

Untersuchungen von Avalanche Photodioden zum Einzelphotonennachweis

Investigations of Avalanche Photodiodes for single photon detection

Bachelorarbeit im Studiengang Physik

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

vorgelegt von:

Frederik Kuschewski

Matrikel: 356266

20. Juli 2011

Erstprüfer: Prof. Dr. Ch. Weinheimer
Zweitprüfer: Dr. V. Hannen

Ich versichere, die vorliegende Arbeit gemäß der gängigen wissenschaftlichen Praxis verfasst zu haben. Es wurden keine anderen Quellen oder Hilfsmittel benutzt, als die hier gekennzeichneten. Wörtliche und sinngemäße Zitate sind gekennzeichnet.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	4
2 Theorie	7
2.1 Halbleiter und Photodioden	7
2.2 Avalanche Photodioden	12
2.3 Ladungsempfindlicher Vorverstärker	17
2.4 Gitterspektrograph	21
3 Experimenteller Aufbau	25
3.1 Vakuumkammer	25
3.2 Temperaturregelung	27
3.3 Elektronische Bauteile des Aufbaus	29
4 Messung und Auswertung	31
4.1 Quantifizierung des Rauschens des Vorverstärkers	31
4.2 Dunkelstrommessung	33
4.3 Verstärkungsmessung	35
4.4 Dunkel- und Einzelphotonen-Spektrum	38
4.5 Zählratenmessung	39
4.6 Kalibrierung des Gitterspektrographen	42
4.7 Bestimmung der Photodetektionseffizienz	45
5 Fazit	50
Literatur	52

1 Einleitung

Die Grundsteine der Quantenmechanik wurden um 1930 gelegt. Sie ist eine Theorie, die Wechselwirkungen auf atomaren Niveau oder noch kleineren Bereichen beschreibt. Zur Beschreibung der Vorgänge muss die Schrödinger-Gleichung gelöst werden, welche uns Aufschluss über die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Teilchen und deren Energien gibt. Da analytische Lösungen der Schrödinger-Gleichung meistens nur unter großem Aufwand oder gar nicht mehr zu finden sind, ist das Wasserstoffatom als 2-Teilchen-Problem ein Beispiel, welches immer wieder auftaucht, da es mathematisch eindeutig lösbar ist. Erstaunlicherweise liefert die Quantenmechanik in ihrer einfachsten Form die gleichen Ergebnisse für die Energieniveaus des Elektrons im Wasserstoffatom, wie die das Bohr'sche Atommodell, nämlich nach [MK97]

$$E = -(13,6 \text{ eV}) \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (1.1)$$

wobei n die Hauptquantenzahl (oder nach Bohr die Schale) des Elektrons ist. In genaueren Spektroskopieexperimenten wurde jedoch festgestellt, dass die Energieniveaus leicht verschoben sind oder sogar in mehrere Niveaus aufgespalten. Dafür sind im Wesentlichen drei Effekte verantwortlich: Die Spin-Bahn-Kopplung, die sogenannte Lambverschiebung und die Hyperfeinstrukturaufspaltung.

Durch die Bewegung des Elektrons um den Kern wird im Ruhesystem des Elektrons ein magnetisches Feld erzeugt, welches mit dem Spin des Elektrons wechselwirkt. Dieser Effekt ist die Spin-Bahn-Kopplung. Außerdem besagt die Lambverschiebung, dass kurzzeitig Teilchen-Antiteilchen-Paare entstehen und dann wieder vernichtet werden, was im Rahmen der Heisenberg'schen Unschärferelation erlaubt ist. Das sorgt für eine geringfügige Änderung des Coulomb-Potentials und somit auch für eine Änderung der Energie der Zustände. Betrachtet man nun auch noch den Spin des Atomkerns, so wechselwirkt dieser mit dem vom Elektron erzeugten Magnetfeld, was sich als Hyperfeinstruktur bemerkbar macht.

Es fehlen noch weitere Effekte zur genauen Berechnung der Energieniveaus. Dazu gehören relativistische Effekte und die Bewegung des Kerns aufgrund seiner endlichen Masse, welche bisher vernachlässigt wurde. Außerdem fehlen noch der Breit-Rosenthal-Effekt und der Bohr-Weisskopf-Effekt, welche berücksichtigen, dass die Ladungsverteilung im Kern und die Verteilung der Magnetisierung von der eines Punktteilchens abweichen. Zuletzt kommen noch Korrekturen der Quantenelektrodynamik (QED) hinzu, welche die Quantisierung der elektro-

magnetischen Felder berücksichtigt. Insgesamt folgt für die Hyperfeinaufspaltung (HFS)

$$\Delta E_{HFS} = \alpha g_I \frac{m_e}{m_p} \cdot \frac{F(F+1) - I(I+1) - j(j+1)}{2j(j+1)} \cdot m_e c^2 \cdot \frac{(Z\alpha)^3}{n^3(2l+1)} \quad (1.2)$$

$$\cdot \underbrace{\mathcal{M}}_{\text{Eff. d. Kernmasse}} \left(\underbrace{A(Z\alpha)}_{\text{rel. Eff.}} \underbrace{(1-\delta)}_{\text{Br.-Ros.}} \underbrace{(1-\epsilon)}_{\text{Bo.-Weis.}} + \underbrace{\frac{\alpha}{\pi} \Delta \epsilon_{\text{QED}}}_{\text{Qu.-E-Dyn.}} \right). \quad (1.3)$$

Dabei ist α die Feinstrukturkonstante, g_I der Landé-Faktor für einen Kern, F , I , j , n und l sind Quantenzahlen des Atoms und Z ist die Kernladungszahl.

Die QED-beträge zur HFS sollen an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt an schweren, hochgeladenen, wasserstoff- und lithiumähnlichen Ionen überprüft werden. In so stark ionisierten Ionen wirken elektrische und magnetische Felder, welche in ihrer Größenordnung technisch bisher nicht realisiert wurden. Dies ist in Abb. 1.1 gezeigt.

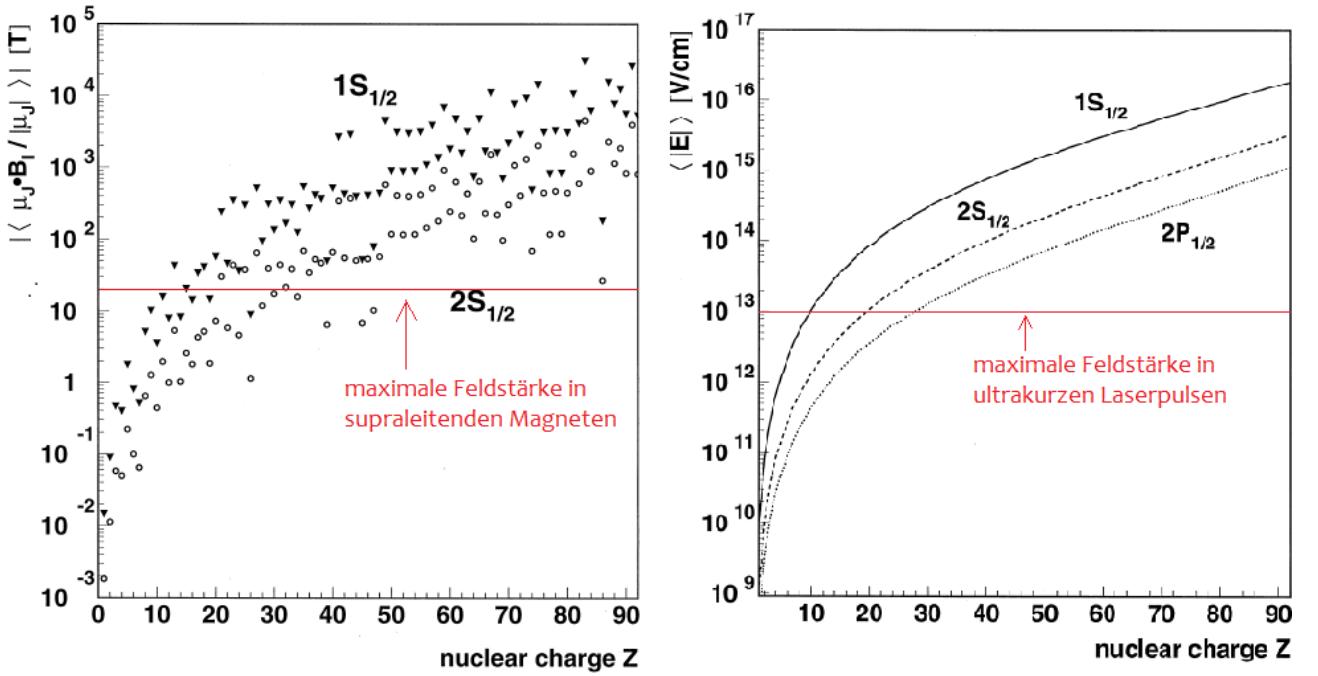


Abbildung 1.1: links: Erwartungswert des Magnetfeldes für wasserstoffartige Atome in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z , rechts: Erwartungswert des elektrischen Feldes für die am niedrigsten liegenden Elektronenzustände aufgetragen gegen die Kernladungszahl Z [Bei00].

Zur Überprüfung der QED in diesen extremen Feldern werden dazu die Elemente $^{209}\text{Bi}^{82+}$, $^{209}\text{Bi}^{80+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ in einer Penningfalle mit den Mitteln der Laserspektroskopie unter-

sucht. Die Untersuchung wasserstoff- und lithiumähnlicher Systeme ist notwendig, da der Bohr-Weisskopf-Effekt eine relative Unsicherheit von 20-30% vorweist, welche in der Größenordnung der Beiträge der QED liegt [Sha01]. Die Gruppe um Shabaev zeigt in ihrer Veröffentlichung, dass die Beiträge der Kernstruktur im wesentlichen eliminiert werden können, wenn HFS-Übergänge in wasserstoff- und lithiumähnlichen Zuständen des selben Isotops verglichen werden. Dies ermöglicht, die Effekte der QED genau zu vermessen. Außerdem lassen sich aus den Ergebnissen wiederum Rückschlüsse auf die Kernstruktur und den Bohr-Weisskopf-Effekt gewinnen. Im SPECTRAP-Experiment der GSI sollen nun die genannten Ionen spektrographisch untersucht werden. Dazu werden schwere Ionen beschleunigt und dann so weit ionisiert, bis sie wasserstoff- oder lithiumähnlich sind und in einem Speicherring aufgenommen werden. Dort werden sie auf ca. 4 Mev/u abgebremst. Danach werden sie durch weitere Apperaturen geleitet, in denen sie weiter verlangsamt und heruntergekühlt werden. Zuletzt kommen die Ionen in eine Penningfalle um spektroskopisch untersucht zu werden. Die Teilchen können mit einem Laser durchstimmbarer Wellenlänge bestrahlt werden. Wird die richtige Wellenlänge eingestellt, werden die Ionen energetisch angeregt und regen sich unter Emission von Photonen wieder ab. Diese Photonen sollen nachgewiesen werden, um die Übergänge möglichst genau zu vermessen. In der Diplomarbeit von Daniel Hampf [Ham08] wurde eine Zählratenabschätzung für die zu untersuchenden Übergänge durchgeführt, welche die Lebensdauer der angeregten Zustände, die Menge der Ionen in der Falle und die geometrische Anordnung des Messstandes berücksichtigt. Für den Übergang von $^{207}\text{Pb}^{81+}$ mit einer Wellenlänge von 1020 nm wurde eine Zählrate von $(3,4 \pm 1,0)$ kHz am Detektor berechnet. Da infrarotsensitive Photomultiplier bei dieser Wellenlänge üblicherweise nur noch wenige Prozent Photo-Detektions-Effizienz (PDE) haben, wurde am Institut für Kernphysik der Uni Münster ist deswegen ein Teststand aufgebaut, in dem Avalanche Photodioden unterschiedlicher Hersteller auf ihre Eigenschaften und Qualitäten für den Einzelphotonennachweis im Bezug auf das SPECTRAP-Experiment untersucht werden. Si-APDs weisen bei Wellenlängen um 1000 nm Quanteneffizienzen (QE) um 20% und mehr auf. Es besteht daher die Hoffnung auch für den Einzelphotonennachweis PDEs in dieser Größenordnung zu erreichen.

2 Theorie

Für das Verständnis von der Funktion von APDs und des im Experiment eingesetzten ladungsempfindlichem Vorverstärkers ist die Kenntnis der Grundlagen der Halbleiterphysik unumgänglich. Deshalb wird diese in den theoretischen Überlegungen dieser Arbeit kurz auf das Bändermodell eingegangen und erklärt, welche physikalischen Aspekte in der Raumladungszone eines p-n-Übergangs eine Rolle spielen. Außerdem wird noch die Funktion eines Gitterspektrographen erklärt, da für die durchzuführenden Messungen eine Lichtquelle benötigt wird, deren Wellenlänge wir auf einfache Weise selbst bestimmen können.

2.1 Halbleiter und Photodioden

Halbleiter sind Materialien, welche eine energetische Bandlücke einer bestimmten Größenordnung zwischen dem Valenzband und dem energetisch höher liegendem Leitungsband haben, in der sich keine Elektronen aufhalten können. Dies trifft auf Elemente der 4. Hauptgruppe zu, sowie für manche Verbindungen aus dritter und fünfter, bzw. aus zweiter und sechster Hauptgruppe zu. Das theoretische Konzept, das hinter den Bandlücken steckt, basiert auf der quantenmechanischen Betrachtung der Elektronen im Kristall des Festkörpers. Sie unterliegen dem periodischen Potential, welches durch die Atomkerne verursacht wird. Löst man die Schrödingergleichung für das Elektron, so erhält man zwei Lösungen, welche einen Energieunterschied aufweisen. Je nachdem, wie groß dieser Unterschied ist, werden die Festkörper als Leiter, Nichteiter oder Halbleiter klassifiziert. Im Grundzustand ($T \rightarrow 0$) sind alle Elektronen im Valenzband, das Material leitet keinen Strom. Durch thermische oder photonische Anregung können Elektronen die Bandlücke überwinden, wandern in das Leitungsband und hinterlassen ein sogenanntes Loch im Valenzband. Man spricht auch von einem Elektron-Loch-Paar (vgl. Abb. 2.1). Diese beiden Ladungsträger können sich dann im Halbleiter bewegen, sodass er leitend wird.

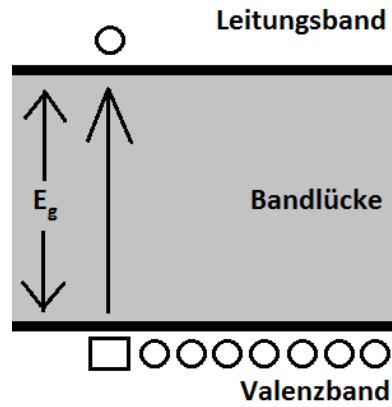


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer Bandlücke, Elektronen als Kreise, Löcher als Quadrate, E_g ist die Bandlückenenergie

Leiter haben keine Bandlücke, von Halbleitern spricht man bei einer Bandlücke bis ca. 3 eV, bei größeren Bandlücken spricht man von Nichtleitern. Die Leitfähigkeit von Halbleitern ist stark abhängig von der Temperatur, da durch thermische Anregung viele Elektronen ins Leitungsband wandern.

Elektronen sind Fermionen, die dem Pauli-Prinzip gehorchen. Zwei Fermionen können nicht gleichzeitig in dem exakt gleichen Quantenzustand sein. Wendet man dieses Prinzip auf den Festkörper an, erhält man die Fermi-Dirac-Verteilung, welche angibt, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein bestimmter (erlaubter) Energiezustand im Festkörper mit einem Elektron besetzt ist. Das Niveau, welches als Besetzungswahrscheinlichkeit 1/2 hat, wird als Fermienergie bezeichnet. Die Fermienergie entspricht für $T = 0$ K dem chemischen Potential. Man kann die Fermi-Energie auch für Halbleiter berechnen, sie liegt dann zwischen Valenz- und Leitungsbandkante. Hier muss man sich aber im Klaren sein, dass Zustände zwischen den Bandkanten nicht erlaubt sind und deswegen auch nicht besetzt werden können. Man kann die Eigenschaft der Leitfähigkeit aber auch stark darüber beeinflussen, wenn man einen Halbleiter mit Fremdatomen aus den anliegenden Hauptgruppen dotiert, also verunreinigt. Das auftretende Phänomen wird hier anhand eines n-dotierten Halbleiter erklärt. Chemisch gesehen sind einem Halbleiterkristall (z.B. Silizium) alle Bindungen zu den Nachbaratomen abgesättigt, sie haben Edelgaskonfiguration. Wird nun ein Atom mit finf Valenzelektronen in das Gitter gebracht, ist im Gitter ein überschüssiges Elektron vorhanden, welches analog zum Elektron eines Wasser-

stoffatoms an seinen Kern gebunden ist. Sein Energieniveau, Donatorniveau genannt, lässt sich analog zu dem eines Wasserstoffatoms berechnen (vgl. [IL09]) und liegt in der Bandlücke:

$$E = -\frac{m_e^* e^4}{2(4\pi\epsilon_0\epsilon_{HL}\hbar)^2 n^2}. \quad (2.1)$$

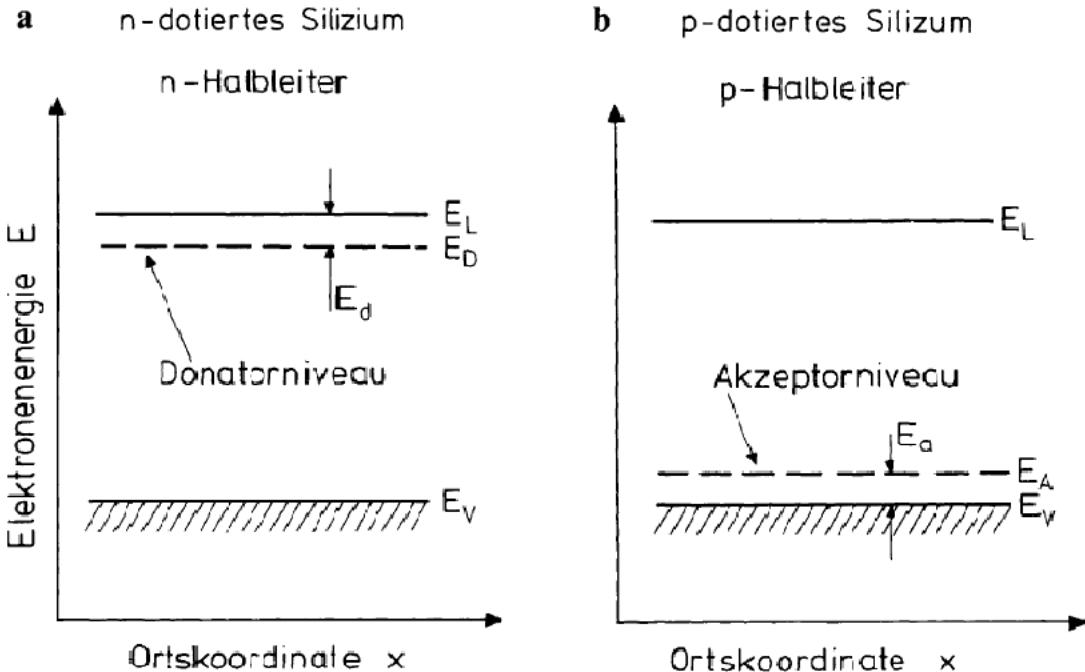
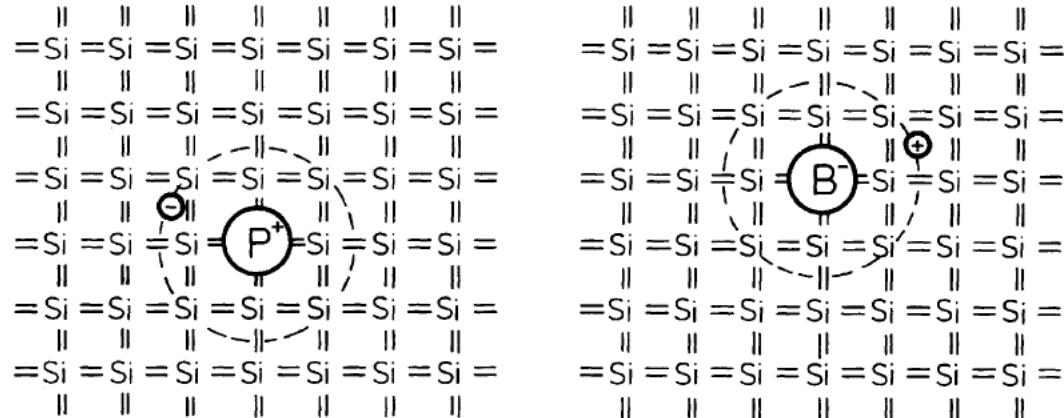


Abbildung 2.2: n- und p-dotierte Halbleiter im Vergleich, dargestellt mit ihren Energieniveaus, aus [IL09].

Hier ist m_e^* die effektive Masse eines Elektrons im Leitungsband und ϵ_{HL} ist die Dielektrizitätszahl des Halbleiters. Die Energiedifferenz zwischen dem neuen Niveau und der Leitungs-

bandkante ist jedoch sehr viel geringer als die Bandlücke, was heißt, dass man das überschüssige Elektron mit weniger Energie in das Leitungsband befördern kann. Silizium hat eine Bandlücke von 1,12 eV. Wenn es dotiert ist, reichen jedoch schon ca. 0,03 eV um das Donatorelektron frei beweglich zu machen. Das ganze lässt sich analog auch mit einem Atom aus der 3. Hauptgruppe formulieren, was bedeutet, dass ein überschüssiges Loch im Halbleiter entsteht. In Abb. 2.2 sind die Dotierungen und die Energiebänder dargestellt. Dotierte Halbleiter haben außerdem eine verschobene Fermienergie.

Fügt man zwei unterschiedlich dotierte Halbleiter zusammen erhält man eine Diode. Ein p-n-Übergang wird im Wesentlichen dadurch charakterisiert, dass die überschüssigen positiven und negativen Ladungen im Grenzbereich durch Diffusion in den jeweils anders dotierten gelangen und dort mit den schon vorhandenen Ladungen rekombinieren. Es bildet sich also eine intrinsische (nichtleitenden) Schicht zwischen dem p- und n-dotiertem Bereich aus. Die rekombinierten Ladungsträger hinterlassen dann eine positive Ladung im n-dotierten Bereich und eine negative im p-dotiertem. Die Ladungsimhomogenität sorgt dann dafür, dass sich ein elektrisches Feld ausbildet, welches die noch übrig gebliebenen Ladungsträger daran hindert in die intrinsische Schicht zu wandern. So bildet sich ein Gleichgewicht aus, in dem die sogenannte Verarmungszone (intrinsische Schicht) ihre Ausdehnung nicht mehr ändert. Die vorhandene Ladung induziert ein elektrisches Feld, was auf die Elektronen und Löcher wirkt und somit die Valenz- und Leitungsbandkante verbiegt (vgl. Abb. 2.3). Eine positive Spannung am n-Halbleiter und eine negative am p-Halbleiter vergrößern die vorhandene Potentialdifferenz und die Raumladungszone (Sperrrichtung), da die beweglichen Ladungsträger von ihr wegwandern. Die Leitfähigkeit bleibt gering. Eine umgekehrt gepolte Spannung (Durchlassrichtung) sorgt für eine kleinere Potentialdifferenz und erhöhte Konzentration an Ladungsträgern in der Raumladungszone. Die ungleiche Konzentration sorgt für einen Diffusionsstrom der stark abhängig von der angelegten Spannung ist. So können Elektronen die Potentialschwelle überwinden und die Diode wird leitend.

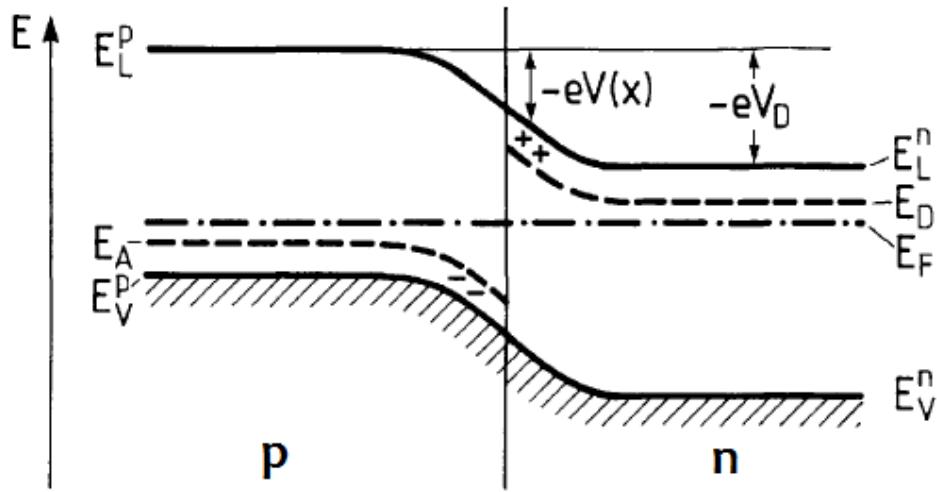


Abbildung 2.3: schematische Darstellung der Energieniveaus eines p-n-Übergangs, aus [IL09].

In Photodioden fallen Photonen in die Verarmungszonen ein und erzeugen über den Photoeffekt Elektron-Loch-Paare. Diese wandern durch die Potentialdifferenz aus der Raumladungszone und erzeugen den sogenannten Photostrom (vgl. Abb. 2.4), welcher im wesentlichen proportional zur Lichtintensität und an den Enden der Diode messbar ist. Das Photon muss natürlich mehr Energie besitzen als die Bandlückenenergie. Außerdem wird nicht jedes Photon in ein Elektron-Loch-Paar umgewandelt. Die Energie kann zum Beispiel in Phononenschwingungen umgewandelt werden. Bei Photonen, die ein Vielfaches der Bandlückenenergie von (1,12 eV für Silizium) aufweisen, wurde eine durchschnittliche Energie von ungefähr 3,66 eV benötigter Energie pro erzeugtem Elektron-Loch-Paar gefunden [SRU98],[Yao07]. Man führt die Quanteneffizienz

$$Q_E = \frac{N_{Pa}}{N_{Ph}} \quad (2.2)$$

ein, wobei N_{Pa} die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare ist und N_{Ph} die Anzahl einfallender Photonen. Eine andere Möglichkeit Photodioden zu charakterisieren, ist eine Klassifizierung durch die Spektrale Empfindlichkeit

$$S = \frac{I}{P}. \quad (2.3)$$

Dabei ist I der Strom, der an der Photodiode erzeugt wird, wenn mit der Lichtleistung P bei einer festen Wellenlänge eingestrahlt wird. Diese Definition wird vor allem bei Solarzellen benutzt. Die Quanteneffizienz und die spektrale Empfindlichkeit variieren stark mit dem Material, der Bauweise und natürlich mit der Wellenlänge des einfallenden Lichts. Um den sensitiven

Bereich zu vergrößern, werden häufig pin-Dioden verwendet, die eine undotierte Schicht (intrinsisch, vgl. Verarmungszone) zwischen den beiden dotierten Schichten haben und es wird eine Spannung in Sperrrichtung angelegt. Diese sorgt dafür, dass die erzeugten Paare schneller aus der Verarmungszone wandern, was eine Rekombination der Ladungsträger unterdrückt. Außerdem wird die Antwort der Photodiode schneller. Aktive Bereiche von Photodioden sind meist relativ klein, was aber beim SPECTRAP-Experiment durch einige Linsen kompensiert werden kann. Es wird bei größeren Dioden allerdings leichter, das Linsensystem auszurichten. Durchmesser von typischen Silizium- und Germanium-Photodioden erstrecken sich über die Größenordnungen von ca. 1 bis 20 mm [Hamb], [Las].

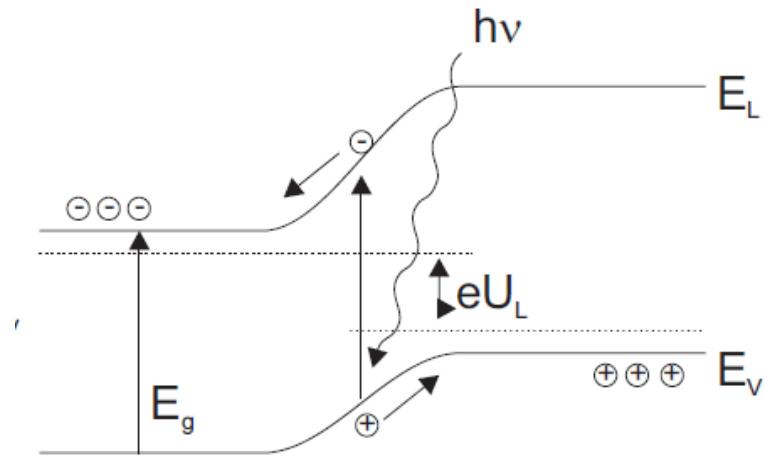


Abbildung 2.4: Darstellung einer Umwandlung eines Photons in ein Elektron-Loch-Paar in einer Photodiode, aus [MP07].

2.2 Avalanche Photodioden

Man kann über die Planck'sche Formel $E = hf$ leicht ausrechnen, dass einzelne Photonen des SPECTRAP-Experiments nicht genug Energie besitzen, um mehrere Elektron-Loch-Paare in einer Silizium-Diode zu erzeugen. Jedoch gibt es keine Messelektronik, die empfindlich genug ist, um einzelne Elektronen zu zählen. Deswegen werden Photomultiplier zur Ladungsvervielfachung eingesetzt. Bei dem IR-A Übergang im nahen Infrarot (1020nm) sollen Silizium Avalanche Photodioden (APDs) zum Einsatz kommen.

In Abbildung 2.5 ist der Querschnitt einer Avalanche Photodiode gezeigt. Die Diode besteht aus

einem mehrschichtigen Aufbau aus Halbleiterschichten, an den eine Spannung in Sperrrichtung angelegt wird. Mit einem Plus versehene Schichten sind besonders stark dotiert. Das Licht tritt durch ein Fenster in die Diode ein und erzeugt ein Elektron-Loch-Paar im intrinsischen Halbleiter. Dieses Paar wird durch die Spannung getrennt, die Produkte werden in Richtung Kathode und Anode beschleunigt.

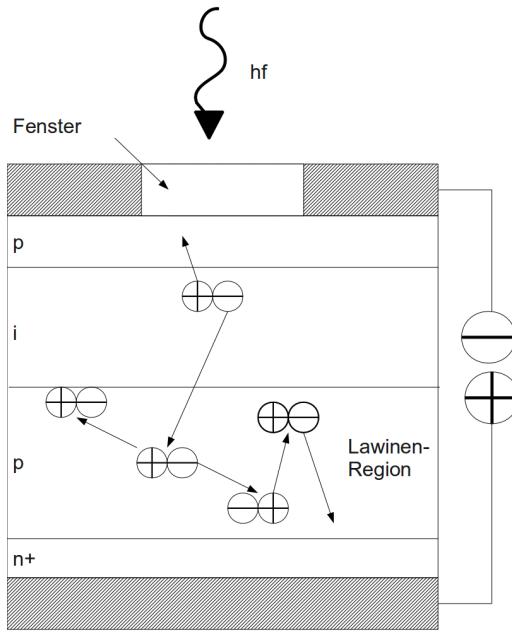


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau einer Avalanche Photodiode und Darstellung des Lawienneneffektes

Durch den Aufbau der APD durchlaufen die Produkte dann Bereiche mit hohen elektrischen Feldern ($> 10^5 V/cm$ vgl. Abb. 2.6). Bei hinreichend großer Spannung zwischen Anode und Kathode (je nach Bautyp ab hundert Volt) werden die Elektronen so weit beschleunigt, dass sie durch Stoßionisation weitere Elektron-Loch-Paare erzeugen können, welche dann auch wieder durch die Lawiennregion laufen. So werden laut Datenblatt typischerweise Verstärkungen M von mehr als 2000 erreicht werden. Durch Herunterkühlen der APD soll dieser Effekt noch einmal verstärkt werden, da die Elektronen bei niedrigen Temperaturen weniger durch Gitterschwingungen (Phononenschwingungen) gestört werden. Ihre mittlere freie Weglänge ist proportional zu T^{-1} , sodass die Wahrscheinlichkeit steigt, dass ein Elektron vor einem Stoß genug Energie für eine Stoßionisation aufgenommen hat. So wird die Verstärkung größer. Die Verviel-

fachung von Ladungsträgern ist ein statistischer Prozess, wodurch sich der „excess noise factor“ ergibt.

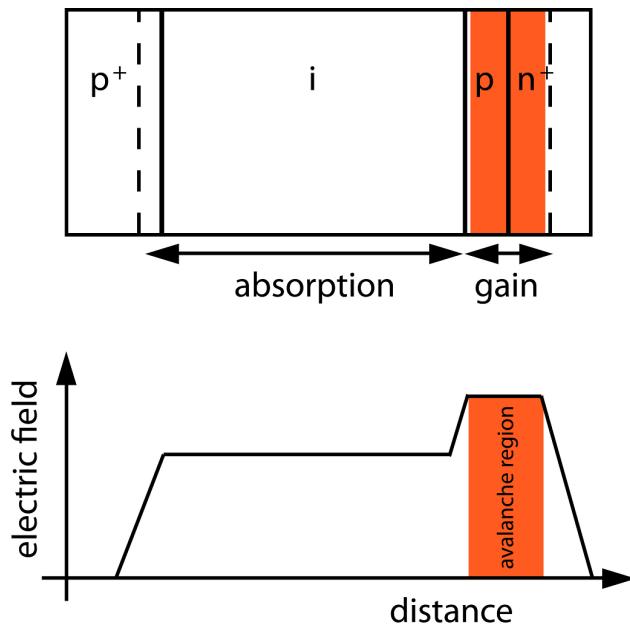


Abbildung 2.6: Elektrisches Feld in einer APD, bereitgestellt von [Jöh11]

Wichtige Werte bei der Betrachtung von APDs sind die schon vorher erwähnten Größen der Quantenffizienz QE und die Verstärkung M . Die beiden Faktoren bestimmen, wie oft ein Ereignis erfasst wird und wie gut man es mit einem Verstärker detektieren kann. Der Vorverstärker weist elektronisches Rauschen auf. Wenn die APD eine gute Verstärkung aufweist, sollten Photoneneignisse vom Rauschen des Vorverstärkers trennen lassen, indem man eine Schwellspannung (Threshold) am Verstärker einstellt, welcher alle Ereignisse unter einer bestimmten Ladungsträgeranzahl herausfiltert. Damit wird das elektronische Rauschen des Vorverstärkers stark unterdrückt. Ist die Verstärkung klein, so kann man die Ereignisse nicht mehr einfach von dem Rauschen trennen (vgl. Abb. 2.7). Sogenannte Dunkelereignisse in der APD entstehen durch thermische Anregung von Elektron-Loch-Paaren. Diese können nicht von Einzelphotoneneignissen unterschieden werden. Deswegen sollte der Detektor möglichst weit heruntergekühlt werden. Allgemein ist es am sinnvollsten, die Gegenspannung so einzustellen, dass Signal- und Rauschspektrum (fast) nicht mehr überlappen. Dies ist in manchen Fällen leider nicht möglich.

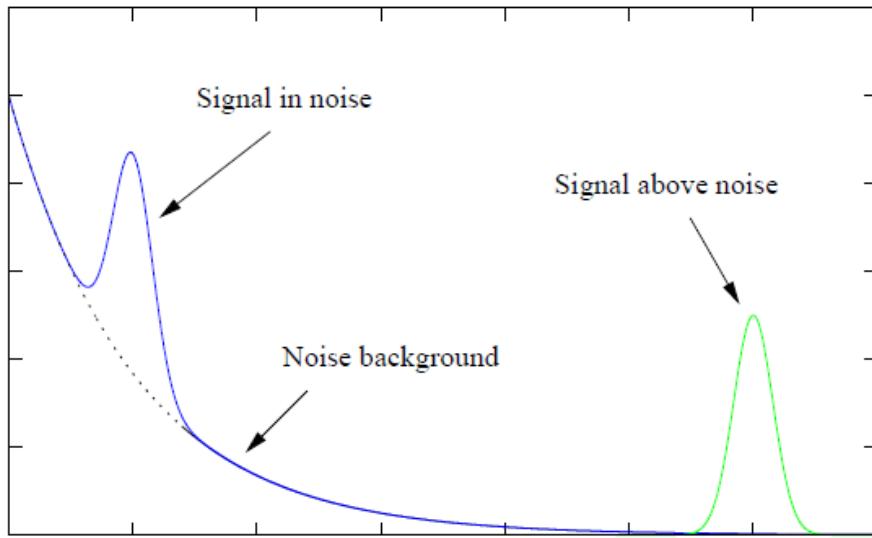


Abbildung 2.7: Signalspektrum bei verschiedenen Verstärkungen. Links liegt der Signal-Peak auf der Rauschflanke, rechts liegt er darüber. Graph aus [Ham08]

Da APDs im Allgemeinen mit höheren Gegenspannungen betrieben werden als normale Photodioden, entsteht der Großteil des Rauschens durch den Dunkelstrom (auch Leckstrom genannt), welcher durch die APD fließt, wenn keine Photonen einfallen. Der Dunkelstrom wird durch zwei Vorgänge hervorgerufen.

Der erste Teil ist der Oberflächenstrom. Dieser Strom durchläuft nicht mehr die Lawiernenregion und ist deswegen nicht mehr abhängig von der an der APD angelegten Spannung abhängig. Der zweite Teil des Dunkelstroms ist der Volumen- oder auch Generationsstrom, welcher in der APD entsteht. Er durchläuft die Lawiernenregion und wird deswegen genauso verstärkt wie das eigentlich Signal selbst. Die Größe des Dunkelstroms ist stark abhängig von der Temperatur, da durch thermische Anregung Elektronen ins Leitungsband wandern und die Leitfähigkeit erhöhen. Es konnte gezeigt werden, dass der Dunkelstrom bei einer Kühlung von Raumtemperatur auf ca. -50°C schon um mehrere Größenordnungen abnimmt [Dor03]. Aber auch bei niedrigen Temperaturen kann ein Oberflächenstrom entstehen, wenn der Halbleiter verunreinigt wird. Deswegen dürfen APDs im Labor nur sehr vorsichtig gehandhabt werden.

Der Dunkelstrom ist klein bis die Durchbruchsspannung erreicht wird. Dann steigt er vor allem bei niedrigen Temperaturen schlagartig an, was zur Zerstörung der APD führt. Deswegen wird der Strom am Aufbau des IKP in der Regel auf einen Wert im nA-Bereich begrenzt.

Diese Überlegungen führen auf die Frage, mit welcher Gegenspannung die APD betrieben wer-

den sollte. Dazu möchte man das Signal-to-Noise-Ratio (SNR) maximieren, also das Verhältnis von Signal zu Rauschen. Bei niedrigen Spannungen ist das SNR schlecht, da dort die PDE zu gering ist. Mit größerer Spannung steigt die PDE, da dort eine größere Verstärkung auftritt. Bei der Durchbruchspannung verschlechtert sich das SNR wieder, da dann ein Dunkelstrom entsteht, der viele Dunkelzählereignisse verursacht. Den Punkt der besten SNR nennen wir „Operating Point“.

Wie schon erwähnt, ist die Verstärkung in der APD ein statistischer Prozess, der zu einer Verteilung im Energiespektrum führt. Um diesen zu klassifizieren, wird der „excess noise factor“ definiert [SR]. Dieser ist gegeben durch

$$F = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2}, \quad (2.4)$$

der für große Verstärkungen in $F \approx 2 + kM$ übergeht. $k = \alpha/\beta$ ist dabei das sogenannte Ionisationsverhältnis, wobei α und β aussagen wie viele Elektron-Loch-Paare auf einer bestimmten Strecke durch Stoßionisation erzeugt werden, wenn ein Elektron (α) oder ein Loch (β) sich im Festkörper fortbewegt.

Die APD, die in dieser Arbeit untersucht wird, ist die *Hamamatsu Si-APD* des Typs *S11518-30*. Diese APD hat eine aktive Fläche mit einem Durchmesser von 3 mm und ist damit größer als die *RMD S0223 APD*, die momentan in diesem Aufbau eingesetzt. Es ist dann darauf zu achten, dass die APD durch die intrinsische Schicht eine Kapazität hat, die proportional zur Fläche der APD und antiproportional zu Dicke der intrinsischen Schicht d ist. Da bei höheren Spannungen die Verarmungszone größer wird, wird die Kapazität dann kleiner. Bei dieser APD wird eine neue Fertigungstechnik eingesetzt, die sogenannte *MEMS* (Micro Electro Mechanical Systems). Diese Technologie sorgt für weniger Reflexionen an der Oberfläche der APD, was die Quanteneffizienz bei Wellenlängen größer als 800 nm deutlich erhöhen soll. Die APD hat nach Datenblatt eine Quanteneffizienz, die zwischen 600 nm und 1000 nm durchgehend über 60% liegt. Bei 1060 nm soll sie eine QE von 40% haben, was ca. einer Verdoppelung im Gegensatz zu herkömmlichen APDs entspricht. In Abb. 2.8 wird die Quanteneffizienz der APD mit der von älteren Modellen gezeigt. Inwiefern sich die hohe Quanteneffizienz dieser APD in einer im Vergleich zur *S0223* erhöhten PDE umsetzen lässt, hängt vom Rauschen und der erreichbaren Verstärkung ab und soll in dieser Arbeit untersucht werden. Die Durchbruchsspannung liegt nach Datenblatt zwischen 500 V und 800 V, wobei diese für einen Dunkelstrom von 100 μ A definiert wurde. Der typische Dunkelstrom wird mit 15 nA bis 150 nA angegeben. Die Kapazität

unter hohen Spannungen liegt bei 8 pF, was ein vergleichsweise niedriger Wert für APDs mit diesem Durchmesser ist.

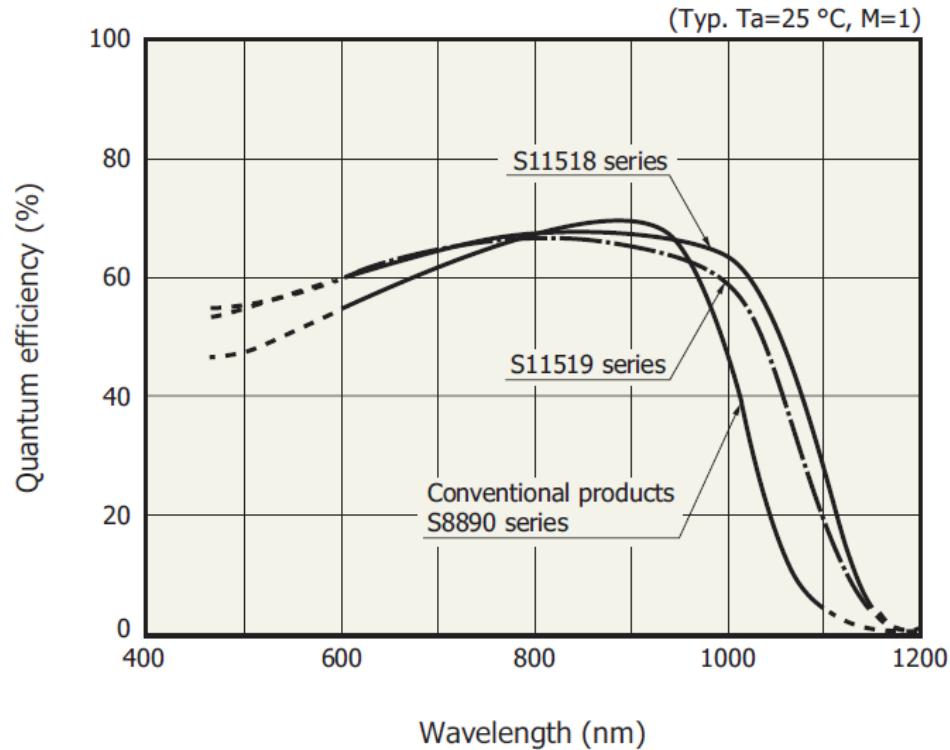


Abbildung 2.8: Quanteneffizienz verschiedener Hamamatsu APDs mit und ohne MEMS-Technologie im Vergleich (aus [Hama]). Die *S11518* APD liefert in dem für uns interessanten Bereich von 1020 nm eine deutlich verbesserte Quanteneffizienz.

2.3 Ladungsempfindlicher Vorverstärker

Für die kleinen Ladungspulse, die bei einer APD zu erwarten sind, muss eine entsprechend empfindliche Messelektronik benutzt werden. Es wird nun kurz erklärt, wie ein ladungsempfindlicher Verstärker prinzipiell funktioniert. In Abb. 2.9 ist eine einfache Schaltung gezeigt. An der Eingangsspannung ist ein invertierender Verstärker angeschlossen, der über einen Kondensator C_f rückgekoppelt ist. Es wird von einem hohen Eingangswiderstand ausgegangen, sodass der Stromfluss durch den Operationsverstärker vernachlässigt werden kann. Es gilt:

$$U_O = -A \cdot U_I \quad \text{sowie} \quad U_I - U_O = \frac{Q}{C_f}. \quad (2.5)$$

Dabei ist A die Verstärkung des Operationsverstärkers und Q die Ladung, welche über den Eingang in die Schaltung geflossen ist. Einsetzen liefert:

$$U_O = -A \cdot \frac{Q}{(A+1) \cdot C_f} \stackrel{A \gg 1}{\approx} -\frac{Q}{C_f}. \quad (2.6)$$

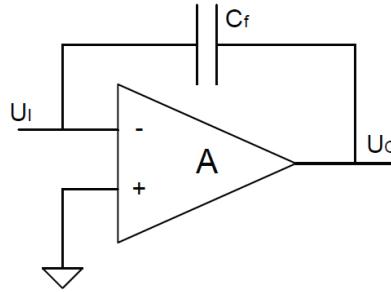


Abbildung 2.9: Simpler Aufbau eines ladungsempfindlichen Vorverstärker aus [Phy08]

So kann man bei Wahl einer kleinen Kapazität des Kondensators hohe Spannungspulse am Ausgang der Schaltung erzeugen. Dies ist ein einfaches Beispiel, wie man einen ladungsempfindlichen Vorverstärker bauen kann. Wie bei den meisten elektronischen Schaltungen ist die Realität jedoch weitaus komplizierter, da viel mehr Eigenschaften der Eingangssignale berücksichtigt werden müssen. Es wurde hier zum Beispiel nicht die Frequenzabhängigkeit der Bauteile mit einbezogen.

Das Design des für die APD-Auslese verwendeten Vorverstärkers wurde vom Mainzer Neutrino-Massenexperiment übernommen [Sch90]. Eine auf den vorliegenden Messstand angepasste Version wurde in Zusammenarbeit mit der elektronischen Werkstatt des IKP aufgebaut [Jöh11] und ist in Abbildung 2.10 gezeigt.

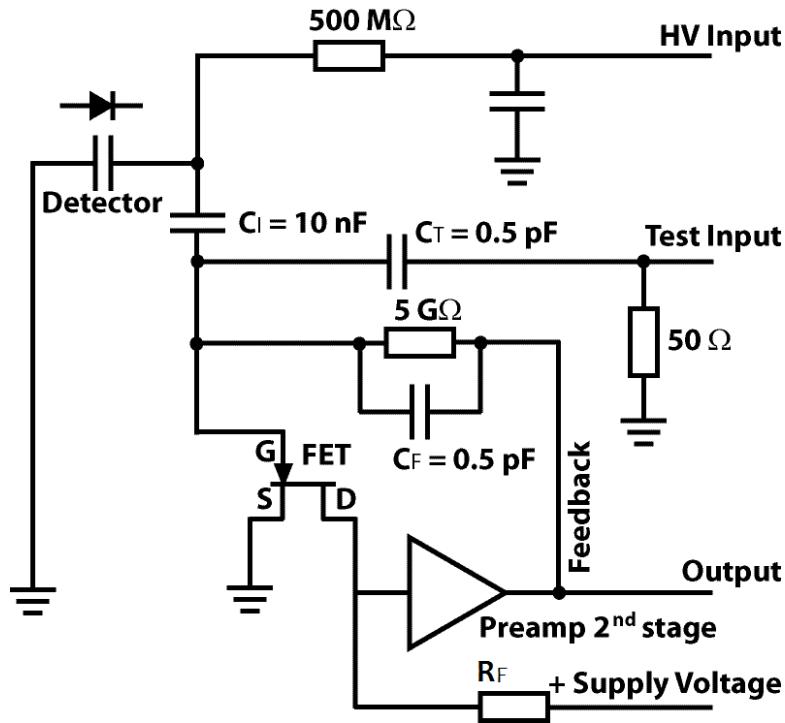


Abbildung 2.10: Schematischer Aufbau des ladungsempfindlichen Vorverstärkers des Versuchsaufbaus [Jöh11].

Die Funktion der Schaltung muss zur korrekten Auswertung der Messungen unbedingt verstanden werden, weshalb ihre Funktion hier ausführlich erklärt wird.

Die APD, welche schaltungstechnisch als Kondensator anzusehen ist, ist in Sperrrichtung mit der positiven Hochspannungsquelle verbunden. Die Anode liegt auf Erde. Um Schwankungen der Hochspannungsquelle zu filtern, ist zwischen ihr und der APD ein Tiefpassfilter verbaut. Die Glättung der Spannung soll dafür sorgen, dass Schwankungen nicht mit auf den FET einkoppeln können, da sie ansonsten mit dem eigentlichen Signal verstärkt würden. Der $500\text{ M}\Omega$ Widerstand sorgt außerdem für eine starke Begrenzung des Stroms, sodass - auch im Falle eines Durchbruchs - die empfindliche APD nicht so leicht beschädigt werden kann. Zwischen ihr und dem FET ist ein Kondensator eingebaut, der dafür sorgt, dass nur die hochfrequenten Ladungspulse der APD und nicht die konstante Hochspannung an den FET weitergeleitet werden. Am Gate des FETs liegt im Ruhezustand eine kleine positive Spannung an, sodass der interne Widerstand des Bauteils ungefähr so groß ist wie R_F . R_F und der FET sind in Reihe geschaltet, sodass von Erde über Source und Drain und dann über R_F ein Strom fließt, welcher bei diesen Größenordnungen ca. 3 mA entspricht. Diese Schaltung ist als Spannungsteiler anzusehen, da

zwischen FET und R_F die Leitung liegt, die über einen spannungssensitiven Verstärker (Preamp 2nd Stage) zum Ausgang der Schaltung führt. Wird an der APD nun ein Ladungspuls erzeugt, so wandert dieser auf das Gate des FETs und erniedrigt die dort anliegende Spannung. Das führt dazu, dass der interne Widerstand des FETs erhöht wird (vgl. Abb. 2.11) und eine größere Spannung an ihm abfällt. Die Spannung, die an R_F abfällt, wird geringer, was zu einem positiven Spannungspuls am spannungssensitiven Verstärker führt. Diesen Puls kann man dann am Ausgang der Schaltung messen. Nach jedem Puls der APD muss das System wieder in seinen Ausgangszustand gebracht werden, d.h. es muss wieder die Ausgangsspannung am Gate anliegen. Deswegen ist der Ausgang des Verstärkers über eine Feedbackleitung an das Gate angeschlossen. Dazwischen liegt noch eine parallele Schaltung von Kondensator und Widerstand, womit eingestellt werden kann, wie schnell das Feedback am Gate ankommt. Bei falscher Einstellung würde sich ein periodisch wiederholender Prozess einstellen, der die Messung nutzlos machen würde. Ein hoher Widerstand verhindert außerdem, dass zu viel Energie vor dem Output wieder in die Schaltung zurückläuft.

Um den Rauschbeitrag der Vorverstärkerschaltung am gesamten elektronischen Rauschen zu ermitteln, ist es zweckmäßig, einen Testpuls vor dem FET einzukoppeln. Über die Eigenschaften des Pulses ist mehr in Abschnitt 4.1 zu finden.

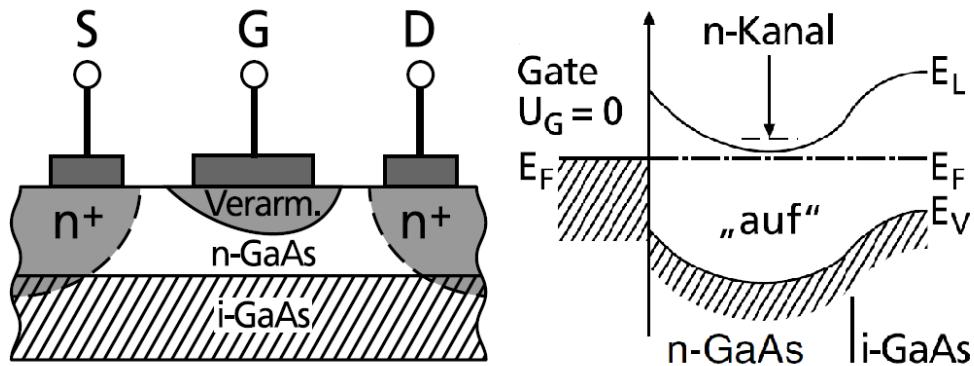


Abbildung 2.11: Links ist der Aufbau eines MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) dargestellt. Dieser gehört zu der Gruppe der Sperrsicht-FETs, welche für den Vorverstärker benutzt werden. Zwei n-dotierte Bereiche sind über eine n-GaAs-Schicht verbunden. So kann in Ruhezustand Strom von Source (S) zu Drain (D) fließen. Legt man nun eine positive Spannung am Gate an, so wird am Gate eine Verarmungszone ausgebildet, da die Elektronen aus diesem Bereich abgeführt werden. Die leitende Schicht wird dadurch kleiner und der Widerstand steigt. Rechts sind die Energiebänder dargestellt. Das Energieniveau, welches durch die n-Dotierung des GaAs gegeben ist, liegt über der Leitungsbandkante. Wird eine positive Spannung am Gate angelegt, wird das Leitungsband nach oben verschoben. Dann sind keine Elektronen mehr im Leitungsband und der Leiter wird intrinsisch [IL09].

2.4 Gitterspektrograph

Um die Quanteneffizienz von APDs als Funktion von der Wellenlänge zu bestimmen, benötigt man entweder viele Lichtquellen, wie z.B. mehrere verschiedenfarbige LEDs, oder eine Lichtquelle variabler Wellenlänge. Als Lichtquelle wird daher eine Glühlampe, die ein Schwarzköperspektrum emittiert, zusammen mit einem Gitterspektrographen benutzt. Dieser Spektrograph wird an dieser Stelle kurz theoretisch diskutiert.

Trifft monochromatisches Licht auf ein Gitter oder eine „geriffelte“ Oberfläche, wird es in diskrete Richtungen gebrochen. Jede Vertiefung und jede Erhöhung auf der Oberfläche ist nach dem Huygen'schen Prinzip als Quelle einer neuen Kugelwelle anzusehen. Diese Wellen bilden Interferenzmuster aus, die hohe Intensitäten haben, wenn sich die Wellen konstruktiv überlagern und geringe Intensitäten, wenn sie sich destruktiv überlagern. Die Interferenzmuster kann man in vielen Fällen quantitativ berechnen, oft reicht aber auch schon die Vorhersage der Maxima

und Minima aus.

In Abb. 2.12 ist die Geometrie eines beugenden Reflexionsgitters dargestellt. Einfallendes Licht der Wellenlänge λ fällt unter dem Winkel α auf das Gitter mit der Gitterkonstanten $g = 1/d$. Schematisch sind zwei parallel einfallende, kohärente Strahlen eingezeichnet, die an der Oberfläche des Gitters reflektiert und unter dem Winkel β beobachtet werden. Dick gezeichnet sind optischen Wegunterschiede, die die Strahlen voneinander haben.

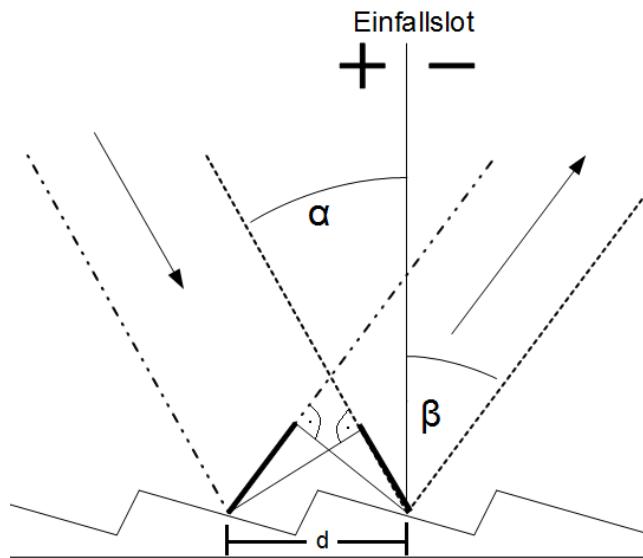


Abbildung 2.12: Schematische Zeichnung des Beugungsgitters und des Strahlverlaufs. Plus und Minus stehen für Zählrichtungen der Winkel. α wird postiv gezählt, β negativ.

Immer, wenn der geometrische Wegunterschied der beiden Strahlen einem Vielfachen m von λ entspricht, überlagern sich die Wellen konstruktiv, bei dem $m + 1/2$ -fachen destruktiv. Die linke dick gezeichnete Linie besitzt die Länge $l = d \sin \beta$, die rechte Linie hat die Länge $l' = d \sin \alpha$. Insgesamt folgt also als Bedingung für konstruktive Interferenz

$$m \cdot \lambda = l + l' = d \cdot (\sin \alpha + \sin \beta) \quad (2.7)$$

oder auch

$$g \cdot m \cdot \lambda = \sin \alpha + \sin \beta. \quad (2.8)$$

Die Beugung am Gitter lässt sich nutzen um gemäß der Interferenzbedingung aus einem kontinuierlichen Spektrum eine bestimmte Wellenlänge heraus zu präparieren. Ausgehend davon, dass das einfallende Licht von einem bestimmten Ort im Spektrographen kommt und der Lichtausgang auch fest ist (also ist $\alpha - \beta = \text{const.}$, vgl. Abb. 4.11), bleibt nur noch eine Möglichkeit

zur Veränderung von λ am Ausgang der Apperatur: Man muss das Gitter drehen. Dies ist eine häufig genutzte Konfiguration [Pal02]. An dieser Stelle müssen zwei neue Winkel definiert werden, nämlich der Ablenkungswinkel $2k = \alpha - \beta$ und der Winkel $2\phi = \alpha + \beta$, welcher angibt, wie groß der Unterschied der Winkel zum Lot ist. Insgesamt folgt dann für die Beugungsbedingung

$$m \cdot \lambda = 2 \cdot d \cos K \sin \phi. \quad (2.9)$$

Offensichtlich sind $\alpha(\lambda) = \phi(\lambda) + K$ und $\beta(\lambda) = \phi(\lambda) - K$ abhängig von der Wellenlänge. Da K konstant ist, bleibt uns also zur Variation nur noch ϕ übrig. Dieser Winkel kann mit einer Schraube, wie in Abb. 2.13 gezeigt, verändert werden.

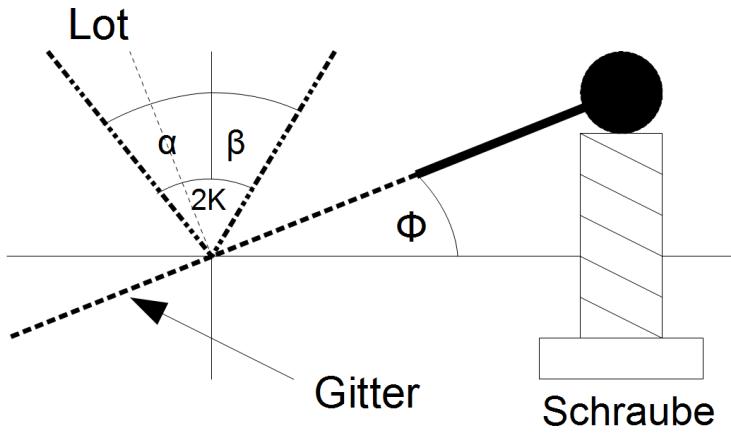


Abbildung 2.13: Schematische Zeichnung der Möglichkeit den Drehwinkel ϕ mit einer Schraube zu verändern.

Es ist einleuchtend, dass die Eindrehtiefe der Schraube x über den Sinus mit dem Winkel ϕ verknüpft ist. Dies hat beim experimentellen Aufbau den Vorteil, dass x proportional zu der Wellenlänge am Ausgang des Spektrographen ist. Dies vereinfacht die Eichung des Gerätes, was in Abschnitt 4.6 näher erläutert wird.

Ein Problem eines solchen Aufbaus sind die höheren Beugungsordnungen m , die nicht trivial unterschieden werden können. Für unterschiedliche m weisen unterschiedliche Wellenlängen Interferenzmaxima an den gleichen Stellen auf. Dies ist zum Beispiel aus Gleichung (2.9) ersichtlich. Lässt man die rechte Seite der Gleichung konstant, so kann ein höheres Beugungsmaximum $m' = 2m$ durch eine niedrigere Wellenlänge $\lambda' = \lambda/2$ kompensiert werden. Der Strahlenverlauf ist in Abb. 2.14 gezeigt.

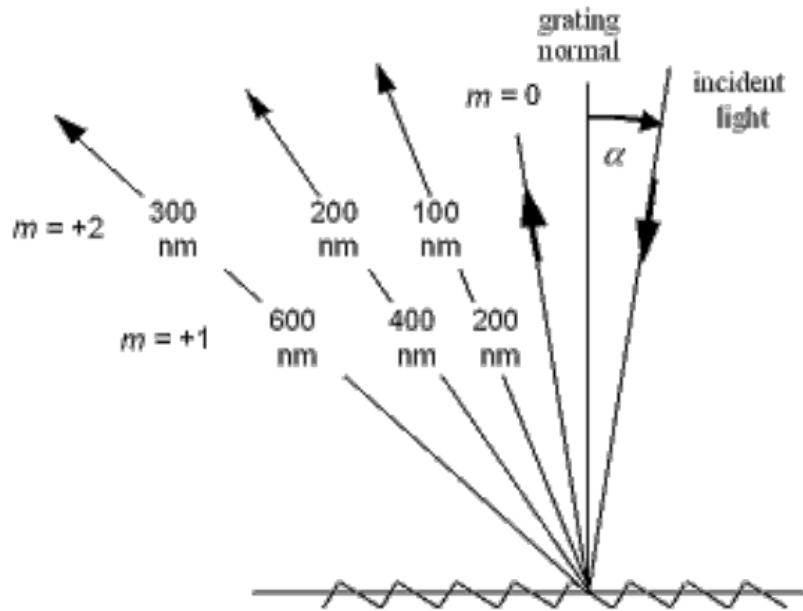


Abbildung 2.14: Strahlverlauf für unterschiedliche Beugungsordnungen aus [Pal02]

Im Versuch ist es zweckmäßig, die Nullte Ordnung zu nutzen, da diese die höchste Intensität aufweist. Außerdem sollte die Gitterkonstante g so gewählt werden, dass man seinen erwünschten Wellenlängenbereich komplett abfahren kann, gleichzeitig sollte dabei aber die Drehung des Gitters, soweit es der Aufbau ermöglicht, komplett genutzt werden, damit man eine gute spektrale Auflösung erhält.

3 Experimenteller Aufbau

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über den Aufbau des Teststands des IKP. Es wird erläutert wie die Randbedingungen geschaffen werden, die für die Messungen nötig sind. Dazu wird auf die Vakuumkammer und auf die elektronischen Teile des Aufbaus eingegangen.

3.1 Vakuumkammer

Wie in Abschnitt 2.2 schon erläutert wurde, ist es für optimale Ergebnisse im Versuch unumgänglich die APDs zu kühlen, um das Rauschen des Detektors möglichst klein zu halten. Auch der FET liefert gekühlt besserere Ergebnisse, weshalb die Kühlung im *AmpTek CoolFET* gleich integriert ist.

Der ganze Aufbau wird mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Bei Temperaturen von ca. -170°C an der APD und am Vorverstärker kann Luftfeuchtigkeit auf den Bauteilen auffrieren, was zu einem Kurzschluss in der Schaltung und zur Zerstörung der APD führen kann. Um dies zu verhindern, sind Detektor und Vorverstärker in einer Vakuumkammer verbaut. Bei Raumtemperatur wird ein Druck von $\approx 10^{-5}$ mbar erreicht. Wenn man danach mit der Kühlung beginnt, wird ein Druck von $\approx 4 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht, was für unsere Zwecke ausreicht, da die kälteste Stelle in der Kammer der Kühlfinger selbst ist und Restgas dort auffrieren sollte. In Abbildung 3.1 ist ein Querschnitt des Aufbaus gezeigt.

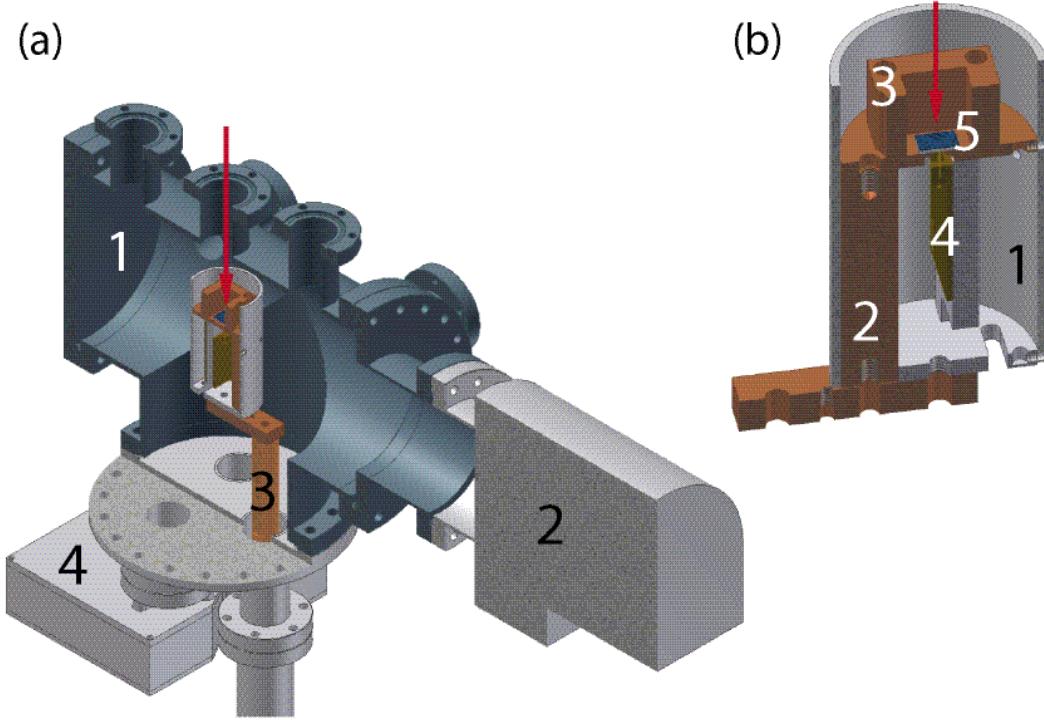


Abbildung 3.1: (a) Querschnitt des Aufbaus: (1) Vakuumkammer, (2) Vakuumpumpe, (3) Kühlfinger, (4) Kammern mit der Hauptstufe des Vorverstärkers, Anschlüsse für die Heizung und die Temperatursensoren; (b) Großansicht der Halterung der APD: (1) Metall zur Abschirmung elektromagnetischer Strahlung, (2) Kupferverbindung von Kühlfinger zur Detektorplatte, (3) Kaltschild, (4) Ladungsempfindlicher Vorverstärker (Vorstufe), (5) APD [Jöh11].

Der tiefste Punkt des Aufbaus ist der Kühlfinger aus Kupfer, welcher eine Edelstahlhülle besitzt. Oben am Kühlfinger sind Vorverstärker und APD angebracht, unten wird er in flüssigen Stickstoff getaucht und sorgt durch seine hohe Wärmeleitfähigkeit für eine effektive Kühlung der Bauteilen. Nur ein kleiner Teil am unteren Ende des Stabes wird vom Stickstoff gekühlt. Die beiden Kammern für die elektrischen Geräte, sowie die Anschlüsse für Hochspannung, Testpuls, 12V-Versorgungsspannung, Heizung und Vorverstärker sind am Flansch des Kühlfingers verbaut, sodass Reparaturen und Änderungen schnell durchgeführt werden können. Dazu muss man nur die Schrauben am DN-CF 150 Clusterflansch lösen und den Kühlfinger nach unten aus dem Aufbau herausnehmen. Dieser Flansch hat drei Anschlüsse für DN-CF 40 Flansche an denen die elektrischen Geräte angebracht sind.

An einem weiteren Flansch ist die Turbomolekularpumpe des Typs *Leybold TW300H* ange-

schlossen, welche zusammen mit einer Vorvakuumpumpe *Pfeiffer MVP 040-2* betrieben wird. Damit überhaupt Licht auf den Detektor kommen kann, ist direkt über ihm ein DN-CF 40 Fenster-Flansch mit einer LED oder einem Lichtleiter vom Gitterspektrographen angeschlossen. Die Lichtquelle kann man bei bestehendem Vakuum wechseln.

Außerdem gibt es noch einen weiteren CF 40 Flansch, an dem der Druck in der Kammer mit einem *Leybold Ionivac ITR90* Modul ausgelesen wird.

Die Halterung der APD ist am Kühlfinger angebracht und wird durch ein Edelstahlrohr abgeschirmt. Die APD ist in die Detektorplatte eingelassen, welche mit einer Kupferverbindung am Kühlfinger angebracht ist, sodass eine gute Kühlung gewährleistet ist. Auf der Detektorplatte ist der sogenannte Kühlschild angebracht, sodass die APD komplett von Kupfer umgeben ist. Er soll verhindern, dass Restgas auf der APD auffriert. Im Edelstahlrohr ist unter der APD die Vorstufe des ladungsempfindlichen Vorverstärkers angebracht. Alle nichtisolierten Hochspannungsverbindungen haben in jede Richtung 2 mm Platz, da in Luft bei Atmosphärendruck ein Sicherheitsabstand von 1 mm/kV eingehalten werden sollte. Der Aufbau kann also mit Spannungen bis ca. 2000 V betrieben werden. Wo dieser Abstand nicht eingehalten werden kann, wurden geeignete Isoliermaßnahmen eingebaut (z.B. Kaptonfolie). Das einfallende Licht ist mit dem roten Pfeil gekennzeichnet (Abb. 3.1).

3.2 Temperaturregelung

Bei Abkühlungen um 200 K treten mechanische Spannungen auf, die Teile des Aufbaus beschädigen können. Deswegen muss bei allen Verbindungen darauf geachtet werden, dass die benutzten Teile einen ähnlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten besitzen oder aber die Teile mit etwas Spiel angebracht sind, sodass sie sich zusammenziehen können ohne beschädigt zu werden. Außerdem sollten keine Bauteile benutzt werden, die nicht temperaturbeständig sind, also sich unter Änderung der Temperatur verbiegen oder ihre Funktion (bei elektrischen Bauteilen) verlieren. Um Beschädigungen vorzubeugen ist es außerdem sinnvoll, die Temperatur langsam zu verringern (es wird an diesem Aufbau eine maximale Änderung von 2 K/min zugelassen). Dazu ist eine Heizung in den Aufbau integriert, die über Zenerdiode die Temperaturänderung regeln kann. Außerdem lässt sich der Aufbau so schneller aufwärmen, wenn man den Kühlfinger abbauen muss.

Die Temperaturauslese findet einmal am Kühlfinger und einmal nah am Detektor statt. Das funktioniert mit PT1000 Widerständen, deren Widerstand sich mit der Temperatur ändert.

Misst man den Widerstand, lässt sich aus einer Tabelle direkt die Temperatur auslesen. Insgesamt ergibt sich so eine Genauigkeit von ca. 2 K [Ham08]. Wenn man nun in den Temperaturverlauf eingreifen will, muss berechnet werden wie groß die Heizleistung an den Heizwiderständen sein sollte, damit die festgelegte Maximaländerung nicht überschritten wird.

Die Auslese der Temperatursensoren sowie die Regelung der Heizleistung erfolgt computergestützt mit einem *LabVIEW*-Programm.

Dazu wird eine sogenannte PID-Regelung ((proportional–integral–derivative) in *LabVIEW* integriert. Jeder Term wird mit einem Vorfaktor gewichtet, den man an das jeweilige System anpassen kann [Lun10].

Der *Proportionalterm* vergleicht die gewünschte mit der gegenwärtigen Temperatur und regelt darüber die Heizleistung. Für simple Systeme ist dieser Term schon ausreichend, jedoch ist für kleine Vorfaktoren p das System sehr langsam, für große p sind Oszillationen wahrscheinlich. Außerdem ist es leicht ersichtlich, dass man beim Erwärmen niemals den gewünschten Wert erreichen und halten kann, da die Heizung beim Erreichen des Wertes ausgeschaltet wird. Der *Differenzialterm* vergleicht bei diesem Aufbau den aktuellen Wert mit dem von vor einer Minute. Wenn die Temperatur schnell steigt oder fällt, wirkt dieser Term der Entwicklung entgegen, damit die gewünschte Temperatur nicht zu schnell angefahren wird und man so keinen Überschwinger erhält. Für zu kleine Vorfaktoren d ändert das System seine Eigenschaften nicht wesentlich, für große d werden Soll-Werte zu langsam erreicht. Der *Integralterm* soll das Problem des Proportionalterms beheben: Gewünschte Temperaturen werden durch den Proportionalterm nie erreicht. Deswegen addiert dieser Term alle Abweichungen seit man das System gestartet hat. Wird ein gewünschter Wert nicht erreicht, wächst der Betrag der Summe mit der Zeit und sorgt dann für eine größere oder kleinere Heizleistung. So stellt sich allmählich der gewünschte Wert ein. Auch hier führen zu große Vorfaktoren i wieder zu Oszillationen im System, zu kleine Werte sorgen für ein langsames Erreichen der gewünschten Temperatur.

Zusammengefasst sieht die Heizleistung für die aktuelle Temperatur T_a und die gewünschte Temperatur T_g also folgendermaßen aus:

$$P = p \cdot (T_g - T_a) - d \cdot \frac{dT_a}{dt} + i \cdot \int_0^t (T_g - T_a) dt \quad (3.1)$$

Das System kann mit den Werten $p = 0,5$, $d = 1,5$ und $i = 0,003$ auf einer Temperatur von $\pm 0,5$ K gehalten werden [Ham08]. Ferner sind die Überschwinger kleiner als 3 K, solange man die Temperatur um nicht mehr als 10 K ändert. Da man die Temperatur während den Mes-

sungen so niedrig wie möglich halten will und durch die Heizung auch Störungen eingekoppelt werden können, wird die Temperaturregelung während der eigentlichen Messung abgeschaltet. Ihre Hauptaufgabe ist eher das geregelte Abkühlen und Aufwärmen des Versuchsaufbaus.

3.3 Elektronische Bauteile des Aufbaus

Wie vorher erwähnt steht im Labor ein Computer mit der Programmiersprache Lab-VIEW zur Verfügung. Ein speziell für diesen Versuchsaufbau geschriebenes, immer weiterentwickeltes Programm ermöglicht über USB ein *VME-Crate* mit Scaler und den *Ortec ADCAM MCB* Multichannelanalyser anzusteuern und alle Messungen vollautomatisch durchzuführen. So werden auch die Temperaturmessung und Regelung und die Hochspannungsquelle angesteuert. In Abb. 3.2 ist der Aufbau schematisch dargestellt. Dabei gibt die gestrichelte Trennlinie an, dass die Teile über ihr im Vakuum sind, während die anderen außerhalb liegen.

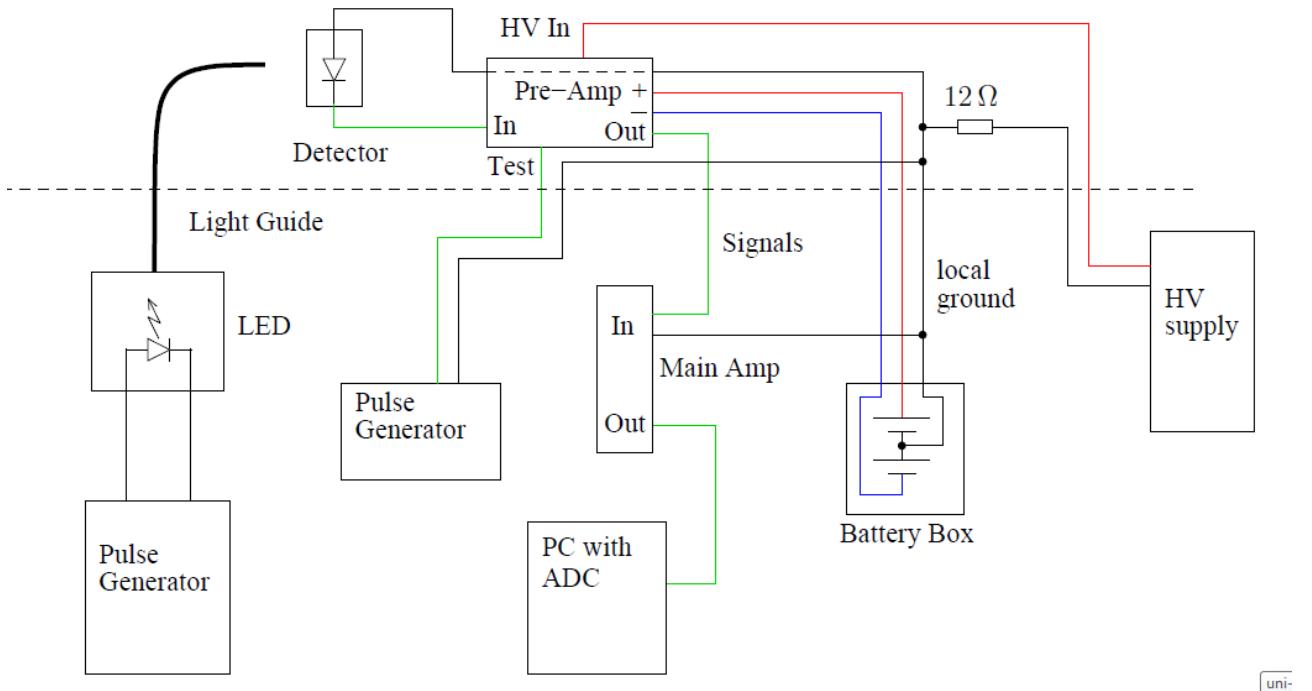


Abbildung 3.2: Schaltung der elektronischen Bauteile aus [Ham08]. Nicht mehr aktuell ist die 6V-Batteriebox, welche durch ein 12V Netzteil ersetzt wurde.

Die LED wird mit einem Pulsgenerator betrieben. Die Spannung wird zwischen 775 und

850 mV varriert. Der Puls ist 20 ns lang und hat Anstiegs- und Abfallzeiten von 5 ns. So kommen unter dem kleinen Raumwinkel, den die APD abdeckt, nur einzelne Photonen an, was durch Vergleichsmessungen mit dem CPM und den Vergleich von Spektren bei Langzeitmessungen von Dunkelereignissen mit Spektren, die mit gepulster LED aufgenommen wurden, gezeigt wurde [Jöh11].

Die Funktion des Vorverstärkers wurde in Abschnitt 2.3 ausführlich beschrieben. An dem Testpuls-Eingang ist der zweite Ausgang des Pulsgenerators angeschlossen. In Abschnitt 4.1 wird erklärt, welche Eigenschaften der Testpuls haben muss, damit man physikalisch sinnvolle Ergebnisse erzielt.

Der Ausgang des Vorverstärkers wird an einen Hauptverstärker angeschlossen. Das Gerät (*CAEN Spectroscopy Amplifier N968*) liefert eine Verstärkung von bis zu 1000 und erlaubt eine Filterung des Eingangssignals mit Zeitkonstanten zw. 0,5 μ s und 10 μ s.

Der ADC erkennt die Spannung der Eingangspulse und erstellt daraus ein Spektrum. Er hat 8192 Kanäle, die äquidistant einen Bereich von 10 V abdecken. Es kann auch noch ein Diskriminatator angeschlossen werden, um einfach nur für jedes Eingangssignal über einem bestimmten Wert (Threshold) einen logischen Puls zu erzeugen. So können Zählratenmessungen aufgenommen werden.

Während der Messungen an dem Teststand traten oft Mikrofonieprobleme auf. Wie schon vorher erwähnt, werden in diesem Aufbau viele Koaxialkabel genutzt, da bei ungeschirmten Kabeln zu viele unerwünschte Signale einkoppeln können. Diese Koaxialkabel haben eine Kapazität, sodass Mikrofonieprobleme auftreten können. Wenn diese Kabel leicht bewegt werden, kann die minimale Änderung der Leitungskapazität bei dieser hochempfindlichen Verstärkerelektronik schon Signale verursachen, die jegliche sinnvolle Messung unmöglich machen. Deswegen sollten Verbindungen zwischen den Bauteilen immer möglichst kurz gehalten werden. Mikrofonie kann aber auch an anderen Bauteilen auftreten, sodass immer auf einen festen Sitz der Komponenten auf der Platine zu achten ist. Mechanische Vibratoren werden u.a. von der an die Vakuumkammer angekoppelte Turbomolekularpumpe eingekoppelt.

In der Darstellung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers sieht man, dass viele Bauteile Verbindungen zum Erdpotential besitzen. Bei dieser hochempfindlichen Schaltung ist es einleuchtend, dass man möglichst stabile Potentiale für gute Messungen benötigt. Die Erdverbindung der Vorstufe ist mit der von der Hauptstufe des Vorverstärkers verbunden. Das zweite Erdpotential ist das der Vakuumkammer. Diese ist über die Vakuumpumpe an das Erdpotential der

Stromversorgung des Labors angeschlossen. An diesem Erdpotential sind auch der Funktionsgenerator, Oszilloskop und alle anderen Geräte angeschlossen, die eine 230V Stromversorgung haben. Es wird dabei darauf geachtet, dass eine möglichst sternförmige Erdverbindung zwischen den Geräten besteht, damit keine Erdschleifen entstehen. Da die beiden Erdpotentiale nicht zu trennen sind (Verbindung von Oszilloskop zum Ausgang des Vorverstärkers u.a), hat es sich als zweckmäßig erwiesen, die Potentiale gleich zu verbinden, da die Messergebnisse dann besser waren [Ham08].

4 Messung und Auswertung

4.1 Quantifizierung des Rauschens des Vorverstärkers

Für die Energiekalibration der Vorverstärkersignale, wird am Testeingang des Vorverstärkers ein definerter Ladungspuls benötigt. Üblicherweise wird ein Testpuls gewählt, der einem Teilchen mit 1 MeV oder 100 KeV Energie in einem Siliziumdetektor entspricht. Wie in Abschnitt 2.1 erwähnt, wird pro erzeugtem Elektron-Loch-Paar in Silizium ca. 3,67 eV Energie benötigt. Also entspricht ein solches Teilchen (wir arbeiten mit 100 keV) einer Ladung von

$$Q = \frac{100 \text{ keV}}{3,67 \text{ eV} / e} = 27248 \text{ e} = 4,377 \cdot 10^{-15} \text{ C.} \quad (4.1)$$

Diese Ladungsmenge, muss an dem Kondensator C_T des Testeingangs des Vorverstärkers (vgl. Abb. 2.10) deponiert werden. Für einen Kondensator gilt $Q = C \cdot U$, der Kondensator C_T hat eine Kapazität von $C = 0,5 \text{ pF}$, also muss ein Spannungspuls von

$$U = \frac{4,377 \cdot 10^{-15} \text{ C}}{0,5 \text{ pF}} \approx 8,8 \text{ mV} \quad (4.2)$$

angelegt werden. Der Ladungspuls kann als Referenz genutzt werden, wenn Energien quantitativ vermessen werden sollen und dient zur Bestimmung der Skala in aufgenommenen Spektren. Eine weitere wichtige Funktion ist die Quantifizierung des Rauschens des Detektors.

Um den Verstärker auf sein Rauschen hin zu überprüfen, wird der 8,8 mV Testpuls am Testeingang des Verstärkers angelegt. Dabei wird die APD nicht angeschlossen. Das Spektrum wird mit dem ADC aufgenommen und dann mit einem Datenverarbeitungsprogramm wie *Gnuplot*, *Origin*, *FitYK* o.ä. untersucht. Es wird durch einen Gauß-Fit die Position und die Halbwertsbreite des Pulses bestimmt. In Abb. 4.1 ist das aufgezeichnete Spektrum gezeigt, das ohne APD

bei einem 8,8 mV Testpuls aufgezeichnet wurde. Dabei sind die Zählraten nach 100 Sekunden Messzeit gegen die Kanäle des ADC aufgetragen. Der Gauss-Fit liefert als Peakposition den Wert 2143,82 Kanälen und die Halbwertsbreite wurde zu 13,78 Kanälen bestimmt. Die Fehler der beiden Werte ließen sich mit dem Programm *FitYK* auslesen und liegen im Bereich von 10^{-3} , sind also vernachlässigbar. Das Rauschen beträgt dann bezogen auf die Höhe des Testpulses entsprechende Energie von 100 keV

$$R_{VV} = \frac{13,78}{2143,82} \cdot 100\text{keV} = 642,77\text{eV}. \quad (4.3)$$

Dieser Wert ist deutlich geringer, als der des *CoolFET* und auch ein wenig besser als von älteren Eigenentwicklungen des IKP der Uni Münster [Ham08].

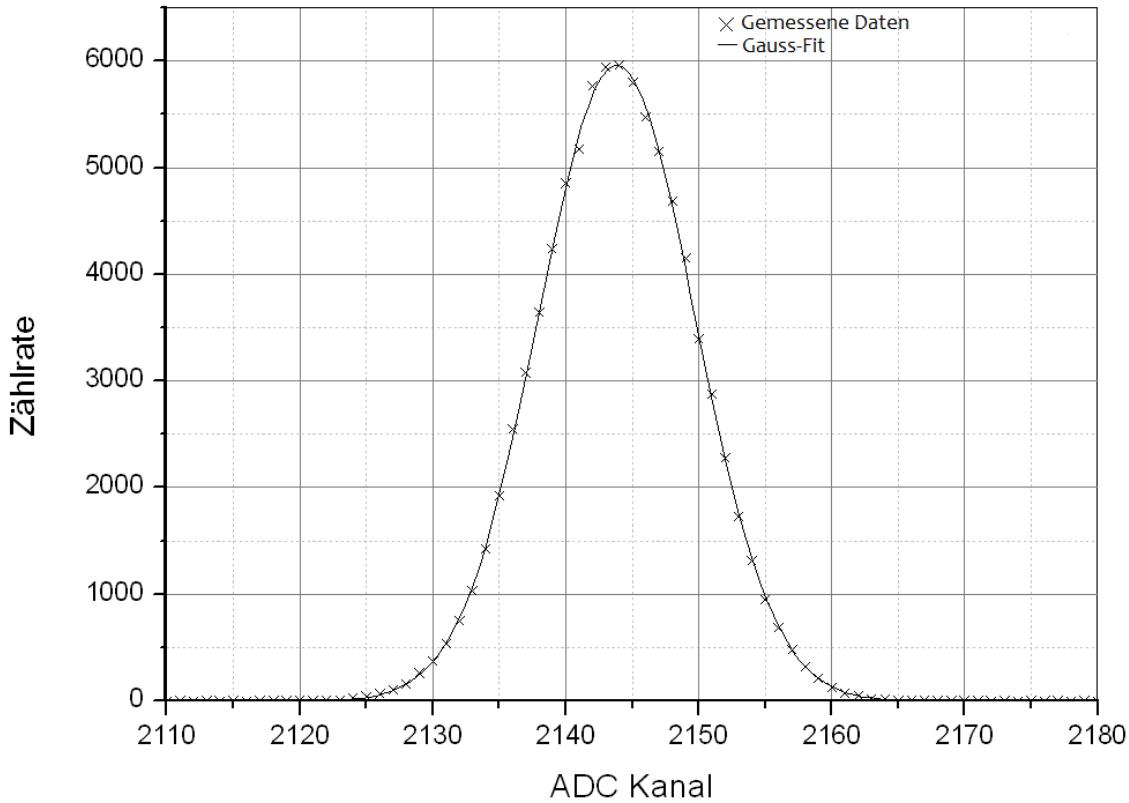


Abbildung 4.1: Am ADC aufgenommenes Spektrum (Zählrate gegen ADC Kanal) des Testpulses.

4.2 Dunkelstrommessung

Da sich durch einzelne Photoelektronen hervorgerufene Signale nicht von Dunkelereignissen unterscheiden, wird die APD für den Einzelphotonennachweis unbrauchbar, sobald ein nennenswerter Strom fließt. Deswegen wurde als erste Messung mit der APD eine Dunkelstrommessung durchgeführt. Da das Hochspannungsmodul nur auf ein Volt genau einstellbar ist, wurde von der elektrischen Werkstatt des IKP ein Gerät entwickelt an dessen Eingang die Hochspannung angeschlossen wird. Das Gerät kann dann zusätzlich bis zu vier Volt zu der Spannung hinzufügen. Die Genauigkeit liegt dabei bei 0,01 Volt. Vom Ausgang des Gerätes wird dann ein Hochspannungskabel zum Vorverstärker gelegt. Auf diese Weise wurde der Dunkelstrom einmal bei Raumtemperatur (25°C) gemessen und einmal bei -160°C . Die Genauigkeit der Stromauslese liegt bei 1 nA. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.2 gezeigt.

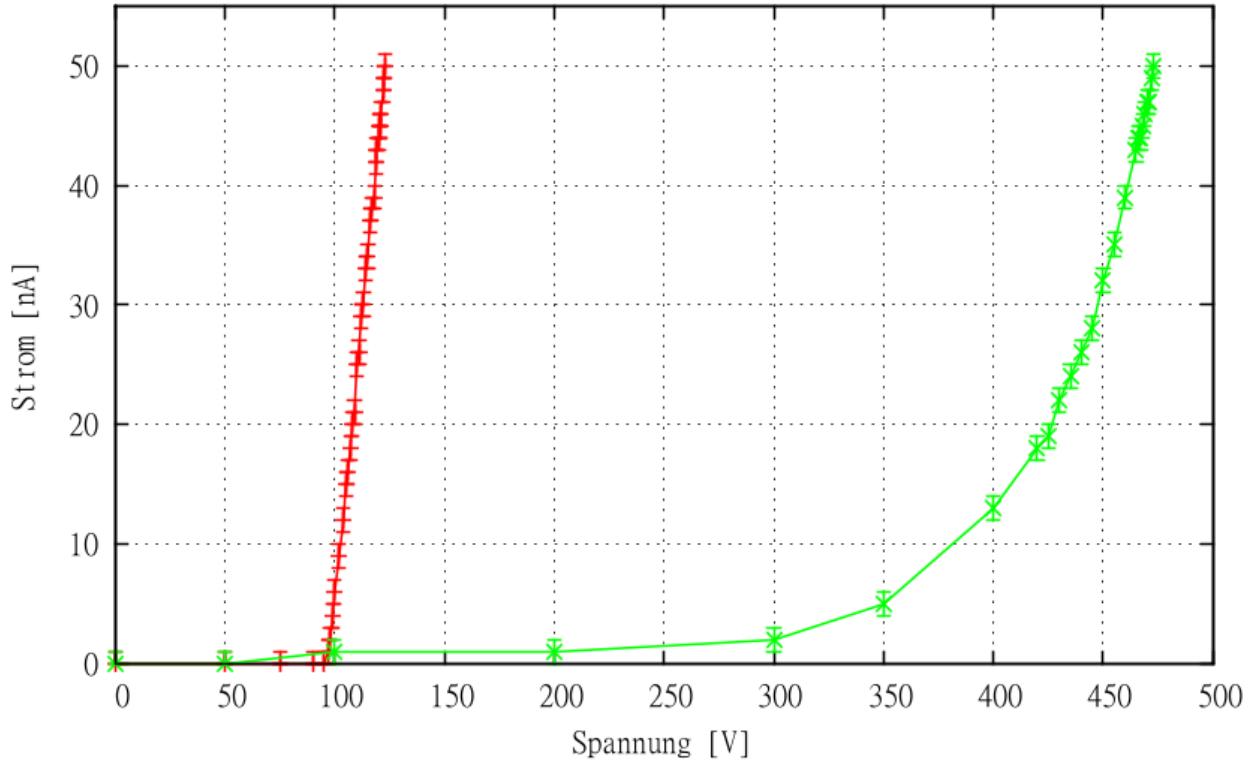


Abbildung 4.2: Dunkelstrommessung in Abhängigkeit der anliegenden Spannung für Raumtemperatur (grün) und bei $T = -160^{\circ}\text{C}$ (rot).

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Durchbruchspannung für niedrigere Temperaturen kleiner ist. Bei Raumtemperatur wächst der Strom ab Spannungen über 50 V langsam an

und zeigt einen exponentiellen Anstieg. Bei $-160\text{ }^{\circ}\text{C}$ fließt bis 96 V kein messbarer Strom, ab 97 V wächst er schlagartig an. Man sollte Messungen mit der APD also mit weniger als 97 V betreiben, um einzelne Photonen nachweisen zu können. Die Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung ist eine Folge von Phononenschwingungen. Die Schwingungszustände der Phononen sind gemäß der Bose-Einstein-Verteilung in Gleichung (4.4) besetzt, welche aussagt, dass die Phononen bei hoher Temperatur im Mittel höhere Schwingungszustände besetzt sind:

$$N = \frac{1}{\exp(h\nu/k_bT) - 1} \quad (4.4)$$

Dabei ist N die mittlere Besetzungszahl des Quantenschwingungszustandes mit der Energie $E = h\nu$ bei der Temperatur T . Die freie Weglänge λ der Elektronen im Halbleiter ist im Wesentlichen antiproportional von den Phononenschwingungen abhängig und deswegen umso länger, je niedriger die Temperatur ist. Dieser Zusammenhang ist in Gleichung (4.5) gezeigt, wobei λ_0 die freie Weglänge der Elektronen für $T = 0\text{ K}$ ist.

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2N + 1} \quad (4.5)$$

Gewinnen die Elektronen während ihrer mittleren freien Weglänge durch die angelegte Spannung eine Energie, die größer als die Bandlückenenergie E_g ist, so können Elektron-Loch-Paare durch Stoßionisation erzeugt werden und die Diode wird leitend. Insgesamt folgt für die Durchbruchspannung dann

$$U_d = \frac{E_g d}{e\lambda_0} \cdot (2 < N > +1). \quad (4.6)$$

Die Größe d steht dabei für die Dicke der Verarmungszone der Diode. Die Bandlückenenergie wird dabei als linear abhängig von der Temperatur angenommen. Eine genaue Herleitung dieses Phänomens, Annahmen für bestimmte Werte und die experimentelle Überprüfung befinden sich in [Agg01]. In Abb. 4.3 ist der Verlauf der Durchbruchsspannung einer GaN p-n-n⁺ Diode gezeigt. Im Datenblatt der APD wird ein linearer Temperaturkoeffizient von $k = 3,5\text{ V/}^{\circ}\text{C}$ angegeben. Dieser Wert wurde offensichtlich bei hohen Temperaturen bestimmt, für die der Zusammenhang zwischen Temperatur und Durchbruchsspannung noch als näherungsweise linear angenommen werden kann. Für unsere beiden Dunkelstrommessungen kann dieser Koeffizient nicht bestätigt werden (unsere Messung liefert ca. $k = 2\text{ V/}^{\circ}\text{C}$ bei Annahme eines linearen Zusammenhangs) da die Durchbruchsspannungen für niedrige Temperaturen nicht mehr linear mit der Temperatur verläuft.

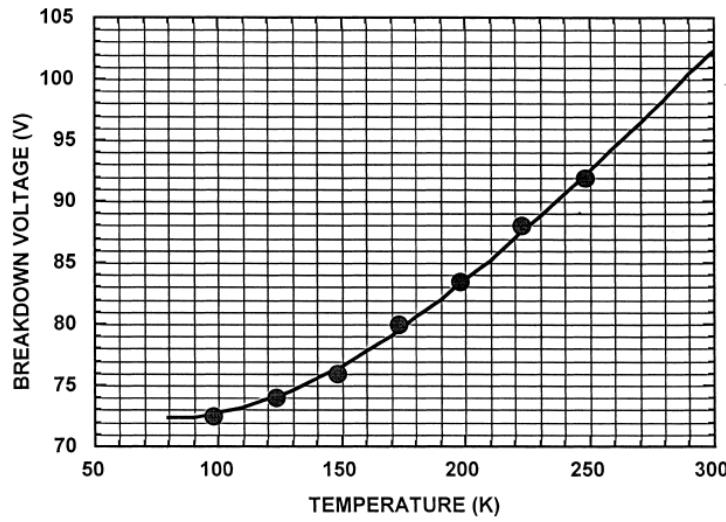


Abbildung 4.3: Durchbruchspannung einer GaN p-n-n⁺ Diode aufgetragen gegen die Temperatur. Die Kurve zeigt die theoretischen Werte, die Punkte zeigen die experimentelle Überprüfung [Agg01].

4.3 Verstärkungsmessung

Für den Einzelphotonennachweis mit APDs ist die maximal erreichbare Verstärkung eine wesentliche Größe. Um diese zu ermitteln wird folgendermaßen vorgegangen. Bei konstanter Temperatur (möglichst gering, bei der Messung für die *Hamamatsu S11518-30* APD etwa -160°C) werden Spektren mit dem ADC für unterschiedliche Spannungen an der APD aufgenommen. Dabei wird mit der LED Licht in die Kammer eingekoppelt und fällt auf die APD. Ein typisches Spektrum für eine Messung weit unter der Durchbruchsspannung ist in Abb. 4.4 gezeigt. Dabei wurde der Threshold am ADC so eingestellt, dass das elektronische Rauschen abgeschnitten wird. In dem Spektrum sind LED-Puls und Testpuls deutlich zu erkennen.

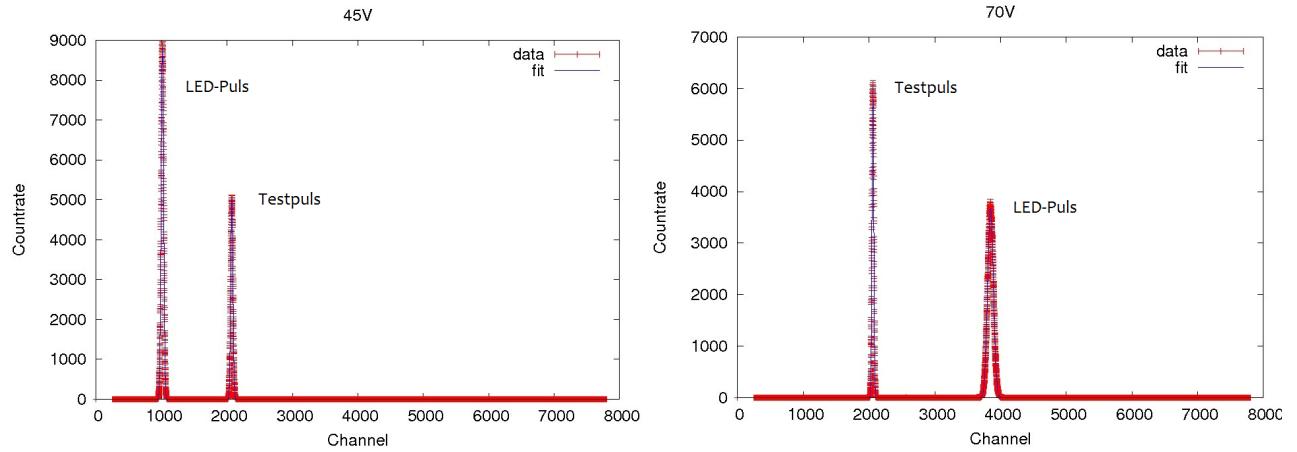


Abbildung 4.4: Mit dem ADC aufgenommene Spektren am ADC, links bei 45 V, rechts bei 70 V Sperrspannung. Der LED-Puls verbreitert sich gemäß der Formel (2.4) und wandert zu höheren Kanälen.

Um die Verstärkung zu bestimmen, wird zunächst bei geringer Sperrspannung (in unserem Fall 0,1 V) die Verstärkung als $M = 1$ definiert, d.h. es findet bei einer so geringen Spannung noch kein Lawineneffekt in der APD statt. Mit dem Programm *FitYK* wird dann ein Gauss-Fit durch den LED-Puls gelegt und dessen Position und für weitere Auswertungen auch die Pulsbreite bestimmt. Mit höheren Spannungen wandert der LED-Puls im Spektrum zu höheren Kanälen, das heißt, dass in der APD eine Ladungsvervielfältigung stattfindet und deswegen am ADC höhere Spannungspulse aufgenommen werden. Das Verhältnis von Position des LED-Pulses bei hohen Spannungen zur Position bei 0,1 V gibt die Verstärkung der APD an:

$$M(U) = \frac{\text{LED-Puls-Position}(U)}{\text{LED-Puls-Position}(U=0,1 \text{ V})}. \quad (4.7)$$

Erhöht man die Spannung kontinuierlich, wandert der LED-Puls nach rechts aus dem Spektrum heraus und man muss auf eine einfache Methode zurückgreifen, um den Puls weiterhin im Spektrum zu halten. Dazu wird bei der letzten Spannung, bei der die LED-Puls Position noch im Spektrum liegt, ein weiteres Spektrum aufgenommen, allerdings mit geringerer LED-Amplitude und somit einer geringeren Photonenrate an der LED. Da die Verstärkung bei der Spannung für beide Messungen gleich ist, wird das Verhältnis der Positionen der beiden LED-Pulse berechnet, was dann den einen Korrekturfaktor G für die Verstärkung angibt. Misst man dann weiter mit

der geringeren LED-Amplitude für höhere Spannungen muss der Faktor G bei der Berechnung der Verstärkung einfließen. Die Verstärkung ergibt sich dann zu

$$M(U) = \frac{\text{LED-Puls-Position}(U)}{\text{LED-Puls-Position}(U=0,1 \text{ V})} \cdot G, \quad (4.8)$$

wenn die LED-Amplitude einmal geändert wurde. Dieses Verfahren muss meist mehrere Male wiederholt werden, da die Verstärkung über mehrere Größenordnungen anwächst. Die Ergebnisse der Verstärkungsmessung sind in Abb. 4.5 mit Fehlerbalken gezeigt. Als Ungenauigkeiten wurden die Fehler der Positionsbestimmungen des Fits aus *FitYK* angenommen.

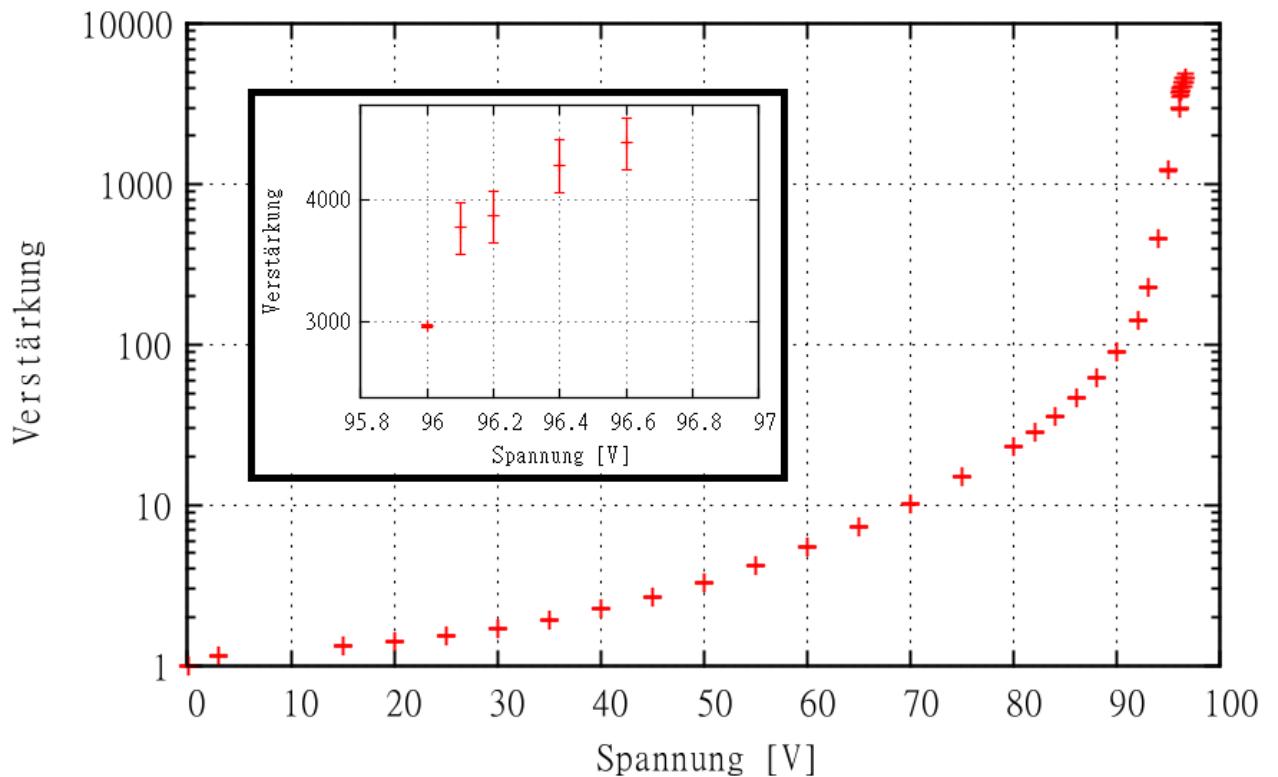


Abbildung 4.5: Verstärkung der APD aufgetragen gegen die anliegende Spannung U mit Fehlerbalken gemessen bei -160°C, Zoom für Spannungen nahe der Durchbruchspannung

Die Verstärkungskurve zeigt das zu erwartende Verhalten für APDs. Die aus dem Fit resultierende Unsicherheit liegt für alle Werte bis zu 96 V bei unter einem Prozent. Darüber hatten die Peaks in den Spektren sehr große Halbwertsbreiten und weichen immer mehr vom Gauss-Profil ab. *FitYK* konnte die Positionen der Peaks dann nicht mehr finden, sodass diese

manuell gesucht werden mussten. Die Fehler bei der Bestimmung wurden für diese Datenpunkte konservativ abgeschätzt. Deswegen liegen die Fehler über 96 V bei ca. 6%, was aber noch akzeptabel ist.

Betrachtet man das Datenblatt der APD, erkennt man für die Verstärkungen von 2000 einen linearen Zusammenhang zwischen Spannung und Temperatur im vermessenen Bereich von 60°C bis -20°C. Vergleicht man dies mit unserer Messung, muss wieder festgestellt werden, dass der lineare Zusammenhang zwischen Temperatur und Durchbruchsspannung offensichtlich nicht für niedrige Temperaturen gilt. Für -160°C würde man eine Verstärkung von 2000 bei ca. 50 V erwarten, jedoch liegt diese zwischen 95 und 96 V.

4.4 Dunkel- und Einzelphotonen-Spektrum

Mit dem ADC wurde über einen Zeitraum von 300 Sekunden (totzeit korrigiert) ein Spektrum ohne LED-Puls und eins mit einem LED-Puls (Wellenlänge 628 nm) von 0,8 mV aufgenommen. Diese Messung wurde bei einer Spannung von 96,4 V durchgeführt. Die beiden Spektren wurden dann voneinander subtrahiert. Auf diese Weise kann erkannt werden, wie groß die Ladungspulse sind, die von Einzelphotonen erzeugt werden. In Abb. 4.6 erkennt man, dass Rauschereignisse im wesentlichen Ladungspulse erzeugen, die im Spektrum des ADC bei Kanälen unter 50 liegen. Darunter steigt die Zählrate exponentiell an. Auch im Spektrum, das mit LED-Puls aufgenommen wurden, ist die Zählrate bei Kanälen <50 durch die Rauschereignisse stark erhöht, jedoch wurden auch Ereignisse bei höheren Kanälen aufgezeichnet. Betrachtet man die Differenz, sieht man, dass ein Teil der Einzelphotonenereignisse unterhalb der Rauschkante bei <50 Kanälen aufgezeichnet werden. Es ist mit dieser APD also nicht möglich Einzelphotonenereignisse vom elektronischen Rauschen zu trennen. Entweder es wird sehr viel Rauschen mit aufgezeichnet oder es geht ein Teil vom Signal verloren. Bei den niedrigen Photonenraten, die beim Spectrap-Experiment erwartet werden, ist dies ein zu beachtender Nachteil. Insgesamt zeigt diese Messung jedoch, dass die APD definitiv Einzelphotonen nachweisen kann. Mit der Wahl eines geeigneten Thresholdwerts kann unter Zählrateneinbußen sichergestellt werden, dass der signifikante Teil der gemessenen Signale durch Einzelphotonen erzeugt wurde.

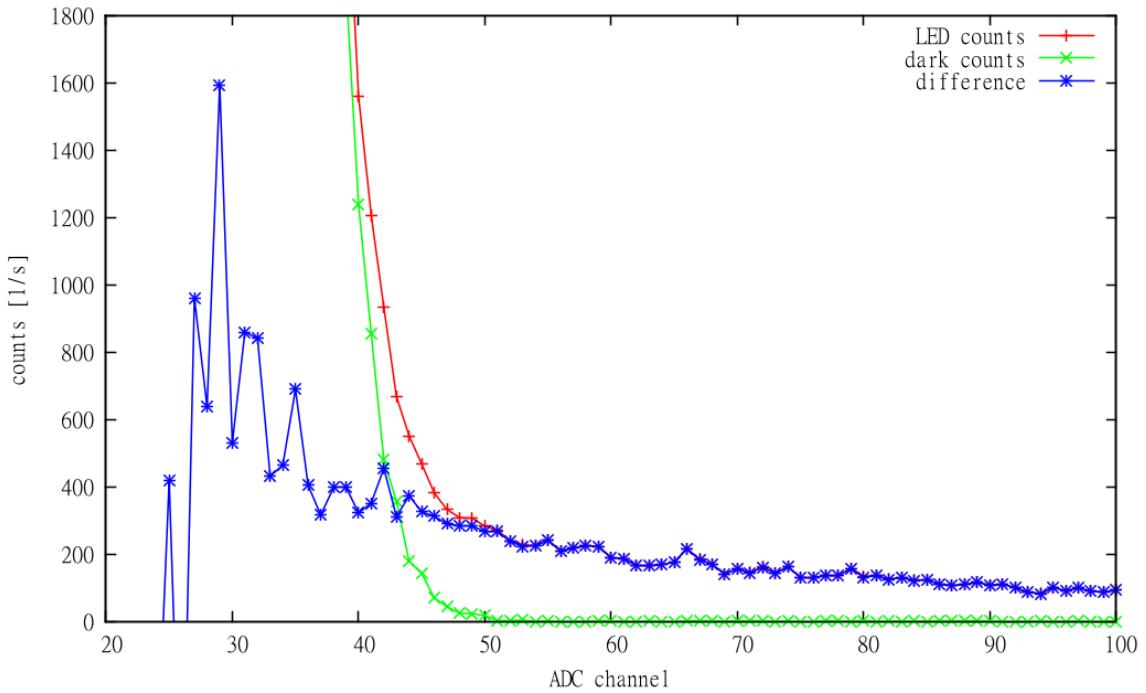


Abbildung 4.6: Dunkelzählrate (grün), LED-Zählrate (rot) und die Differenz (blau) aufgetragen gegen die Kanäle des ADC

4.5 Zählratenmessung

Um zu bestimmen, bei welcher Spannung und welchem Threshold die besten Messungen erzielt werden, wurden Spannung und Threshold variiert und jeweils Dunkelzählrate und Zählrate mit gepulster LED bestimmt. Die Spannung wurde von 90 V bis 96 V in Schritten von einem Volt und von 96 V bis 96,6 V in 0,1 V Schritten variiert. Der Threshold wurde für jede Spannung von 20 mV bis 60 mV in 2 mV Schritten eingestellt. An jedem Messpunkt wurde dann 30 mal die Zählrate in einer Sekunde mit angeschalteter LED und 30 Werte ohne LED aufgenommen. Die produzierten Daten wurden dann mit einem Algorithmus ausgewertet, der jeweils die Mittelwerte der Zählraten für jede Spannung und Threshold errechnet. Dabei werden Messwerte, die mehr als doppelt so groß waren wie der Mittelwert, herausgefiltert. Erhöhte Zählraten aufgrund von externen Störungen gingen so nicht mit in die Messung ein. Der Algorithmus erstellt zum Schluss eine Datei, die für die vermessenen Spannungen und Thresholds die Dunkelzählrate, die Zählrate mit LED, deren Differenz und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (Signal-to-Noise-Ratio

SNR) angibt. Dabei wird das SNR wie folgt berechnet:

$$\text{SNR} = \frac{\text{Zählrate} - \text{Dunkelzählrate}}{\text{Dunkelzählrate}}. \quad (4.9)$$

Die Ergebnisse sind in den Abb. 4.7 bis 4.10 graphisch dargestellt.

Abbildung 4.7 zeigt deutlich, dass für Thresholds größer als 30 mV fast keine Dunkelereignisse mehr detektiert werden. Abb. 4.8 zeigt, dass die Zählrate für Thresholds unter 30 mV sehr groß wird. Für höhere Thresholds fällt die Zählrate ab, ebenso für niedrige Spannungen. Dort ist die Verstärkung zu klein ist und alle Ereignisse gefiltert werden. Bei hohen Spannungen fällt die Zählrate wie zu erwarten langsam mit größer werdendem Threshold ab.

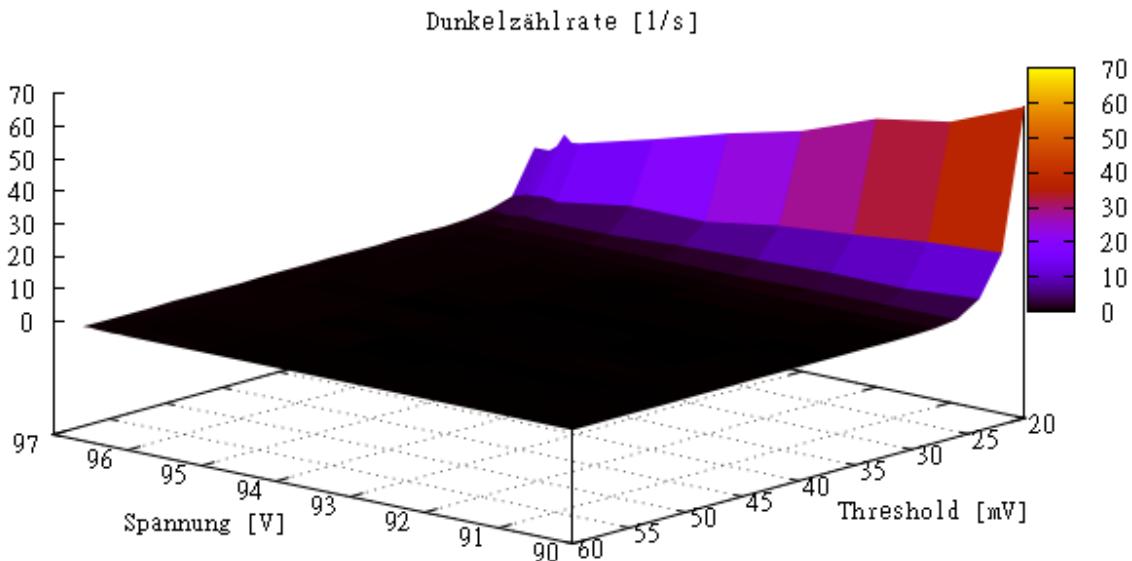


Abbildung 4.7: Dunkelzählrate aufgetragen gegen Spannung und Threshold.

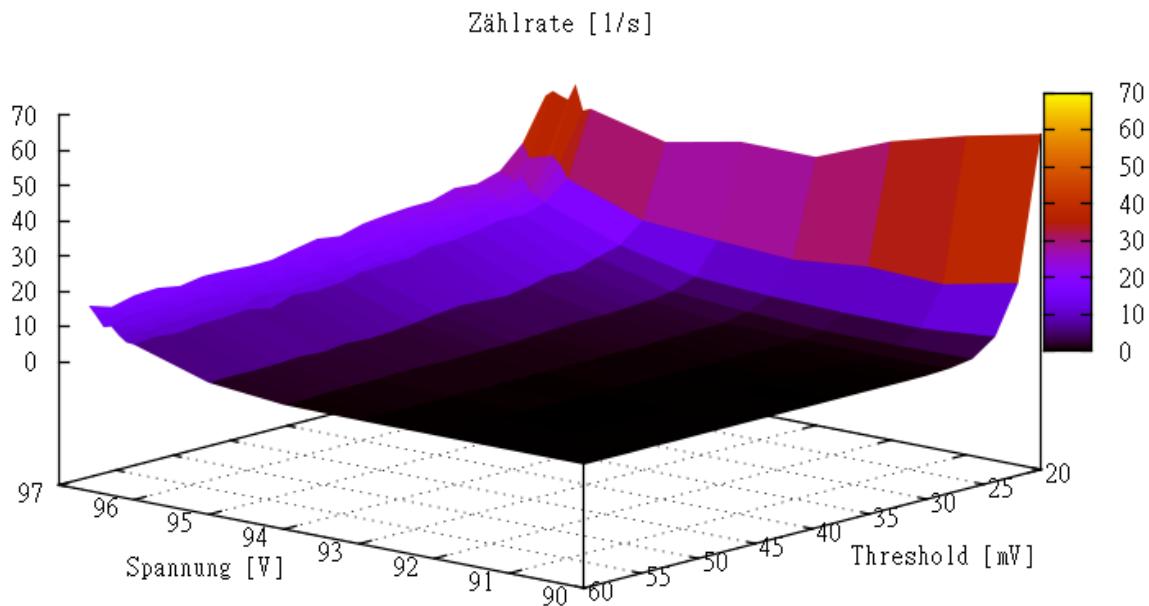


Abbildung 4.8: Zählrate mit LED aufgetragen gegen Spannung und Threshold.

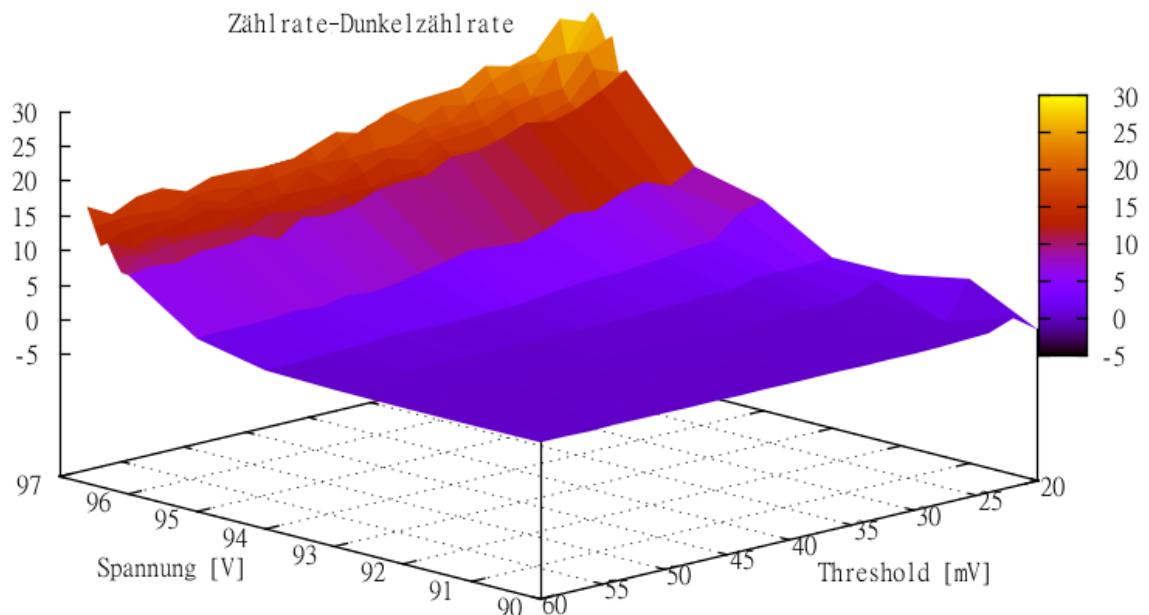


Abbildung 4.9: Differenz der Zählrate und Dunkelzählrate aufgetragen gegen Spannung und Threshold.

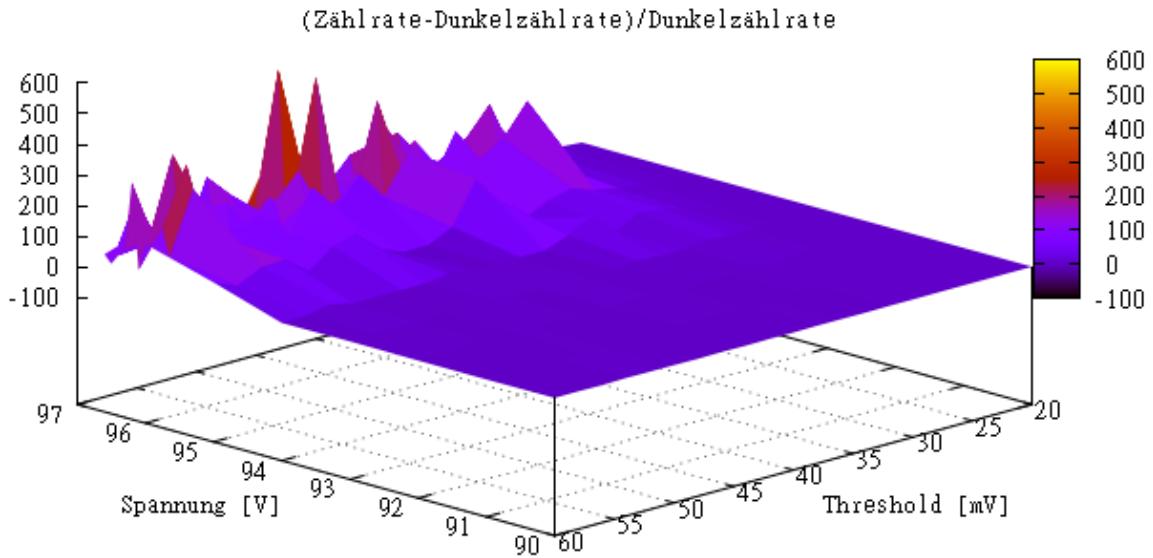


Abbildung 4.10: SNR aufgetragen gegen Spannung und Threshold.

Abb. 4.9 zeigt die Differenz der Messungen mit und ohne LED-Puls. Bei niedrigen Spannungen und hohen Thresholds ist die Differenz Null, da dort sowohl Zähl- als auch Dunkelzählrate Null sind. Für hohe Spannungen fällt die Differenz mit größeren Thresholds ab. Abb. 4.10 zeigt schließlich das Verhältnis der untergrundbereinigten Einzelphotonensignale zur Dunkelzählrate. Die Dunkelzählrate ist bei Thresholdwerten über 25 mV sehr gering und daher starken statistischen Schwankungen unterlegen. Diese treten auch in der SNR deutlich zutage. Leider kann so der Operating Point nicht sehr leicht bestimmt werden, da wir kein lokales Maximum erkennen können. Jedoch ist zu erkennen, dass bei Spannungen >94 V und Thresholds >30 mV Threshold das SNR im allgemeinen hoch ist. Es wurde für die weiteren Messungen daher eine Spannung von 96,4 V und ein Threshold von 30 mV gewählt.

4.6 Kalibrierung des Gitterspektrographen

Um in der Vakuumkammer Licht mit verschiedenen Wellenlänge einkoppeln zu können, wird eine optische Faser an das Fenster der Vakuumkammer angeschlossen, die mit dem Gitterspektrographen verbunden ist. Um die Faser möglichst gut vor unerwünschten Lichteinkopplungen zu schützen, ist sie durch einen schwarzen Plastikschauch geschirmt. Dieser wurde mit einem schwarzen Tuch umwickelt und zusätzlich noch mit Alufolie umhüllt, damit kein Restlicht aus der Umgebung die Messungen stören kann. Der Spektrograph ist in einer Kiste aufgestellt, die

auch zur Abschirmung von Störlicht benutzt wird. Das Gerät selbst ist in einem lichtdichten Metallkasten, der in Abb. 4.11 gezeigt ist. Rechts lassen sich beliebige Lichtquellen anschließen, für Messungen mit APDs wird eine Glühlampe mit Schwarzkörperspektrum benutzt. Das Licht wird zuerst zwei mal gespiegelt, bevor es auf das Gitter trifft. Nach dem Gitter folgt ein weiterer Spiegel, bevor das Licht am Ausgang in die optische Faser geführt wird. Links ist ein Elektromotor angeschlossen, der das Gitter gemäß der in Abschnitt 2.4 erklärten Methode dreht. Der Motor hat einen Zähler, an dem immer die momentane Drehweite abgelesen werden kann. Diese wird im folgenden in Skalenteilen (Skt) angegeben. Die Einstellung kann per Hand und über USB mit dem Programm *LabVIEW* angesteuert werden, sodass mit wenig Aufwand komplette Spektren von ca. 400 nm bis 1100 nm aufgenommen werden können.

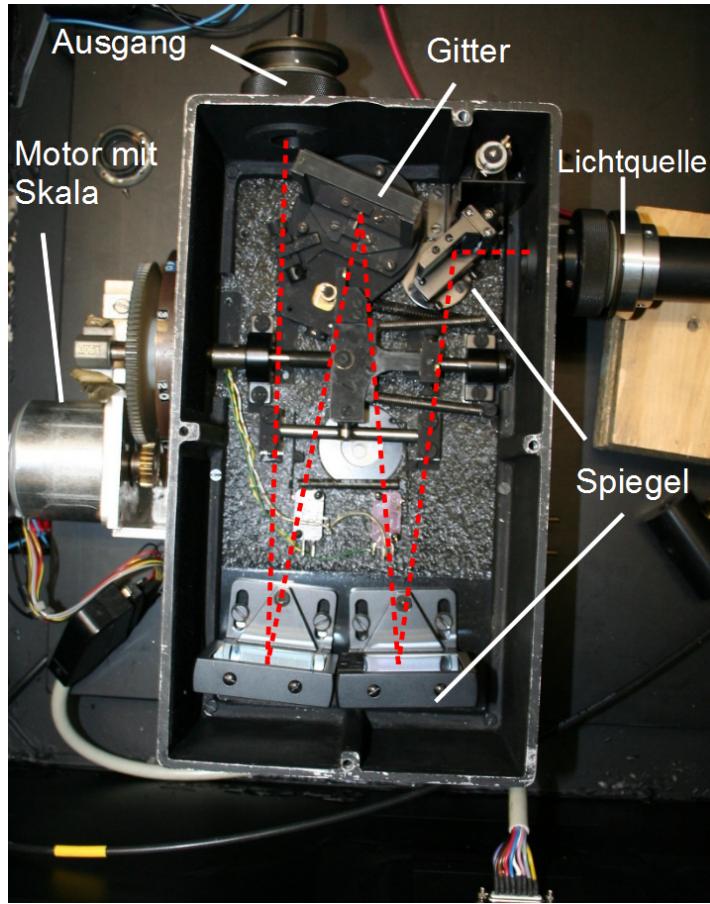


Abbildung 4.11: Gitterspektrograph ohne Deckel: Wichtige Bauteile sind markiert, der Strahlverlauf ist rot gestrichelt gezeichnet.

Um den Gitterspektrographen zu kalibrieren, wurde eine Diode mit bekannter Quanteneffizienz am Ausgang eingebaut (Modell *Thorlabs FDS 100-CAL*). Am Eingang des Spektrographen wurde eine Cadmium-Quecksilber-Dampflampe installiert und das Wellenlängespektrum von ca. 400 nm bis 1000 nm aufgezeichnet. Abbildung 4.12 enthält das gemessene Spektrum.

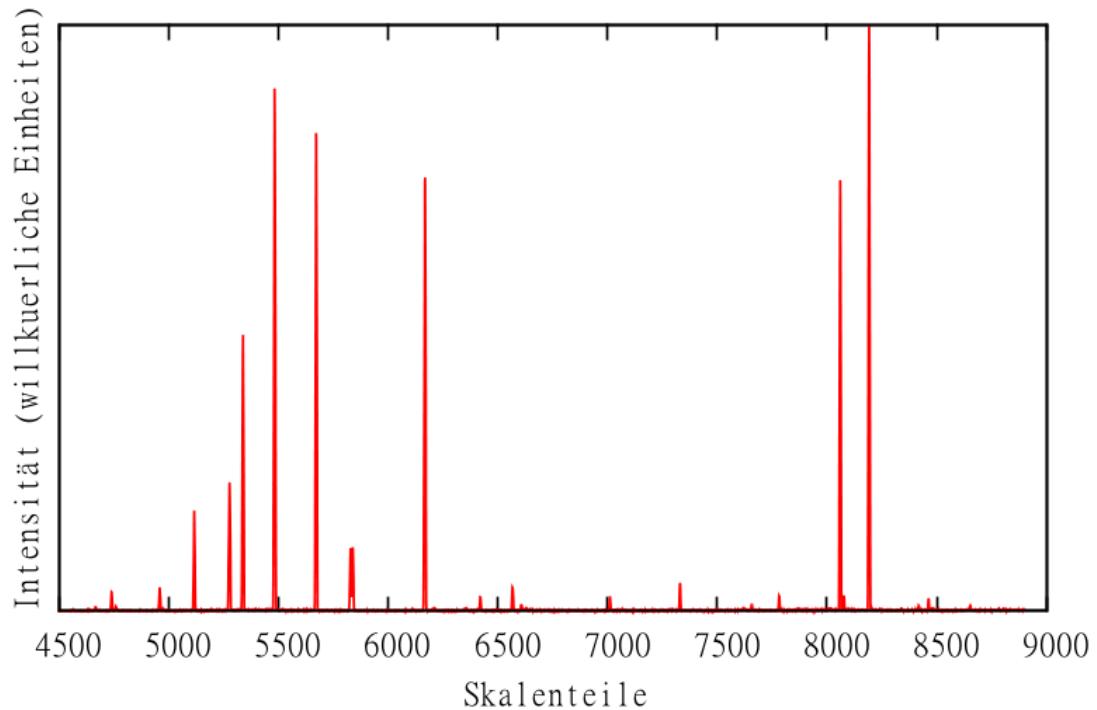


Abbildung 4.12: Mit der Photodiode gemessenes Spektrum der Cadmium-Quecksilber-Dampflampe in willkürlichen Einheiten aufgetragen gegen die Skalenteile des Spektrographen.

In Referenz [RC98] sind die zu erwartenden Emissionspeaks der beiden Elemente in relativen Einheiten in Abhängigkeit der Wellenlänge angegeben. Da sehr viele Peaks unterschiedlicher Intensität gemessen wurden und die spektrale Empfindlichkeit der Diode in diesem Bereich um den Faktor 5 variiert, war es nicht möglich die Peaks direkt zu identifizieren und somit die Kalibrierung festzulegen. Dieses Problem wurde gelöst, indem zwei Laser unterschiedlicher, aber bekannter Wellenlänge (532 nm und 628 nm) an den Spektrographen angeschlossen wurden, um eine erste, grobe Kalibrierung zu ermitteln, die eine Erkennung der Peaks im Spektrum der Dampflampe ermöglichte. Insgesamt wurden zehn Peaks zur Kalibrierung herangezogen. Der lineare Zusammenhang zwischen Skalenteilen und Wellenlänge konnte mit dem Datenverarbei-

tungsprogramm *FitYK* gezeigt werden und wurden zu

$$\lambda = (0,1967 \pm 0,0003) \frac{\text{nm}}{\text{Skt}} \cdot s - (570,0930 \pm 1,6465) \text{ nm} \quad (4.10)$$

bestimmt. *FitYK* benutzt zur Bestimmung der Fehler die Methode der kleinsten Fehlerquadrate.

4.7 Bestimmung der Photodetektionseffizienz

Die bestimmung der Quanteneffizienz ist unabdingbar, wenn man eine APD für das SPECTRAP-Experiment untersucht. Wir wollen die PDE für den kompletten Wellenlängebereich von 400 bis 1100 nm bestimmen. Es müssen dazu einige Messungen durchgeführt werden, die im Folgenden genau erläutert werden.

Am Gitterspektrograph wurde die Cadmium-Quecksilber-Dampflampe durch eine Glühlampe ausgetauscht, welche ein Schwarzkörperspektrum abstrahlen sollte. Am Ausgang des Spektrographen wurde die Lichtleiterfaser angeschlossen und deren Ende auf die kalibrierte Si-photodiode des Typs *Thorlabs FDS 100-CAL* geführt. Dann wurde der an der Diode erzeugte Photostrom in Abhängigkeit der Wellenlänge aufgezeichnet. Diese Messung wurde mit einem *LabVIEW*-Programm vorgenommen und ist in Abb. 4.13 graphisch dargestellt.

Da wir wissen wollen, wie groß die Photonenrate am Ende der optische Faser des Gitterspektrographen ist, muss dieses Spektrum noch durch die in Abb. 4.14 gezeigte Quanteneffizienz der Diode geteilt werden. So kann die Photonenrate in willkürlichen Einheiten am Ende der optischen Faser des Spektrographen in Abhängigkeit der Wellenlänge angegeben werden (vgl. Abb. 4.15). Der gemessene Verlauf der Lichtausbeute mit der Wellenlänge weicht von einem Schwarzkörperspektrum ab, da insbesondere die Transmission des Gitterspektrographen eine Wellenlängenabhängigkeit aufweist. Glühbirnen haben typischerweise Betriebstemperaturen von 2500 K, sodass man das Maximum des Schwarzkörperspektrums bei etwas 1000 nm erwartet. Tendenziell entspricht der beobachtete Verlauf der Lichtintensität dieser Erwartung.

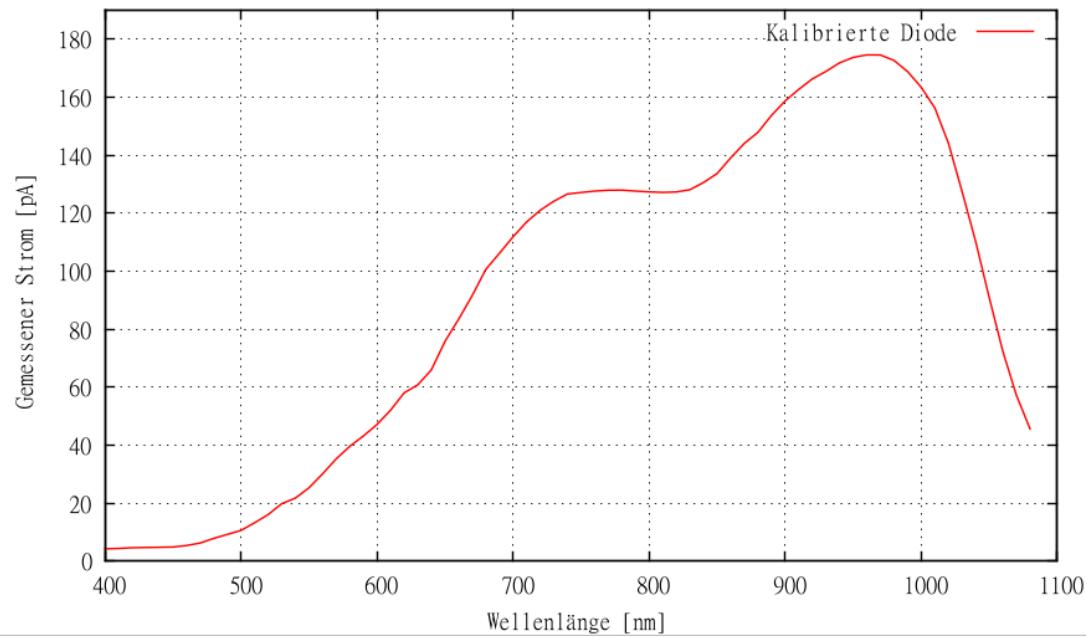


Abbildung 4.13: Mit der Diode gemessener Photostrom aufgetragen gegen die eingestellte Wellenlänge am Spektrographen.

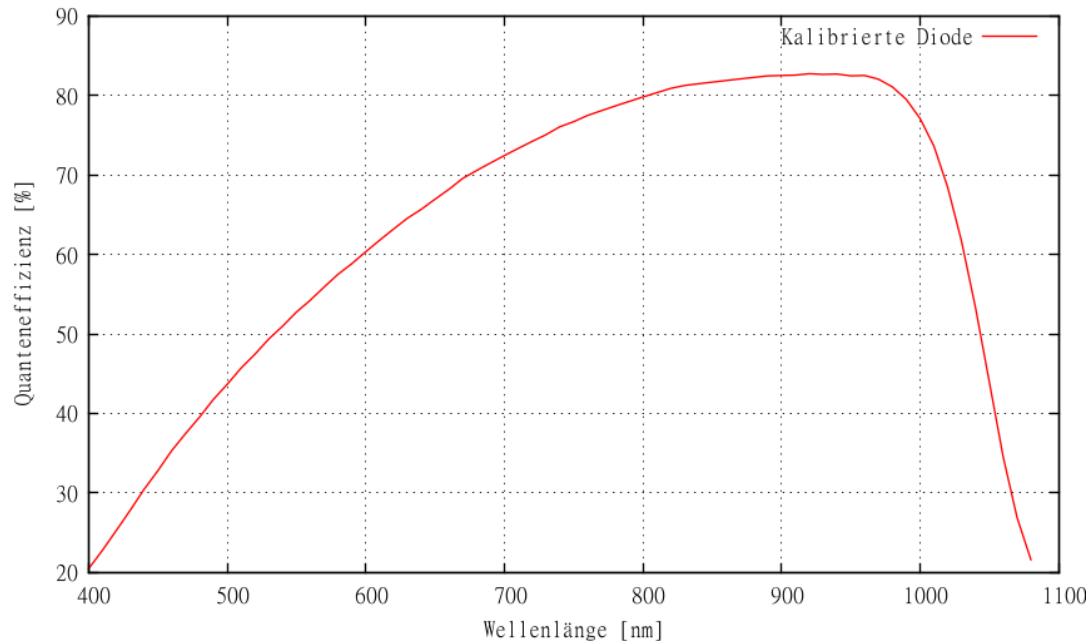


Abbildung 4.14: Quanteneffizienz der *Thorlabs FDS 100-CAL* Photodiode in Abhängigkeit der Wellenlänge.

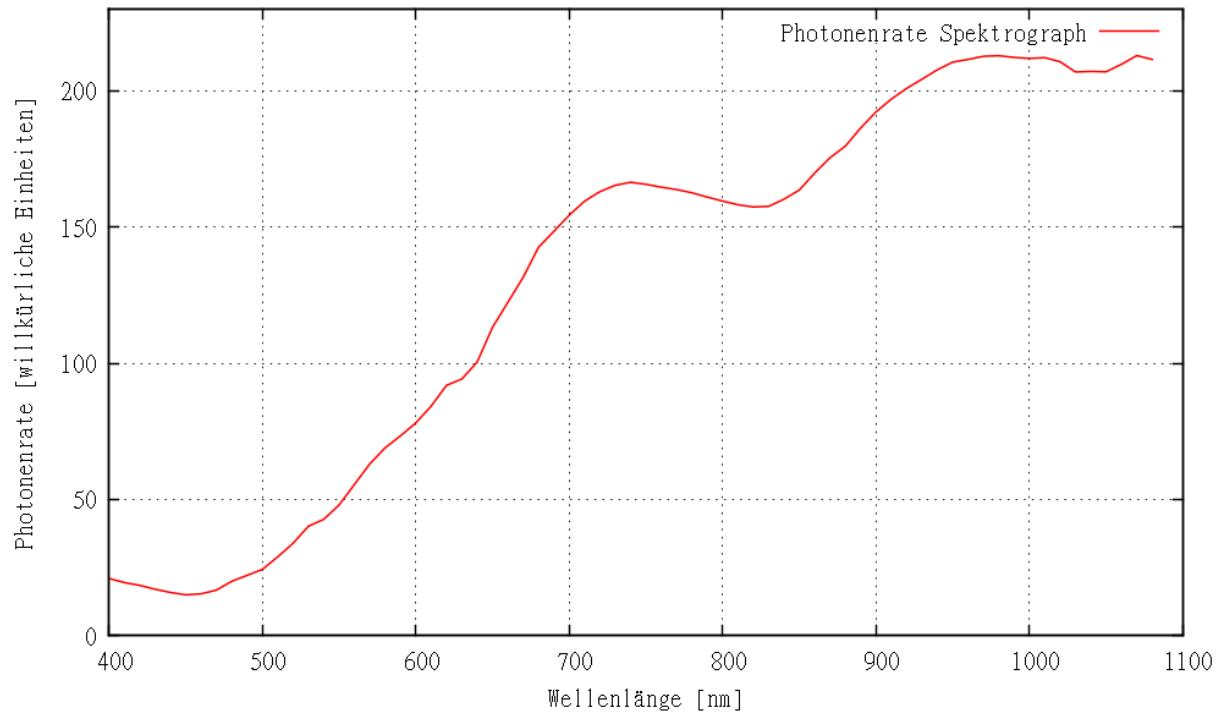


Abbildung 4.15: Photonenrate des Spektrographen in willkürliche Einheiten aufgetragen gegen die Wellenlänge.

Als nächstes wurde die APD in den Aufbau eingebaut und Zählratenmessungen mit und ohne eingeschalteter Glühlampe für alle Wellenlängen aufgenommen. Der schon vorher benutzte Computeralgorithmus wurde wieder zur Datenauswertung benutzt und gab für jede Wellenlänge die Dunkelzählrate, die Zährlrate mit Glühlampe sowie deren Differenz aus. Die Menge der Ereignisse, die durch Photonen verursacht wurde, ist in Abb. 4.16 gezeigt.

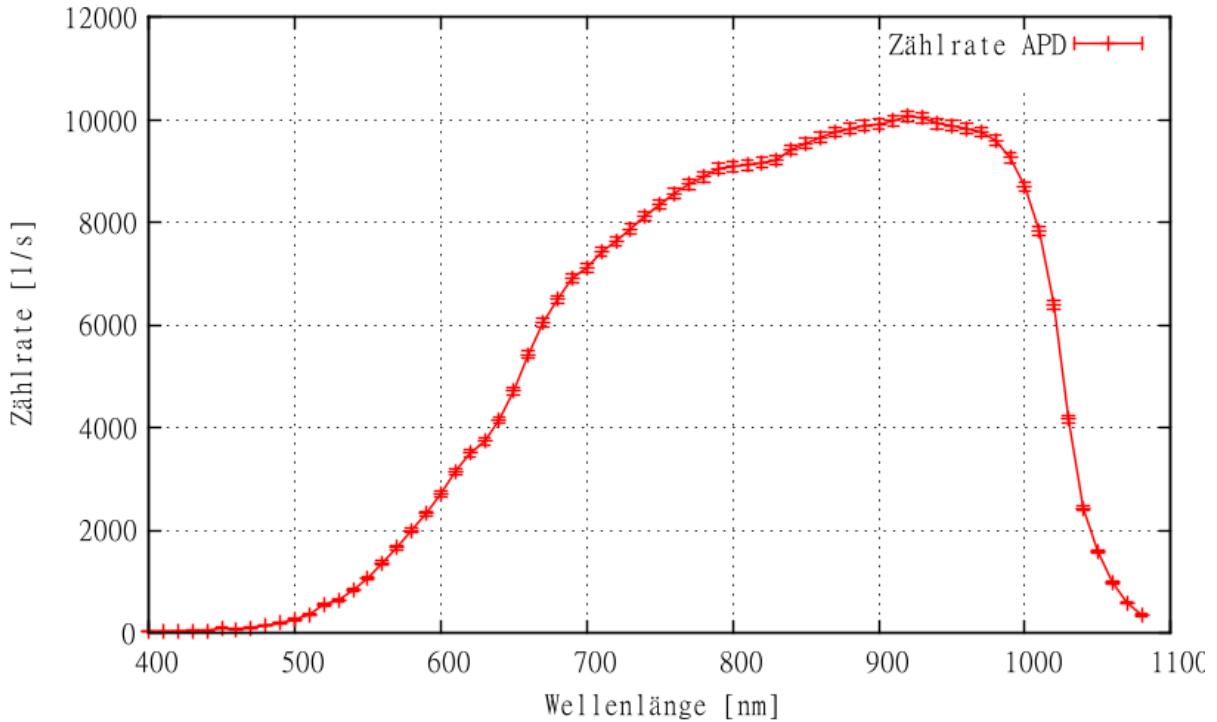


Abbildung 4.16: Durch Photonen verursachte Zählrate an der APD aufgetragen gegen die Wellenlänge. Da es sich um ein Zählratenexperiment handelt, ist der Fehler bei einer Zählrate von N durch \sqrt{N} gegeben.

An dieser Stelle muss die Zählrate der APD durch die Photonenrate geteilt werden, damit man die Photodetektionseffizienz als Funktion der Wellenlänge darstellen kann. Diese ist dann aber noch in willkürlichen Einheiten angegeben, was das Ergebnis nicht vergleichbar zu anderen APDs macht. Deswegen wurde mit einem Channel Photo Multiplier (CPM) der Firma *Perkin Elmer*, Modell (1993 P) eine Referenzmessung bei 560 nm durchgeführt. Dieser CPM kann Einzelphotonen nachweisen und zählte $(442,4 \pm 21,0)$ Einzelphotonen pro Sekunde. Die Firma gibt die Quanteneffizienz des Gerätes mit 6,1% an. Leider ist keine Ungenauigkeit angegeben, mit der diese Messgröße bestimmt wurde. Die tatsächliche Photonenrate für diese Wellenlänge ergibt sich zu $(7252,5 \pm 344,8)$ Photonen pro Sekunde bestimmt worden. Mit diesem Kalibrationspunkt kann dann die Photodetektionseffizienz der APD bestimmt werden.. Sie liegt bei $(18,7 \pm 0,5)\%$ für diese Wellenlänge. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.17 gezeigt.

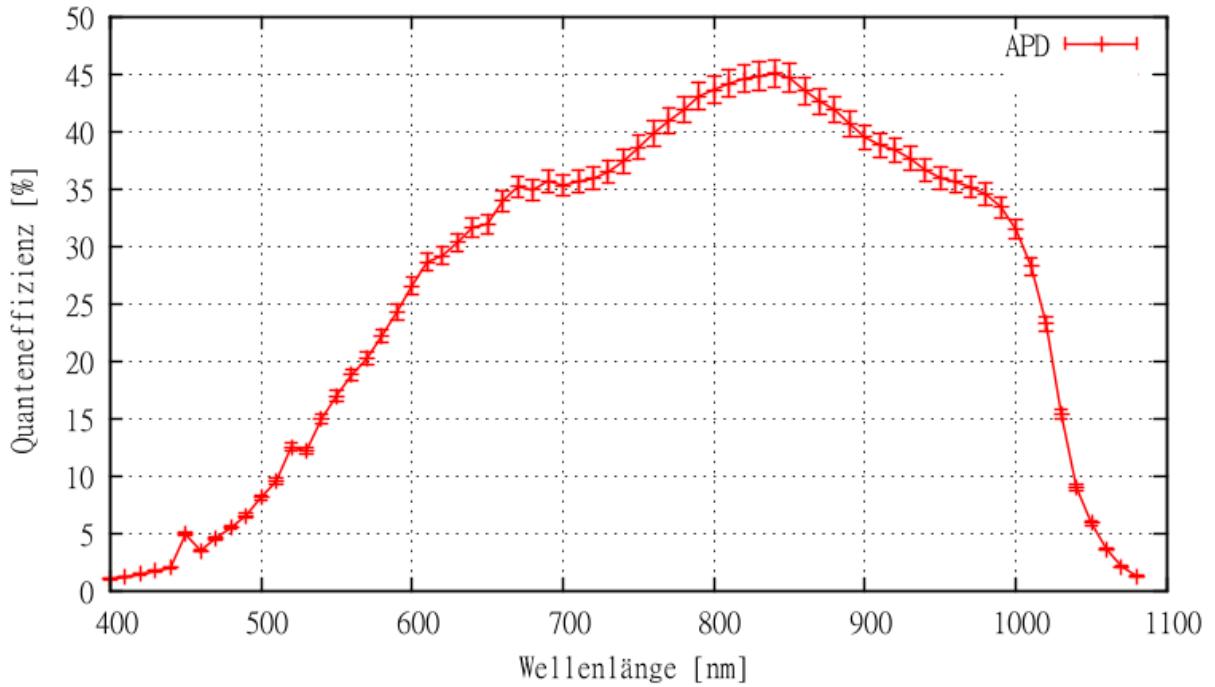


Abbildung 4.17: Ermittelte Photodetektionseffizienz der APD in Abhängigkeit der Wellenlänge bei -160°C . Die Fehlerbalken wurden mit dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz bestimmt und beziehen die stat. Schwankungen bei den Zählratenmessungen ein.

Vergleicht man den Verlauf der Photodetektionseffizienz mit dem Verlauf der Quanteneffizienz aus dem Datenblatt der APD, ergeben sich qualitative und quantitative Unterschiede. Das durch die hohe QE der APD gegebene Potential lässt sich leider nicht voll ausschöpfen, da mit dem elektronischen Rauschen ein erhablicher Teil der Photoneneignisse über den Threshold abgeschnitten wird (siehe Abb. 4.6). Die photodetektionseffizienz liegt daher insgesamt deutlich unter der QE der Kurve. Die Kurve fällt außerdem bei niedrigen und hohen Wellenlängen schneller ab, als erwartet. Der Grund für diese Diskrepanz ist nicht klar. Evtl. spielt hier eine Rolle, dass die Photodiode, die zur Kalibration des Aufbaus benutzt wurde, in diesem Bereich eine sehr kleine Quanteneffizienz aufweist. Trotz der genannten Probleme weist die APD bei 1020 nm (der Wellenlänge des HFS-Übergangs in $^{207}\text{Pb}^{81+}$) eine PDE von $(23,3 \pm 0,5)\%$ auf, was im Vergleich mit der bisher verwendeten *RMD S0223* APD ein sehr guter Wert ist.

5 Fazit

In dieser Arbeit wurden einige der zahlreichen theoretischen Aspekte abgehandelt, die für das Detektorsystem des SPECTRAP-Experiments von Bedeutung sind. Es wurde für den zu vermessenden Hyperfeinstrukturübergang bei 1020 nm erläutert, wieso APDs Detektoren sind, die prinzipiell für den Einzelphotonennachweis bei dieser Wellenlänge attraktiv sind. Der Aufbau des für die Messung benötigte Vorverstärkers wurde detailliert erläutert. Die von der elektrischen Werkstatt angefertigte Platine wurde mit Bauteilen bestückt und kam dann im Experiment zum Einsatz. Auch die Funktion des Gitterspektrographen wurde dargestellt und eine Kalibrierung durchgeführt.

Um die Randbedingungen zu schaffen, die für rauscharme Messungen nötig sind, benötigt man einen Teststand, der die sichere Kühlung der Geräte gewährleistet. Der experimentelle Aufbau wurde dargestellt. Außerdem wurde ein kurzer Überblick über die elektronischen Bauteile des Aufbaus gegeben.

Der benutzte Vorverstärker erwies sich bei den Messungen als äußerst rauscharm, was nicht zuletzt daran lag, dass die Anordnung so umgebaut wurde, dass die Streukapazitäten minimiert wurden. Die Durchbruchsspannung wurde ermittelt und war entsprechend der theoretischen Überlegungen bei niedrigen Temperaturen kleiner als bei Raumtemperatur. Die Messung bei Raumtemperatur ist konsistent mit den Angaben aus dem Datenblatt. Die erreichte Verstärkung der APD lag bei einem Wert von ca. 4500. Dieser Wert ist größer, als im Datenblatt, jedoch konnte keine so große Steigerung festgestellt werden, wie bei anderen APDs (*RMD S0223*). Es konnte festgestellt werden, dass das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei hohen Spannungen und Thresholds von 30 mV gute Werte liefert. Leider war es nicht möglich einen Operating Point durch die durchgeführten Messungen genau zu bestimmen. Dieser wurde dann mittig in den Bereich gelegt, in dem hohe SNR Werte vorlagen. Die Photodetektionseffizienz konnte bestimmt werden, wobei zu beachten ist, dass für die Referenzmessung mit dem CPM keine Unsicherheit der Quanteneffizienz angegeben war. Es konnte gezeigt werden, dass die *Hamamatsu S11518-30* APD Einzelphotonen nachweisen kann, prinzipiell für den Einsatz am Spectrap-Experiment geeignet ist und bei 1020 nm eine Quanteneffizienz aufweist, die über 20% liegt. Ob diese APD schlussendlich zum Einsatz kommt, entscheiden Messungen mit anderen noch zu testenden APDs. Dabei müssen neben der aktiven Fläche einige der in dieser Arbeit bestimmten Größen einbezogen werden. Die Verstärkung und die Quanteneffizienz sind sicher die Wichtigsten, außerdem sollte darauf geachtet werden, dass das SNR gute Werte liefert und

man Dunkel- von Einzelphotonenereignissen effektiv trennen kann.

Literatur

- [Agg01] AGGARWAL, R.L.: *Temperature dependence of the breakdown voltage for reverse-biased GaN p-n-n+ diodes*. Lincoln Laboratory, Massachusetts Institute of Technology : Solid State Communications 117 (2001), 2001
- [Bei00] BEIER, T.: *The g_j factor of a bound electron and the hyperfine structure splitting in hydrogenlike ions*. Göteborg University Sweden : Physics Reports 339 (2000) 79-213, 2000
- [Dor03] DOROKHOVA, A.: *Study of the Hamamatsu avalanche photodiode at liquid nitrogen temperatures*. Physik-Institut der Universität, Zurich, Switzerland ; Department of Physics, Northeastern University, Boston, USA : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 504 58–61, 2003
- [Hama] http://sales.hamamatsu.com/info/eul/laser/PDF/s11518_series_etc_kapd1029e02.pdf
- [Hamb] <http://sales.hamamatsu.com/en/products/solid-state-division/si-photodiode-series/si-photodiode.php>
- [Ham08] HAMPF, D.: *Untersuchung der APD S1315 von RMD im Hinblick auf ihren Einsatz als Detektor am SpecTrap Experiment*. Diplomarbeit an der Westfälische-Wilhelms-Universität Münster, 2008
- [IL09] IBACH, H. ; LÜTH, H.: *Festkörperphysik - Einführung in die Grundlagen*. Berlin : Springer Verlag, 2009
- [Jöh11] JÖHREN, R.: *Doktorarbeit zur Detektorentwicklung für das SPECTRAP-Experiment (in Vorbereitung)*. Institut für Kernphysik der Westfälischen-Wilhelms-Universität Münster, 2011
- [Las] [http://www.lasercomponents.com/fileadmin/user\\$upload/home/Datasheets/judson/germaniu\\$_.short.pdf](http://www.lasercomponents.com/fileadmin/user$upload/home/Datasheets/judson/germaniu$_.short.pdf)
- [Lun10] LUNZE, J.: *Regelungstechnik 1*. Berlin : Springer Verlag, 2010
- [MK97] MAYER-KUCKUK, T.: *Atomphysik*. Stuttgart : Teubner Studienbücher, 1997

- [MP07] MARTI, O. ; PLETTL, A.: *Vorlesungsskript Physikalische Elektronik und Messtechnik*. Institut für Festkörperphysik Universität Ulm, 2007
- [Pal02] PALMER, Christopher: *Diffraction Grating Handbook*. Richardson Grating Laboratory, New York, 2002
- [Phy08] PHYSIKALISCHES INSTITUT DER UNIVERSITÄT BONN: *Anleitung zum F-Praktikum Versuch E120*. 2008
- [RC98] READER, Joseph ; CORLISS, Charles: *Line Spectra of the Elements*. National Bureau of Standards, 1998
- [Sch90] SCHRADER, M.: *Rauschoptimierung eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers für Halbleiterdetektoren und digitale Filterung des analogen Ausgangssignales*. Institut für Physik der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1990
- [Sha01] SHABAEV, V.M.: *Towards a Test of QED in Investigations of the Hyperfine Splitting in Heavy Ions*. Phys. Rev. Lett. 86, 2001
- [SR] STOYKOV, A. ; R.SCHEUERMANN: *Silicon Avalanche Photodiodes*. Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland : Laboratory for Muon Spin Spectroscopy
- [SRU98] SCHOLZE, F. ; RABUS, H. ; ULM, G.: *Mean energy required to produce an electron-hole pair in silicon for photons of energies between 50 and 1500 eV*. Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Berlin : Journal of applied physics 84/5, 1998
- [Yao07] YAO, W.-M.: *Review of particle physics*. 2007

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, deren Unterstützung ich bei der Erstellung dieser Arbeit erhalten habe.

Zunächst bedanke ich mich bei Prof. Dr. Christian Weinheimer für die Bereitstellung der Bachelorarbeit. Obwohl er vielen Verpflichtungen nachgehen muss, setzt er sich immer sehr für die Belange seiner Mitarbeiter ein, was nicht zuletzt die gute Atmosphäre in der Arbeitsgruppe erklärt.

Ich möchte mich bei Dr. Volker Hennen bedanken, der bei Problemen jeglicher Art immer zur Stelle war und von dem ich auf diese Weise viel lernen konnte. All seine Hinweise und kleine Korrekturen während der Erstellung dieser Arbeit haben maßgeblich zur Qualität der Arbeit beigetragen.

Ganz herzlich danke ich Raphael Jöhren, der diese Arbeit betreut hat. Seine langjährige Erfahrung bei Untersuchungen von APDs hat sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Er nahm sich immer viel Zeit, um mir Sachverhalte zu erklären und arbeitete mich ausgezeichnet im Labor ein. Ich bedanke mich auch dafür, dass er mir viele seiner Daten und Abbildungen vor der Veröffentlichung seiner Doktorarbeit zur Verfügung gestellt hat.

Ich danke Jonas Mader, der mir bei Fragen jeglicher Art immer weitergeholfen hat. Ohne seine Programmierkünste und seine Datenverarbeitungsalgorithmen hätten die Datenmengen, die während der Messungen für diese Arbeit entstanden sind, niemals ausgewertet werden können. Ich wünsche allen Beteiligten viel Spaß und Erfolg bei der Untersuchung von Detektoren für das Spectrap-Experiment und hoffe, dass die gesuchten Hyperfeinübergänge an der Gesellschaft für Schwerionenforschung vermessen werden können, um so die Theorie der Quantenelektrodynamik zu überprüfen und neue Erkenntnisse über sie zu erlangen.