folgenden gehen wir davon aus, den Siliziumkristall mit Phosphor zu versetzen, das ein Elektron zu viel für das Gitter besitzt. Analog dazu verhält es sich mit Bor, das eines zu wenig hat. Man betrachtet dann ein Loch, also das Fehlen eines Elektrons. Das überschüssige Elektron des Phosphor-Atoms wird wie im Wasserstoffatom beschrieben. Es hat eine sehr viel geringere effektive Masse, als die anderen Elektronen im Kristall, woraus sich eine geringere Bindungsenergie und ein größerer Bohrscher Radius ergibt. Dadurch, dass die Bindungsenergie klein ist, befindet sich das Niveau nahe an der Leitungsbandkante, da die Differenz der beiden die Ionisierungsenergie für das Elektron in diesem Modell ist. Bei endlicher Temperatur erhöht man also die Ladungsträgerdichte durch Dotierung. Bei Dotierung mit Bohr erhält man ähnliche Ergebnisse, das Niveau liegt aber natürlich nahe an der

Valenzband-Oberkante. Man nennt Dotierungen mit mehr Valenzelektronen Donatoren und mit weniger Akzeptoren. Der sich ergebende Halbleiter wird dann jeweils als n-dotiert beziehungsweise p-dotiert bezeichnet. Da die Besetzungswahrscheinlichkeit der elektronischen Zustände in einem Halbleiter der Fermi-Statistik gehorcht, gibt es für $T > 0$ K in einem Halbleiter Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband. Bei dotierten Halbleitern ist der Zusammenhang zwischen Temperatur und Ladungsträgerdichte in verschiedene Bereiche unterteilt, auf die hier nicht genau eingegangen werden soll, für Silizium befinden wir uns bei Raumtemperatur in einem Bereich in dem alle Donatoren ionisiert sind, ohne dass die Energie ausreicht um Ladungsträger vom Valenzband ins Leitungsband anzuregen. Die Konzentration der Dotierung kann variiert werden, um verschiedene Effekte hervorrufen zu können, allerdings ist die Höhe immer im Bereich von 1 Dotierungsatom/10⁴bis 7Atome das heißt, die restlichen chemischen Eigenschaften des Trägermaterials bleiben weitgehend gleich.

2.1.2 p-n-Übergang

Besonders interessant in der Halbleiterphysik ist der p-n-Übergang, also die Grenzfläche zwischen p- und n-dotierter Schicht. Vergleicht man zwei gegensätzlich dotierte Siliziumschichten, die räumlich getrennt sind, so liegen die Fermienergien nicht auf einem gemeinsamen Energieniveau. Bei Kontakt der beiden Schichten muss die Fermienergie im thermodynamischen Gleichgewicht aber über die gesamte Struktur konstant sein. In der Übergangszone, auch Raumladungszone genannt, müssen sich deshalb die Valenz- und Leitungsbänder aneinander anpassen. Man kann diese Situation durch ein theoretisches Makropotential beschreiben. Dabei ist das Makropotential mit der Raumladungszone über die Poisson-Gleichung verknüpft:

$$-\Delta\Phi = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.1)$$

wobei $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ der Laplace-Operator ist. Die Raumladungszone kommt anschaulich dadurch zustande, dass die Elektronen in der n-dotierten und die Löcher in der p-dotierten Schicht auf die jeweils andere Seite diffundieren. Wenn man den p-n-Übergang als abrupt annimmt, kann man folgenden Ansatz machen um die Ausdehnung der Raumladungszone zu bestimmen:

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < -d_p \\ -en_A & \text{für } -d_p < x < 0 \\ +en_D & \text{für } 0 < x < d_n \\ 0 & \text{für } x > d_n \end{cases} \quad (2.2)$$

dabei ist ρ die Ladungsträgerdichte, n_D und n_A die Konzentrationen der Donatoren und Akzeptoren und d_p, d_n die zu bestimmenden Ausdehnungen der Raumladungszone in der p- und n-Schicht.

Wendet man nun die Poisson-Gleichung (2.1) an, ergibt sich:

$$\phi(x) = \begin{cases} \phi(-\infty) & \text{für } x < -d_p \\ \phi(-\infty) + \left(\frac{en_A}{2\epsilon\epsilon_0}\right)(d_p + x)^2 & \text{für } -d_p < x < 0 \\ \phi(+\infty) - \left(\frac{en_D}{2\epsilon\epsilon_0}\right)(d_n - x)^2 & \text{für } 0 < x < d_n \\ \phi(+\infty) & \text{für } x > d_n \end{cases} \quad (2.3)$$

Aus den Stetigkeitsbedingungen von $\phi(x)$ und seiner Ableitung folgt für die Größe der Raumladungszone

$$d_n = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0 V_D}{e} \frac{n_A/n_D}{n_A + n_D} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

$$d_p = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0 V_D}{e} \frac{n_D/n_A}{n_A + n_D} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

mit $V_D = \phi(+\infty) - \phi(-\infty)$

Grundsätzlich gilt für die Raumladungszone, dass sich dort befindende Ladungen getrennt werden, so, dass die Elektronen in die n-dotierte Schicht laufen und die Löcher in die andere Richtung.

2.1.3 p-n-Übergang mit angelegter Spannung

Wenn man eine Spannung an den p-n-Übergang anlegt, ändert sich der Potentialunterschied um den Wert $\pm eU$ je, nachdem in welche Richtung man die Spannung anlegt. Wird der Pluspol an die p-Schicht gelegt, so erniedrigt, sich das Potential, man nennt diesen Fall Durchlassrichtung. Die andere Richtung wird Sperrichtung genannt. Üblicherweise wird die Spannung in Durchlassrichtung als positiv definiert. Setzt man $\phi(+\infty) - \phi(-\infty) = V_D - U$ in die Gleichungen (2.4) und (2.5) ein, so erhält man für die neue Ausdehnung der Raumladungszone

$$d_n(U) = d_n(0) \left(1 - \frac{U}{V_D} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

$$d_p(U) = d_p(0) \left(1 - \frac{U}{V_D} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

Man kann erkennen, dass die Größe der Raumladungszone für Spannung in Sperrichtung zunimmt. [5]

2.1.4 Lawinendurchbruchdiode

Mit Hilfe des p-n-Übergangs lassen sich sogenannte Dioden bauen. Es gibt viele verschiedene Arten von Dioden, die sich in ihrem Aufbau und Höhe der Dotierung unterscheiden. Auf die für diese Arbeit wichtigste, nämlich die Lawinendurchbruchdiode soll nun näher eingegangen werden.

Grundsätzlich besteht sie aus einem normalen p-n-Übergang. Allerdings ist die Größe der Dotierung so gewählt, dass bei hoher Spannung in Sperrrichtung das elektrische Feld der Raumladungszone, die Ladungsträger stark genug beschleunigt, um wiederum Elektronen-Lochpaare erzeugen zu können. Es wird eine Ladungsträgerlawine freigesetzt, der Strom steigt stark an. Wäre die Dotierung zu stark, wäre der Effekt des Zenertunnelns schon bei niedrigeren Spannungen dominant. Das bedeutet, dass die Elektronen direkt vom Valenzband auf der p-Seite in das Leitungsband tunneln. Aus dem Prinzip der Lawinendurchbruchdiode besteht auch eine Avalanche-Photodiode, kurz APD. Es gibt verschiedene Arten von APDs, im Rahmen dieser Arbeit wurden APDs vom sogenannten reverse type verwendet. Der Unterschied zum anderen Typ, der reach through APD, wird in der Abbildung 2.1 sichtbar.

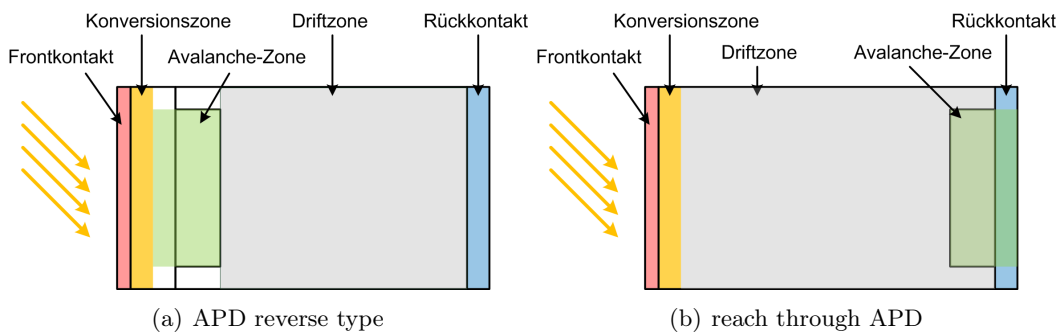


Abbildung 2.1: verschiedene Arten von APDs [4]

Da die Driftzone bei dem reverse type erst nach der Verstärkung kommt, werden weniger thermisch erzeugte Elektronen-Lochpaare verstärkt. Dadurch ergibt sich ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis [7].

Die APD wird von einem Front- und einem Rückkontakt eingerahmt, damit eine leitende Verbindung hergestellt werden kann. Direkt hinter dem Frontkontakt befindet sich die Konversionszone, in der die einfallenden Photonen durch Absorption Elektronen-Lochpaare erzeugen. Da hier schon die Raumladungszone beginnt, werden die Ladungsträger getrennt und die Elektronen wandern in die Verstärkungszone auch Avalanche-Zone genannt. Damit das Rauschen gering bleibt, muss die Konversionszone möglichst dünn gehalten werden. Da aber andererseits alle ankommenden Photonen vollständig ihre Energie abgeben sollen, muss diese Schicht mindestens so

dick sein, wie die Eindringtiefe der Photonen für die vorhergesehene Wellenlänge. Die APDs die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, sind für Wellenlänge im sichtbaren Bereich gedacht, die Konversionszone sollte daher mindestens so dick, wie die Größenordnung der Eindringtiefe dieser Photonen sein. Nach [3] wird die Intensität von Licht mit einer Wellenlänge von 550 nm nach $1,56 \mu m$ um $\frac{1}{e}$ verringert. Danach beginnt die Avalanche-Zone, in der die Elektronen durch das elektrische Feld der Raumladungszone so stark beschleunigt werden, dass sie selbst wieder Elektronen-Lochpaare erzeugen können. Die Elektronen wandern anschließend durch die Driftzone, in der sie nicht mehr weiter beschleunigt, sondern in einem Gleichgewicht aus Beschleunigung im elektrischen Feld und Stößen mit dem Gitter driften. Eigentlich müssten die Löcher, die in der Driftzone entstehen, auch in der Verstärkungszone multipliziert werden, da sie ja die gegenteilige Ladung besitzen und somit in die andere Richtung wie Elektronen driften. Dieser Effekt ist allerdings vernachlässigbar, da ihre effektive Masse viel größer ist und sie somit zu träge sind um in der Avalanche Zone Elektronen-Lochpaare zu erzeugen. Die Größe der Verstärkung in der Avalanche Zone, auch genannt der Gain, ist abhängig von der angelegten Spannung und von der Zahl der freien Ladungsträger, letztendlich also von der Temperatur [6]. Messungen der Gainkurven gibt es bereits, allerdings wurden dafür Photonen verwendet, will man die APD mit anderen Partikeln bestrahlen, ist es möglich, andere Ergebnisse zu bekommen. Ein Grund dafür ist sicherlich, dass Photonen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit innerhalb einer Schicht absorbiert werden. Alphateilchen hingegen stoßen so lange mit den Kristallatomen bis sie ihre Energie vollständig abgegeben haben. Darauf soll aber später noch genauer eingegangen werden. APDs betreibt man je nach Modell bei Spannungen von 200 - 400V, da erst ab diesem Bereich der p-n-Übergang groß genug ist um den Lawineneffekt zu bilden und somit einen Gain > 1 zu erzeugen. Bei einer höheren Spannung kann die Diode beschädigt werden, diese Spannung nennt man Durchbruchsspannung. Abbildung 2.2 zeigt nicht maßstabsgetreu den gesamten Aufbau der APDs.

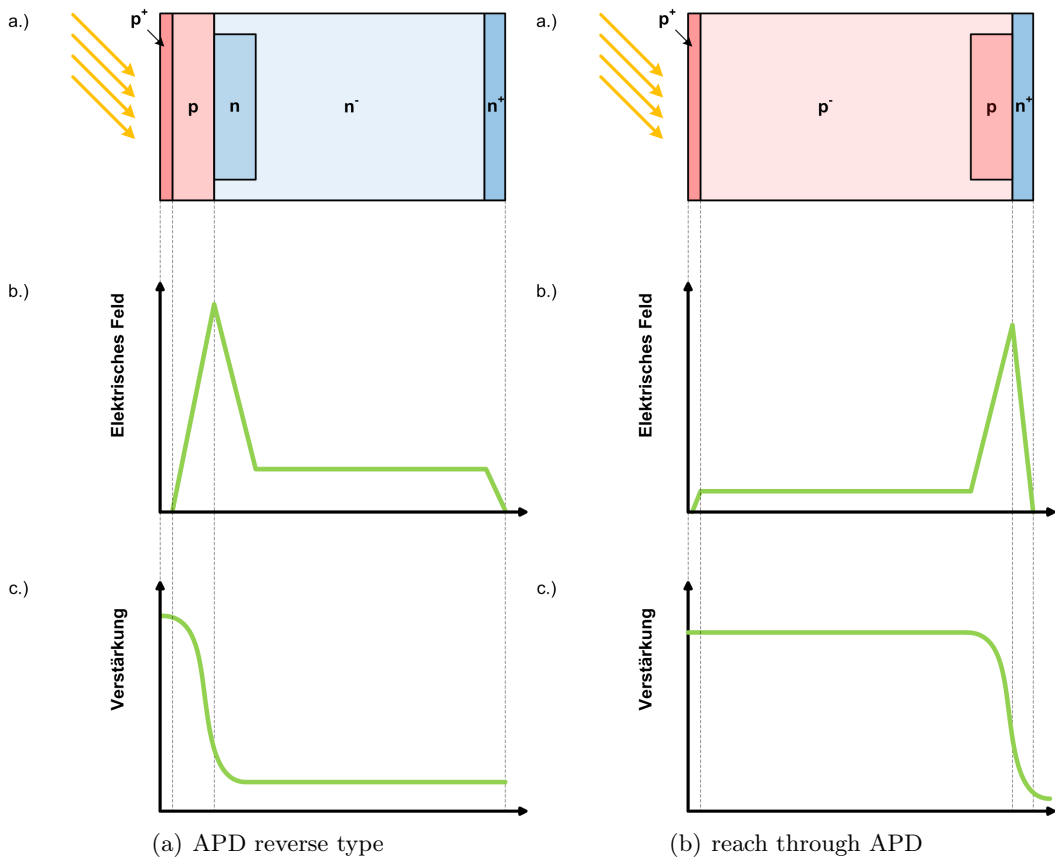


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der beiden APD Arten. In b) und c) sieht man den Verlauf des elektrischen Felds und des Gains [4]

2.2 Alpha-Teilchen in Materie

Im Rahmen dieser Arbeit ist es notwendig sich mit Alphastrahlung und deren Energieverlust beim Durchgang durch Materie zu beschäftigen. Alpha-Strahlung ist eine der drei am häufigsten auftretenden Strahlungsarten, die durch radioaktiven Zerfall emittiert werden. Diese Strahlung besteht aus He^{2+} - Ionen, welche von Atomkernen emittiert werden. Im Versuch dieser Arbeit wurde dabei Am-241 verwendet, das Alphateilchen mit einer Energie von $5,486 MeV$ aussendet. Da die Heliumkerne zweifach positiv elektrisch geladen sind, wechselwirken sie mit den Hüllenelektronen von Materie. Dabei kann der Energieverlust mit der Bethe-Bloch-Formel genähert

werden [1]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2) \cdot I}\right) - \beta^2 \right] \quad (2.8)$$

Eine Auswertung der Bethe-Bloch-Formel für die Alpha-Teilchen in Silizium ergibt folgenden Graphen:

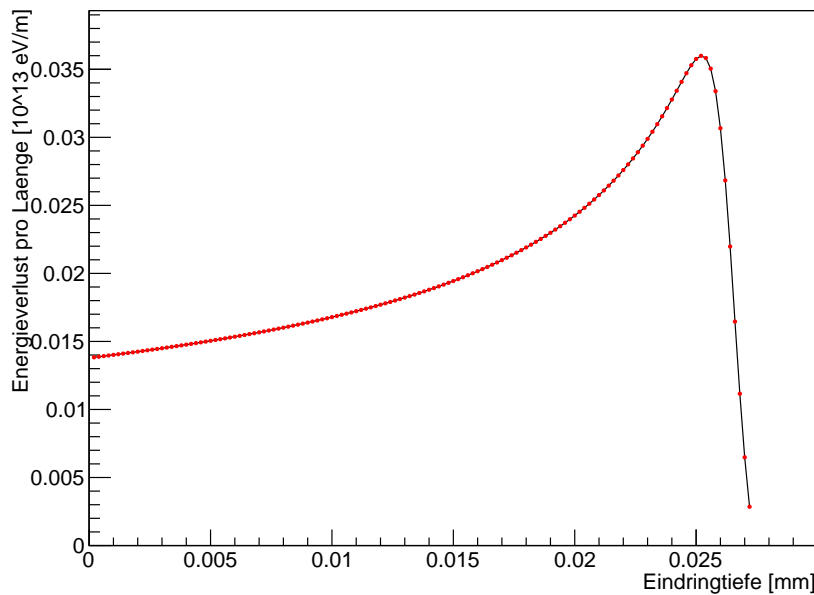


Abbildung 2.3: Die Bragg-Kurve für Alphateilchen mit einer Anfangsenergie von 5,486 MeV in Silizium

Man nennt diesen Verlauf auch Bragg-Kurve. Wie man sieht gibt es ein charakteristisches Maximum bei $25.1\mu m$, in dem die Alphateilchen viel Energie verlieren, während der Abfall dahinter sehr steil ist. Der maximale Energieverlust ist dabei unabhängig von der Anfangsenergie bei 0,53 MeV. Die gesamte Eindringtiefe ist $27,2\mu m$. Diese Werte sind allerdings nur Mittel für viele Teilchen. Ein einzelnes Alphateilchen gibt seine Energie zufällig ab, die Anzahl der Stöße pro Weglänge und die jeweilige Energieabgabe ist nicht fest. Deswegen besitzt die Bragg-Kurve eine Standardabweichung, die relativ größer wird, je weniger Energie das Teilchen hat. Diesen Effekt nennt man "energy straggling".

2.3 Alpha-Teilchen in der APD

Mit Hilfe des obigen Modells sollen nun Vorhersagen für die Bestrahlung der APD mit der Am-241 Quelle gemacht werden: Die Alpha-Teilchen werden auf den Frontkontakt der APD treffen und mit der Bethe-Bloch-Formel beschriebene Energie verlieren. Da die APD, wie oben beschrieben, hauptsächlich aus Si-Atomen besteht, kann man die Bragg-Kurve in guter Näherung für Silizium verwenden. Man kann sich nun vier charakteristische Fälle unterscheiden:

1. der Bragg Peak liegt in der Konversionszone
2. der Bragg Peak liegt in der Verstärkungszone
3. der Bragg Peak liegt hinter der Avalanchezone aber innerhalb der Raumladungszone
4. der Bragg Peak liegt hinter der Raumladungszone

Im ersten Fall wird die gesamte Energie der Alpha-Teilchen in Elektronen-Lochpaare in der Raumladungszone vor der Verstärkungszone abgegeben. Dieser Fall verhält sich fast genau so, als wenn Photonen auf die APD strahlen. Der einzigen Unterschied besteht in der Größe der Energiedeposition, da Photonenenergien von circa 5 MeV nicht üblich für den Gebrauch von APDs sind, sondern eher Licht im sichtbaren Bereich und der Verschmierung des Signals bei den Alpha-Teilchen, das durch das energy straggling verursacht wird. Ansonsten ist das Signal von Betrieb mit Photonen nicht zu unterscheiden. Das heißt, man erwartet die gleiche Gainkurve, wie für Licht gemessen. Im Fall 2.) wird der Bragg-Peak, der selbst eine endliche Ausdehnung besitzt in der Avalanche-Zone unterschiedlich verstärkt. Das kommt daher zu Stande, dass Elektronen die nicht am Anfang der Avalanche-Zone oder davor erzeugt werden, auch verhältnismäßig weniger verstärkt werden. Wenn die Elektronen an verschiedenen Orten innerhalb der Verstärkungs-Zone erzeugt werden, erfahren sie alle einen unterschiedlichen Gain und das Signal verschmiert stark. In 3.) wird der Großteil aller erzeugten Elektronen nicht mehr verstärkt, da sie erst hinter der Avalanche-Zone erzeugt werden. Es gibt allerdings immer noch Elektronen, die früher gebildet werden. Deshalb hängt das Signal immer noch von der angelegten Spannung ab, auch wenn der Gain stark unterdrückt wird. Der letzte Fall ist ähnlich zum Dritten, nur ist der Gain pro Spannung wieder etwas größer, da verhältnismäßig mehr Elektronen vor der Driftzone erzeugt werden. Dieser Fall ist für Alpha-Teilchen aus einer radioaktiven Quelle kaum zu erreichen, da diese nicht die notwendigen Energien erreichen um den Bragg-Peak in der Größenordnung der Dicke der APD zu haben. Für Beta-Strahlung ist dieser Fall allerdings viel leichter zu realisieren, da sie einen kleineren Streuquerschnitt in Materie haben.

Kapitel 3

technische Umsetzung

Im Versuchsaufbau wird primär mit einer Am-241 Alphaquelle auf die Si APD S8664-1010 von Hamamatsu gestrahlt. Der Aufbau des Experiments war dabei ein wesentlicher Teil dieser Arbeit. Um Alphateilchen mit verschiedenen Energien zu messen, werden drehbare Degradierdicken dazwischen geschaltet. Über den Winkel β kann man die effektive Dicke des Degradierdicken bestimmen: $d' = d/\cos(\beta)$. Der Degradierdicken besteht aus Mylarfolien, deren Anzahl und Dicken man austauschen kann. Man benötigt die Drehbarkeit des Degradierdicken um die Dicke der passiven Schicht für den Energieverlust besser einstellen zu können, da nur 2μ und 25μ Folien vorhanden waren. Mylar besitzt eine Dichte von $1,38g \cdot cm^{-3}$ und kann die Alphateilchen der Quelle in einer $32,9\mu$ dicken Schicht vollständig stoppen. Die Blende benötigt man um die Alphateilchen zu fokussieren, man kann allerdings auch die Ränder der APD gesondert untersuchen um heraus zu finden, ob es Randeffekte gibt, in denen sich die Raumladungszone anders verhält als in der Mitte. Damit die Alphateilchen keine Energie auf ihrem Weg verlieren, befindet sich dieser Teil des Aufbaus im Vakuum. Außerdem dient der Metalltopf zur Abschirmung elektromagnetischer Störungen.

Das Signal wird danach in den Vorverstärker geschickt, der sowohl den Strom, den das Alphateilchen in der APD erzeugt, als integriertes Signal ausgibt, als auch ein schnell gefiltertes Analogsignal erzeugt, mit dem der Zeitpunkt eines auftretenden Teilchens identifiziert werden kann. Im timing-filter-amplifier wird das Signal auf den Discriminator vorbereitet, in dem wiederum entschieden wird, ob das Signal weitergegeben oder einfach ignoriert wird. Zweiter Fall soll nur auftreten, wenn das Signal zu klein ist, also eine elektronische Störung, wie zum Beispiel ein peak im Rauschen, oder wenn die Ausleseelektronik gerade beschäftigt ist. Das nachfolgende logic Modul vereint die Signale aus dem Discriminator und einem Trigger-Modul, welches künstlich in festen Zeitabständen timing-Signale erzeugt. Da zu diesem Zeitpunkt kein Teilchen in der APD Energie deponiert, hat das Signal die Größe des Rauschbandes. Damit kann man dann die Energieskala kalibrieren. Aus dem zusammengeführten Signal wird ein Signal gemacht, das dem analog to digital converter, kurz ADC, mitteilt, dass er nun das ankommende Signal als Daten an den PPC schicken soll. Der PPC schickt die Daten als Pakete über LAN an den Computer, auf dem das Ausleseprogramm MARaBOU läuft. Nur wenn der PPC gerade beschäftigt

ist, wird über ein Veto-Modul die Signalverarbeitung im Discriminator gesperrt. Zur Veranschaulichung des Versuchsaufbaus dient Abbildung 3.1 und in Abbildung 3.2 sieht man den Innenraum der Vakuummkammer.

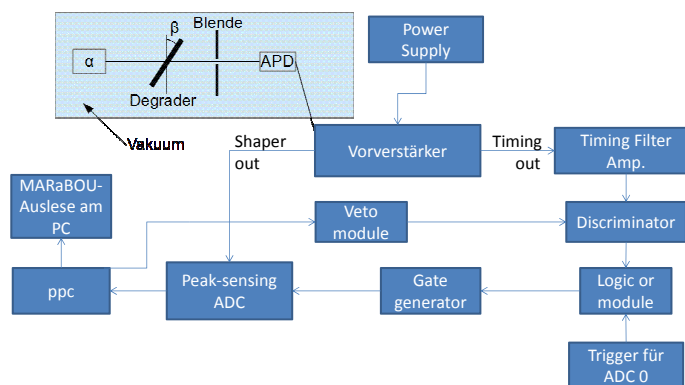


Abbildung 3.1: Versuchsaufbau

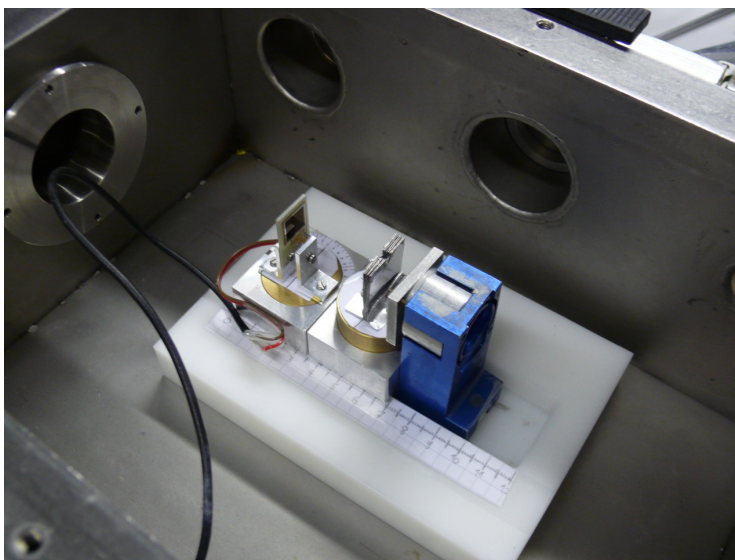


Abbildung 3.2: Bild vom Innenraum der Vakuummkammer

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

In einer ersten Messung wurde der Aufbau ohne Folienabschwächer benutzt. Die Alphateilchen treffen also mit einer Energie von 5,486 MeV auf den APD Sensor. Die Signalamplituden aus dem ADC werden in ein Histogramm (siehe Abbildung 4.1) eingetragen und ergeben eine signifikante Häufigkeitsverteilung. Dabei sind die Channel proportional zur Ladungsmenge die aus der APD abfließt.

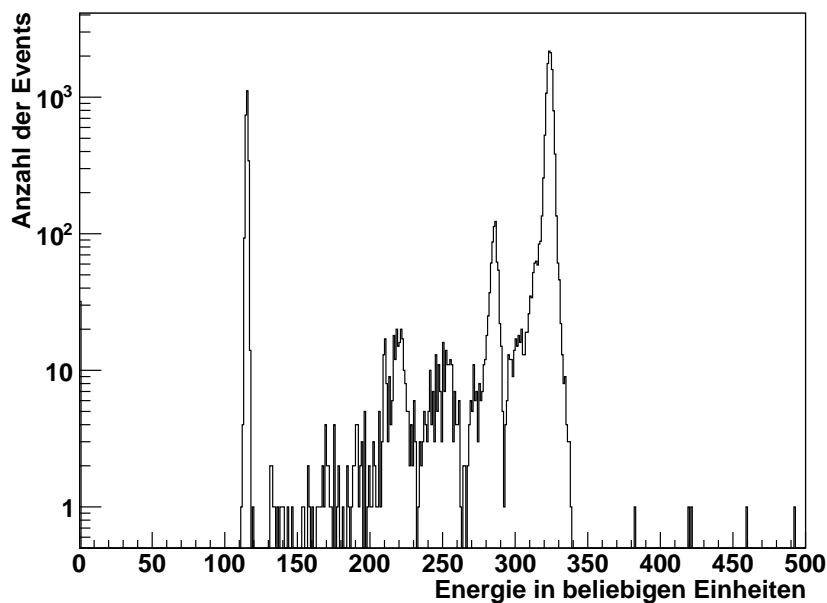


Abbildung 4.1: 5,486MeV Alphas aufgenommen bei einer Spannung von 300V

Man sieht gut den "Hauptpeak" bei 324 außerdem das 0-Energiesignal des ADC bei 115.

4.1 Systematische Messungen bei Einheitsverstärkung

Um konkrete Aussagen über die Messung machen zu können, muss man erst eine Kalibration vornehmen. Dabei geht man davon aus, dass bei einer Detektorspannung von 50V die Verstärkung des Ladungssignals in guter Näherung mit eins verträglich ist, also keine signifikante Verstärkung stattfindet. Nun wurden Messungen mit verschiedenen Degradereinstellungen gemacht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 zu finden. Die Messungen mit 32,5 μm Degradereinstellung wurden zwar ausgewertet, sind allerdings nicht besonders aussagekräftig, da bei einer so niedrigen Energie die Messungen von Vielfachstreuung dominiert sind.

Degraderdicke (μm)	Alphaenergie (MeV)	Peak
0	5,486	109,4
4	5,116	102,1
20	2,821	64,3
22	2,470	59,1
24	2,086	50,5
26	1,658	45,9
27	1,422	40,8
28	1,169	38,2
29	0,895	31,6
30	0,607	29,7
31	0,326	23
31,5	0,202	18,5
32	0,100	18,6
32,5	0,026	20,1

Tabelle 4.1: Messreihe für 50V Detektorspannung, verschiedene Degradereinstellungen

Trägt man nun die Mittelwerte der gemessenen Spitzen im Ladungssignal bei gleichbleibender Spannung auf, erhält man die Kalibriergerade, aufgetragen in Abbildung 4.2. Ihre Steigung ist der Umrechnungsfaktor zwischen Energie und Channel. Man erhält $16,442 \pm 0,419 = 1\text{MeV}$

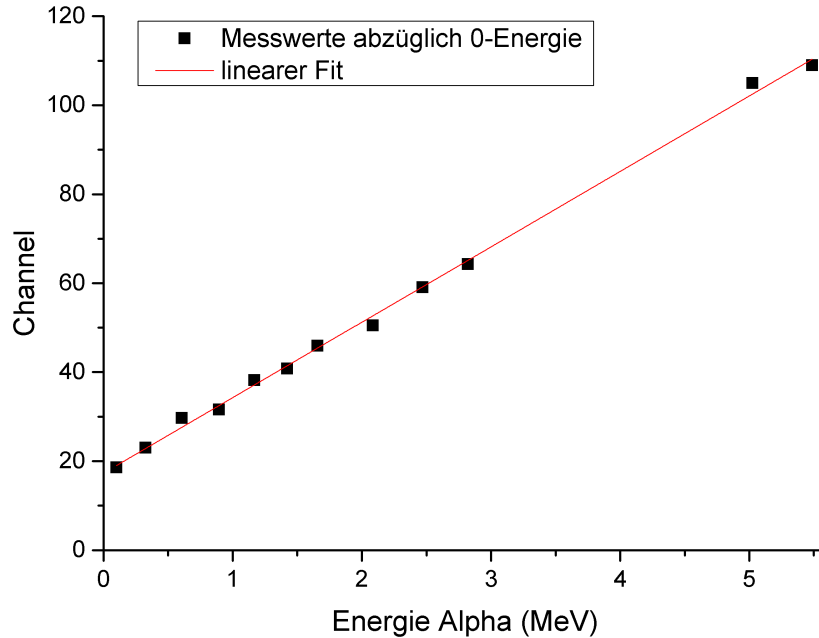


Abbildung 4.2: die Kalibrierungsgerade

Eine einfach Abschätzung, die die Vorgehensweise des Experiments verdeutlicht, ist das Bestimmen der Mindestdicke der Raumladungszone. Dazu bestrahlt man die APD in zwei Messdurchläufen einmal mit der Maximalenergie, also 5,486MeV, und einmal mit einer Energie, die etwas geringer ist. Sollte die Raumladungszone dünner sein, als die Eindringtiefe der Alphateilchen, so muss bei niedriger Energie der Peak bei einem höherem Wert liegen, da dann nicht mehr die gesamte Energie in die Raumladungszone abgegeben wird. Man erhält folgende Messwerte:

Energie Alpha	Channel
5,486MeV	224,5
5,027	220,4

Tabelle 4.2: Messung bei 50V

Das Signal steigt an, also muss die Raumladungszone größer als $23,92\mu m$ sein, da das die Reichweite von 5,027MeV Alphateilchen ist.

4.2 Variation des Signals mit der Detektorspannung

Nachdem die Energieskala nun kalibriert ist, kann man die Messungen graphisch auftragen (Abbildung 4.3).

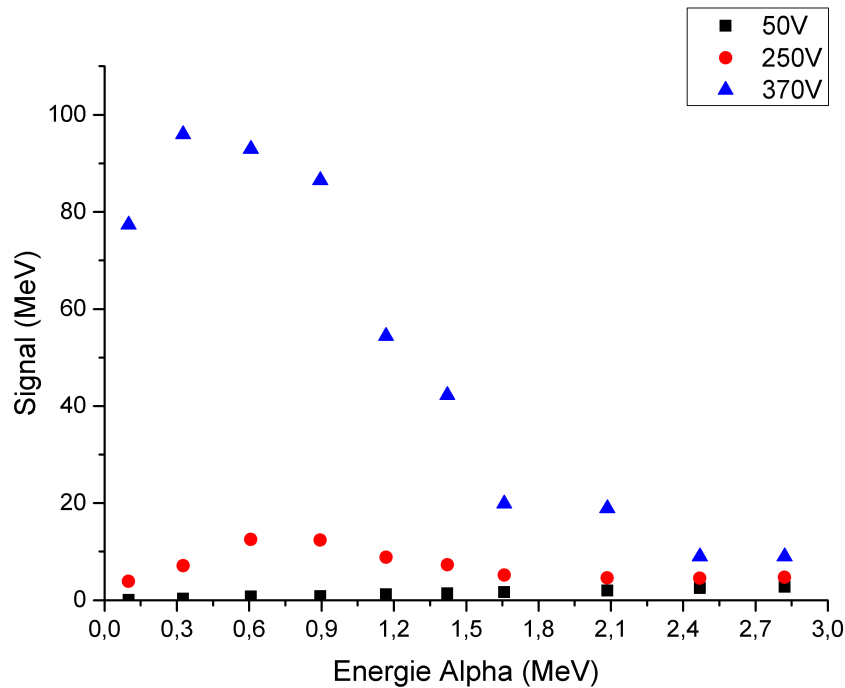


Abbildung 4.3: Die kalibrierten Messungen

Diese Ergebnisse stimmen größtenteils mit der Erwartung überein: Am Anfang steigt der Graph sehr steil und relativ linear an, das ist der Teil, in dem die Teilchen nur bis zur Konversionszone gelangen und dort ihre Energie abgeben. Da sich die Schicht vor der Verstärkungszone befindet, wird die gesamte Energie des Alpha-teilchens verstärkt, das heißt, das Signal ist direkt proportional zur Alpha-Energie. Danach wandert der Bragg-Peak aus der Konversionszone in die Avalanchezone hinein, woraus ein Abflachen der Kurve resultiert. Irgendwann ist der Bragg-Peak dann soweit in der APD, dass nur noch sehr wenig der Energie verstärkt wird, der größte Teil wird in der Driftzone mit Gain eins verstärkt, das gesamte Signal muss daher abfallen. Alleine mit den Messdaten kann man schon grobe Aussagen über die Größenverhältnisse in der APD machen:

1. der Frontkontakt ist so klein, dass man ihn mit der Quelle nicht auflösen kann
2. die Konversionszone befindet sich im Bereich von 0 bis $2\mu\text{m}$
3. die Verstärkungszone ist auch relativ klein, außerdem wandert sie bei großen Spannungen weiter zum Rand, das heißt, sie nimmt Platz von der Konversionszone ein
4. die gesamte Raumladungszone ist sehr groß (wie man weiter oben bereits gesehen hat)

Man hätte eine größere Konversionszone vermutet, damit sichergestellt ist, dass die Photonen nicht über diese Zone hinaus gelangen und das Signal aufweichen. Genauere Angaben über die Konversionszone kann man leider nicht machen, da die Schicht, so klein ist, dass man die Alphateilchen nicht innerhalb dieser Schicht stoppen kann, da durch das "energy straggling" der Fehler zu groß wird.

Da die Messung kalibriert ist, erhält man den Verstärkungsfaktor für die jeweiligen Energien, indem man die Messungen durch die Alphaenergie teilt. Dabei erhält man für die 50V Messung natürlich konstant den Wert eins, da man diese Gerade verwendet hat, um die Messungen zu kalibrieren. Für 250V und 370V bekommt man die Graphen aus Abbildung 4.4. Der Fit in der 370V Messung wurde dabei als $\log_{10}(a \cdot x + b) = y$ berechnet, wobei die Parameter $a = 2,765 \pm 0,082$ und $b = -0,876 \pm 0,051$ sind. Bei 250V kann man für höhere Energien schon ein abflachen erkennen, in dem der Bragg-Peak die Verstärkungszone verlässt.

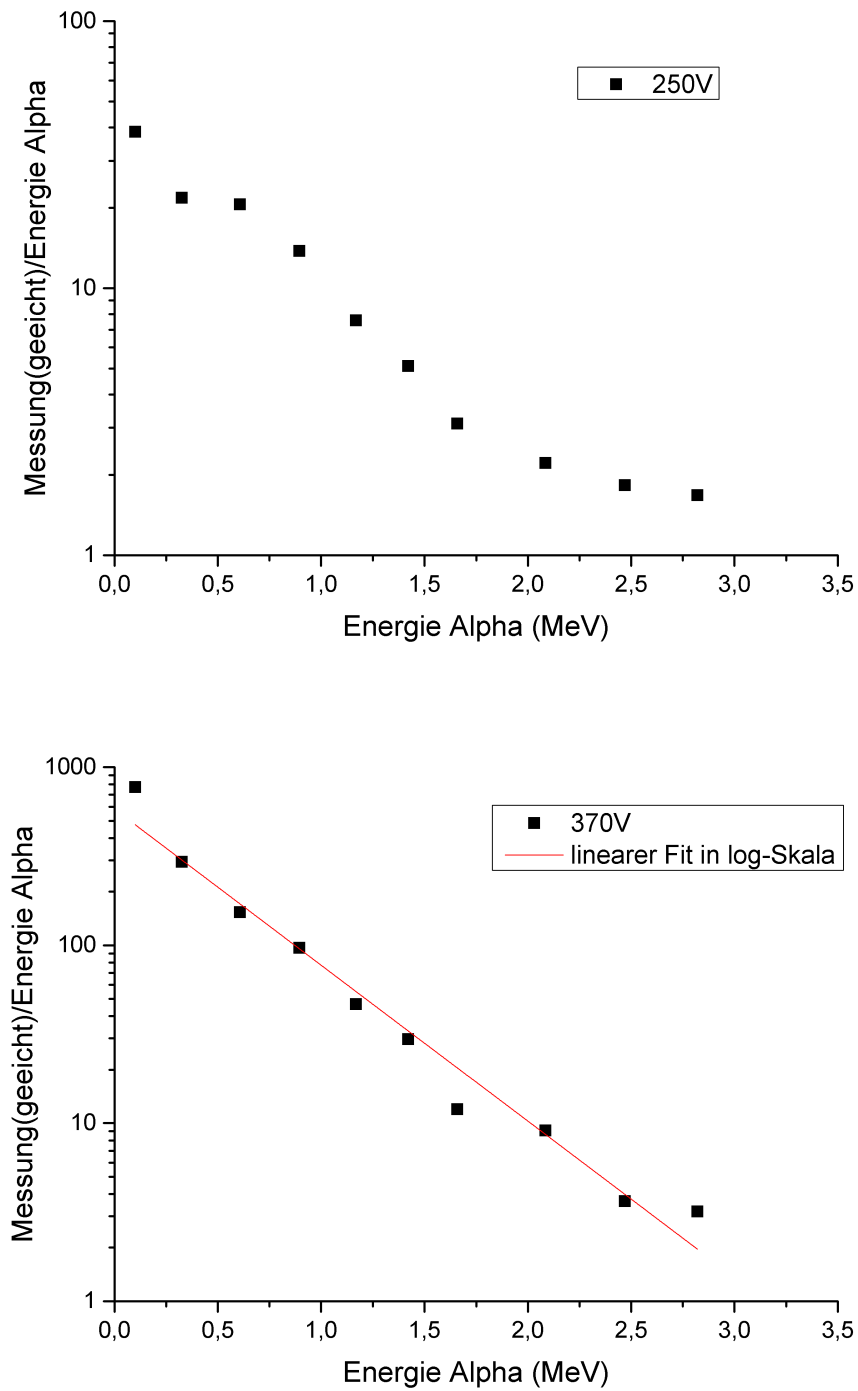


Abbildung 4.4: Verstärkung für verschiedene Alphaenergien

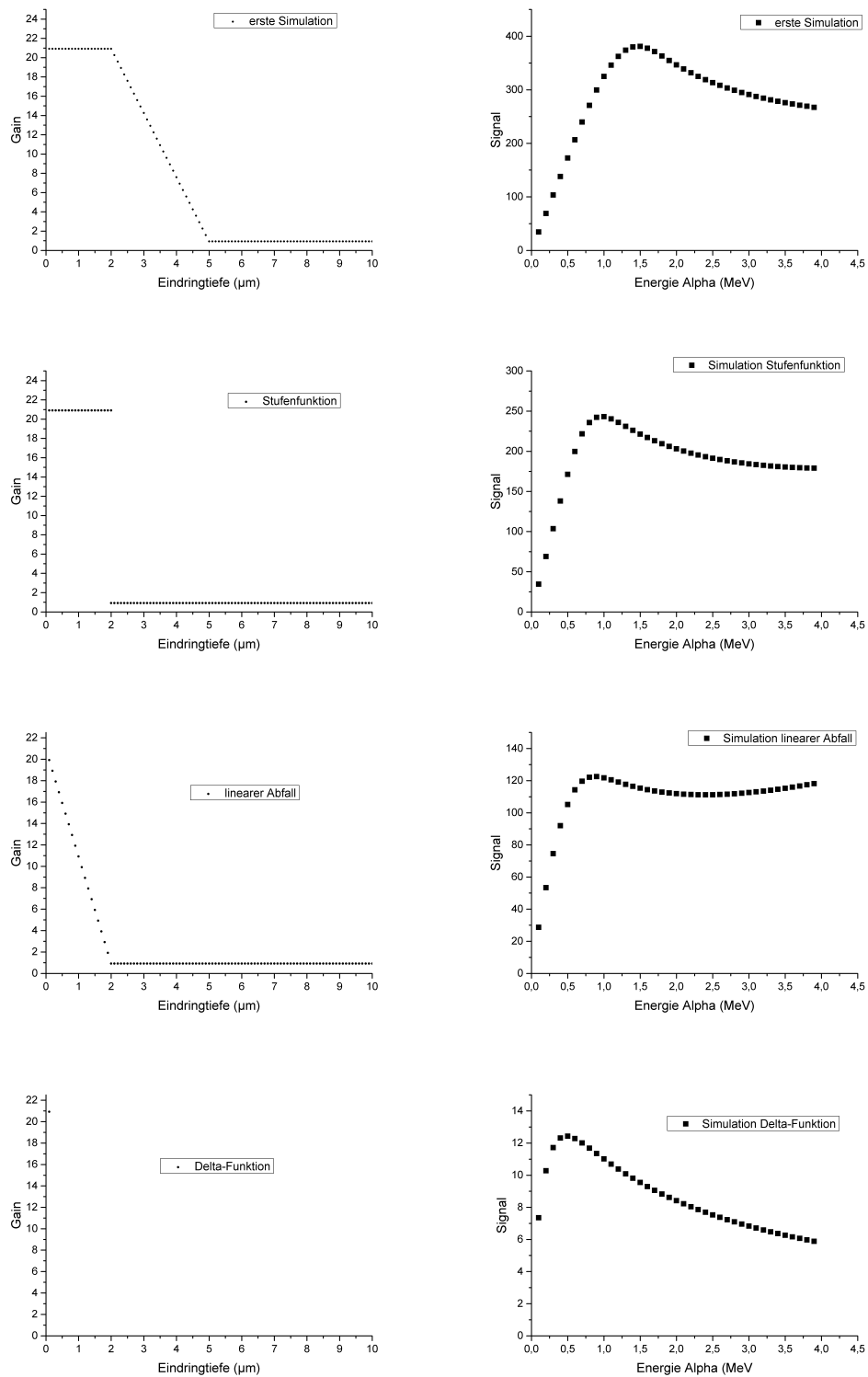
4.3 Vergleich mit Modellrechnung

Im nächsten Schritt sollen die Messungen mit einer Simulation verglichen werden, deren Prinzip im Folgenden erklärt werden soll. Für die Berechnung des Signals in Abhängigkeit der Alpha-Energie wird folgende Formel verwendet:

$$k \cdot \text{Signal} = \int_{\text{Raumladungszone}} g(x) \cdot \frac{dE}{dx} \cdot dx \quad (4.1)$$

Es wird folglich der Energieverlust an einer bestimmten Stelle für eine konkrete Alpha-Energie betrachtet und mit dem Gain an dieser Stelle multipliziert. Dann wird über alle Stellen in der Energie deponiert wird integriert um das gesamte Signal zu erhalten. Dieses fiktive Signal muss allerdings noch mit einem Faktor k multipliziert werden um mit den Messergebnissen vergleichbar zu sein. Dieser Faktor lässt sich theoretisch kaum bestimmen und wird daher angepasst. Um diese Formel zu realisieren benötigt man als erstes ein Programm, das die Bragg-Kurve erzeugen kann. Aus Mangel an Alternativen wurde dafür ein Script verwendet, das für eine konstante, eingegebene Schrittweite Atima ausführt, und die dort deponierte Energie ausgibt. Danach wird für die verbleibende Energie jeweils wieder der Energieverlust in dieser Schrittbreite betrachtet, solange bis die abgegebene Energie gleich null ist, also bis die Alphateilchen gestoppt wurden. Man erhält also für jede Alphaenergie die dazugehörige Braggkurve. Jeder der erzeugten Punkte bei einer bestimmten Anfangsenergie wird dann noch mit der Gainkurve multipliziert. Dabei hängt diese Gainkurve nicht direkt mit den Graphen in Abbildung 4.4 zusammen: In der Simulation wird die Verstärkung für Energiedeposition an einer Stelle eingesetzt, die Graphen beschreiben den gesamten Verstärkungsfaktor für eine bestimmte Energie.

Die Simulation wurde in C geschrieben, dabei wurde Atima für die Berechnung des Energieverlusts über ein Script von Tobias Kunz ausgeführt. Hier wurden verschiedene Ansätze verwendet, um ihre Auswirkung auf die Simulation zu untersuchen:



20 Abbildung 4.5: verschiedene Gainkurven und die dazugehörigen Simulationen

Auch wenn die letzte Gainkurve physikalisch gesehen unsinnig ist, zeigt sie doch, dass die Simulation Sinn macht, denn eine Faltung mit einer Deltafunktion muss die ursprüngliche Funktion, also die Bragg-Kurve, gespiegelt ergeben.

Es zeigt sich, dass die Simulation die Messergebnisse nur ungenügend nachbilden können, da entweder das Maximum bei einem zu großen Wert liegt, oder der Abfall nach dem Maximum zu stark ist. Der Verlauf des Gains wie in Abbildung 4.4 hätte man bei einer Energieabgabe in Deltaform vermutet. Das würde bedeuten, dass nur der Teil verstärkt wird, der am tiefsten in die APD eindringt, während das Feld für die hinteren Elektronen soweit abgeschirmt ist, dass keine nennenswerte Verstärkung für sie auftritt. Das kann man als eine Art screening-Effekt auffassen.

4.4 Untersuchung von Raumladungseffekten

Sollten die vordersten Elektronen wirklich die Nachkommenden abschirmen, könnte man diesen Effekt aufheben, in dem man die APD dreht. Da dann die Driftrichtung nicht mehr der Richtung des Alphateilchens entspricht, sollten sich die Elektronen nicht gegenseitig das Feld abschirmen können. Diese Überlegung ist schematisch in Abbildung 4.6 dargestellt.

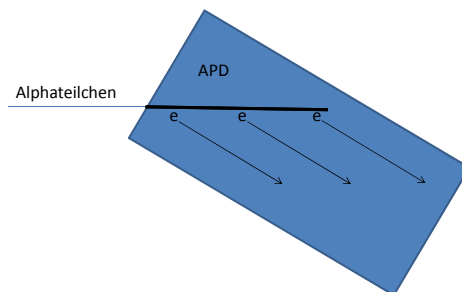


Abbildung 4.6: Aufheben eines screening-Effekts, schematische Darstellung

Es soll nun untersucht werden, ob dieser Effekt stattfindet. Dazu wird die APD um 45° gedreht und Messungen mit verschiedenen Alpha-Energien gemacht. Man

kann die Messergebnisse leider nicht mehr direkt mit der ursprünglichen Messung vergleichen, weil der Gain am Vorverstärker geändert ist, da der Versuchsaufbau in der Zwischenzeit abgebaut werden musste. Aus Zeitgründen konnten auch keine umfangreichen Messungen mehr durchgeführt werden. Trotzdem ist Abbildung 4.7 für sich allein noch aussagekräftig. Man kann gut erkennen, dass die Alphateilchen für niedrige Energien immer noch ein sehr hohes Signal erzeugen und dieses dann für größere Energien zu stark abfällt.

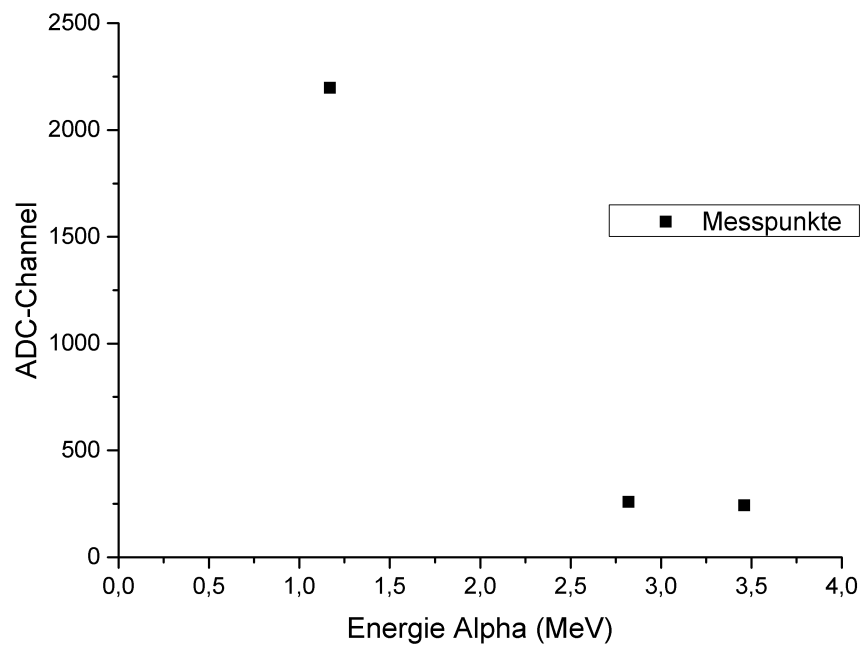


Abbildung 4.7: Messreihe bei 370V und um 45° gedrehte APD

Kapitel 5

Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde also ein Versuchsaufbau entworfen, wie man die Raumladungszone von Avalanche-Photodioden messen kann. Durch verschiedene Messreihen und Vergleich mit der Simulation konnte gezeigt werden, dass diese Methode anwendbar ist. Abhängig von der Eindringtiefe von Alphateilchen in die Verstärkungszone einer APD wurde eine starke Modulation des Pulshöhensignals beobachtet. Damit konnte das Verstärkungsprofil dieser Sensoren experimentell untersucht werden. Allerdings ist für eine detaillierte und systematische Messung des realen Dotierungsprofil noch ein deutlich höherer Aufwand erforderlich als er in dieser Bachelorarbeit realisiert werden konnte. Eine Möglichkeit für weitere Messungen ist zum Beispiel die Bestrahlung der Rückseite. Man könnte damit theoretisch den Effekt des "energy stragglings" minimieren. Leider konnte damit bisher kein Signal gemessen werden, auch wenn dafür extra ein Loch in die Platine auf der Rückseite der APD gefräst wurde.

Vor allem bei niedrigen Energien spielt die relativ große Unsicherheit der Dicke der als Degradier verwendeten Mylarfolien in die Messgenauigkeit hinein. Praktisch wären deswegen Messungen an einer Beschleunigeranlage. Mit Protonen und Alphateilchen von einem Beschleuniger bekommt man wesentlich größere Eindringtiefen, verwendet man schwerere Ionen, kann man auch geringere Eindringtiefen erreichen. Damit variiert man auch den spezifischen Energieverlust und kann daher Sekundäreffekte genauer untersuchen. Theoretisch lässt sich die Größe des p-n-Übergangs auch bestimmen, wenn man die Verschiebung des Peaks in Abhängigkeit der angelegten Spannung betrachtet. Dafür benötigt man aber weitere verschiedene Spannungen, da sich die Kurve nur langsam mit $x^{1/2}$ ändert. Um dann das Maximum noch genau bestimmen zu können, wäre ein Versuchsaufbau sinnvoll, bei dem man den Degradier von außen drehen kann, da die Vakuumkammer sonst sehr oft geöffnet werden muss und der Zeitaufwand zu hoch wird. Die Drehung des Degradiers ändert seine effektive Dicke mit $d_{eff} = \frac{d}{\cos(\alpha)}$ und erlaubt somit außerdem eine feinere Justierung der Energie. Schließlich muss man auch noch Antworten auf den Unterschied zwischen der Simulation und den Messwerten finden. Um sekundäre Prozesse, die durch die außerordentlich hohe Ionisationsdichte der Alphateilchen verursacht werden, zu verstehen, muss man den Lawineneffekt genauer modellieren. Dabei wird sicherlich das

elektrische Feld in der Verstärkungszone modifiziert. Da die Verstärkung exponentiell von diesem abhängt, kann es zu massiven Änderungen der Lawinenbildung führen.

Auch wenn der in dieser Arbeit gefundene Effekt noch nicht erklärt wurde, könnte er doch einen wesentlichen Beitrag zu Verbesserung der Experimentiertechnik liefern. Gerade in der Kern- und Teilchenphysik ist es besonders schwierig Ionen mit kleinen Energien nachzuweisen, da die Detektoren ein schlechtes Signal-zu-Rauschverhältnis liefern. Durch die hohe Verstärkung dieser Teilchen wird es möglich solche Ionen mit nur wenigen keV kinetischer Energie nicht nur nachzuweisen, sondern auch ein recht gutes Zeitsignal für etwaige Flugzeitmessungen zu generieren. Dem Autor ist nicht bekannt, ob diese Technik bereits eingesetzt wird.

Literaturverzeichnis

- [1] *Bethe-Bloch-Formel* www.wikipedia.org/wiki/Bethe-Formel
- [2] *FAIR - Facility for Antiproton and Ion Research* www.gsi.de/fair
- [3] www.pveducation.org/pvc/drom/materials/optical-properties-of-silicon
- [4] BENDEL, Michael: *Entwicklung und Test einer digitalen Auslese für das CALIFA-Kalorimeter. Diplomarbeit 2010.* Technische Universität München
- [5] GROSS, Marx: *Festkörperphysik.* 1. Auflage. Oldenbourg Wissenschaftsverlag. – ISBN 978-3-486-71294-0
- [6] HAMAMATSU, Photonics: www.hamamatsu.com
- [7] PANSART, J.P.: *Avalanche photodiodes for particle detection.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 387 1997

Abbildungsverzeichnis

2.1	verschiedene Arten von APDs [4]	6
2.2	Schematischer Aufbau der beiden APD Arten. In b) und c) sieht man den Verlauf des elektrischen Felds und des Gains [4]	8
2.3	Die Bragg-Kurve für Alphateilchen mit einer Anfangsenergie von 5,486 MeV in Silizium	9
3.1	Versuchsaufbau	12
3.2	Bild vom Innenraum der Vakuumkammer	12
4.1	5,486MeV Alphas aufgenommen bei einer Spannung von 300V	13
4.2	die Kalibrierungsgerade	15
4.3	Die kalibrierten Messungen	16
4.4	Verstärkung für verschiedene Alphaenergien	18
4.5	verschiedene Gainkurven und die dazugehörigen Simulationen	20
4.6	Aufheben eines screening-Effekts, schematische Darstellung	21
4.7	Messreihe bei 370V und um 45° gedrehte APD	22

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich bei allen bedanken, die diese Bachelorarbeit möglich gemacht haben. Vor allem gebührt mein Dank:

- Prof. Dr. Walter Henning meinem Erstkorrektor und Themensteller
- Dr. Roman Gernhäuser meinem Betreuer
- Dr. Dennis Mücher und Michael Bendel, die mir mit außergewöhnlicher Geduld betreuend geholfen haben
- Joseph Lichtinger, der mir beim Aufbau der Ausleseelektronik geholfen hat
- Katharina Nowak und David Herrmann für die Hilfe bei Computerproblemen und vielen kleineren Schwierigkeiten geholfen haben
- Ralf Lang und Sonja Winkler für die Hilfe beim Versuchsaufbau
- Max Winkel, Benjamin Heiss, Phillip Klenze, Tobias Kunze und Jürgen Friese für Ihre Unterstützung
- und alle anderen Mitarbeiter des E12 Lehrstuhls
- Adrian Haussmann, der die Arbeit Korrekturgelesen hat
- und natürlich meinem Bruder Stefan und meinen Eltern.