

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Bachelorarbeit

**Untersuchungen von
InGaAs-Avalanche-Photodioden
auf Tauglichkeit zum
Einzelphotonennachweis**

Christoph Schweiker

Matrikel Nr.: 370771

08. September 2014

1. Gutachter: Prof. Dr. Weinheimer
2. Gutachter: Dr. Klein-Bösing

Erklärung des / der Studierenden

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel

.....

selbständig verfasst habe, und dass ich keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt habe und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

Ort, Datum

Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
1.1 Das SPECTRAP-Experiment	1
1.2 Nachweis der Fluoreszenzphotonen	4
2 Theorie	5
2.1 Halbleiter und Photodioden	5
2.2 Avalanche Photodioden	8
2.3 Ladungsempfindlicher Vorverstärker	10
3 Aufbau des Teststandes	14
3.1 Aufbau im Vakuum	14
3.2 Temperaturregelung	17
3.3 Neue Vakuumdurchführung	18
3.4 Aufbau der Experimentiersteuerung	18
4 Rauschen des Vorverstärkers	20
5 Dunkelstrommessung	22
6 Verstärkungsmessung	23
7 Fazit und Ausblick	30
8 Datenblatt der APD	31
Literatur	33

1 Einleitung

Die Quantenmechanik beschreibt die physikalischen Vorgänge auf (sub)atomaren Größenkalen. Einer der Meilensteine dieser Theorie war die Erklärung der unterschiedlichen Energieniveaus des Elektron des Wasserstoffatoms. Bereits Niels Bohr sagte diese Niveaus (bei ihm Schalen) voraus, doch durch Lösung der Schrödinger-Gleichung hatte man nun auch eine theoretische Grundlage geschaffen. Demnach lassen sich die Energieniveaus durch die einfache Formel

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

beschreiben, wobei n die Hauptquantenzahl (= Index der Schale) ist. In genaueren Experimenten wurde nachgewiesen, dass diese Zahl noch nicht ganz korrekt ist, sondern sich diese Energieniveaus ihrerseits nochmals aufspalten. So wechseltwirkt der Spin des Elektrons mit dem magnetischen Moment, erzeugt durch den Bahndrehimpuls desselbigen. Diese Spin-Bahn-Kopplung ist zusammen mit dem Lambshift für die Feinstruktur verantwortlich. Aber auch der Kernspin des Atoms wechseltwirkt mit dem vom Elektron erzeugten Magnetfeld und erzeugt eine erneute Aufspaltung (Hyperfeinstruktur). Es folgen noch relativistische Effekte und die Bewegung des Atomkerns aufgrund seiner endlichen Masse. Des Weiteren berücksichtigen der Breit-Rosenthal-Effekt und der Bohr-Weisskopf-Effekt, dass die Ladungsverteilung und Magnetisierung im Kern von der eines Punktteilchens abweichen. Zu guter Letzt kommen quantenelektrodynamische Korrekturen hinzu, die die Quantisierung der elektromagnetischen Felder berücksichtigen. Insgesamt folgt für die Hyperfeinaufspaltung:

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

$$\cdot \underbrace{\mathcal{M}}_{\text{Eff.d.Kernmasse}} \left(\underbrace{A(Z\alpha)}_{\text{rel.Eff.}} \underbrace{(1-\delta)}_{\text{Br.-Ros.}} \underbrace{(1-\epsilon)}_{\text{Bo.-Weis.}} + \underbrace{\frac{\alpha}{\pi} \Delta \epsilon_{QED}}_{\text{QED}} \right). \quad (3)$$

Dabei ist α die Feinstrukturkonstante, g_I der Lande-Faktor für den Kern, F der Gesamtdrehimpuls des Systems, I der Kernspin, j der Gesamtdrehimpuls des Elektrons, n und l die Quantenzahlen des Elektrons und Z ist die Kernladungszahl.

1.1 Das SPECTRAP-Experiment

Beim SPECTRAP-Experiment an der GSI sollen nun die QED-Beiträge zur Hyperfeinstrukturaufspaltung näher untersucht werden. Dazu wird die Hyperfeinaufspaltung gemessen und mit den theoretischen Werten nach Formel 3 verglichen. Ein großes Problem dabei ist der Bohr-Weisskopf-Effekt, der eine relative Unsicherheit von 20-30 % besitzt. Dieser Fehler liegt in der Größenordnung des gesamten QED-Beitrages, was eine genaue Messung verhindern würde. Die Gruppe um V.M. Shabaev zeigte in ihrer Arbeit [S⁺01], dass diese Unsicherheit eliminiert werden kann, indem derselbe Kern wasserstoffähnlich

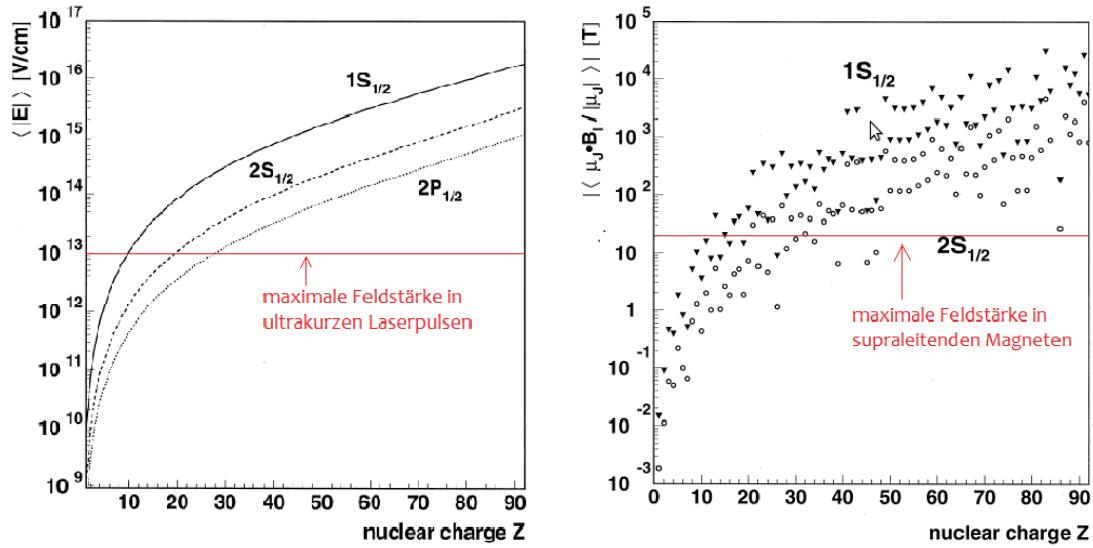


Abbildung 1: links: Erwartungswert für das elektrische Feld für wasserstoffartige Atome in Abhängigkeit der Kernladungszahl Z , rechts: Erwartungswert des Magnetfeldes für wasserstoffartige Atome in Abhängigkeit der Kernladungszahl Z [Bei00]

(ein Elektron) und lithiumähnlich (erstes Orbital vollbesetzt, ein Elektron im zweiten Orbital) untersucht wird. Durch Vergleich der beiden Energien kann der Beitrag der Kernstruktureffekte (Breit-Rosenthal und Bohr-Weisskopf) im wesentlichen eliminiert werden. Da alle anderen Beiträge sehr genau berechnet werden können, lassen sich die QED-Beiträge so genau ermitteln.

Durchgeführt werden die Experimente unter anderem mit den Ionen $^{209}\text{Bi}^{82+}$, $^{209}\text{Bi}^{80+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$. Durch die hohe Kernladungszahl lassen sich für das gebundene Elektron extreme Feldstärken erreichen, die auf herkömmlichen Wege nicht realisierbar sind (Abb. 1). Insbesondere Bismuth ist ein wichtiger Kandidat, da bei diesem sowohl der HFS Übergang im H-ähnlichen als auch im Li-ähnlichen System bei für die Laserspektroskopie zugänglichen Wellenlängen liegt (s. Tabelle 1).

Tabelle 1: Übergangswellenlänge λ und Lebensdauer τ der Hyperfeinzustände der drei Ionen, die u.a. bei SPECTRAP vermessen werden. [Jöh13]

Typ	Ion	Übergang	λ (nm)	τ (ms)
H-like	$^{209}\text{Bi}^{82+}$	$F = 4 \rightarrow F = 5$	243,87(4)	0,351(16)
H-like	$^{207}\text{Pb}^{81+}$	$F = 0 \rightarrow F = 1$	1019,7(2)	49,5(65)
Li-like	$^{209}\text{Bi}^{80+}$	$F = 4 \rightarrow F = 5$	1511(48)	82,2(14)

In vorherigen Experimenten (LIBELLE) an der GSI wurden diese Übergänge bereits am Speicherring ESR vermessen. Durch die hohe Geschwindigkeit der Ionen wurden

die Frequenzen dopplerverschoben in einen günstigen Wellenlängenbereich. Es konnten alle Übergänge erfolgreich detektiert werden [Jöh13]. Aufgrund der Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen gibt es jedoch systematische Unsicherheiten im $\mathcal{O}(10^{-4})$ Bereich.

Um diese Unsicherheiten zu verringern, werden die Ionen bei SPECTRAP in einer Penningfalle untersucht. Dazu werden sie am HITRAP Entschleuniger auf Energien von einigen eV abgebremst und in eine Penningfalle eingeführt, wo sie mit verschiedenen Methoden (Laserkühlen, Widerstandskühlen, sympathetisches Kühlen) bis in den mK Bereich weitergekühlt werden sollen [WVS⁺07]. Die eingesperrten Ionen werden nun laserspektroskopisch untersucht, d.h. von unten (s. Abb. 2) mit einem durchstimmbaren Laser beschossen. Erreicht der Laser die Wellenlänge des Überganges, werden die Ionen angeregt und es kommt zu Absorption, stimulierter Emission und spontaner Emission. Da die stimulierte Emission in dieselbe Richtung wie der Laserstrahl weist, kann diese nicht nachgewiesen werden. Im Gegensatz dazu wird die spontane Emission isotrop (in alle Raumrichtungen) abgestrahlt. Diese Fluoreszenzphotonen können mit empfindlichen Detektoren nachgewiesen werden (in der Abbildung PMT-detector). Für diese Hyperfeinstrukturmessungen im Falleneperiment wird eine Präzision im Bereich $\mathcal{O}(10^{-7})$ erwartet [WAP⁺05].

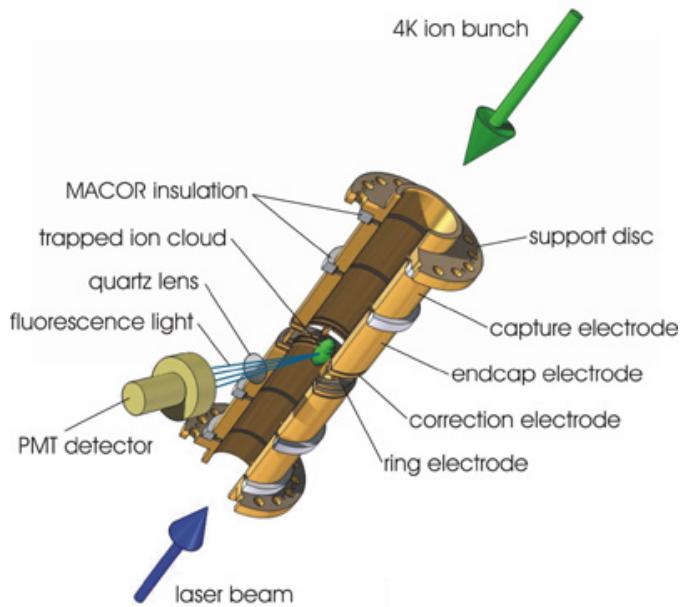


Abbildung 2: Schematischer Aufbau des SPECTRAP-Experimentes. Die Ionen werden in der Mitte der Penningfalle eingesperrt und dann mit einem durchstimmmbaren Laser beschossen. Im Wellenlängenbereich der Hyperfeinaufspaltung kommt es zur Anregung der Ionen. Durch spontane Emission entstehendes Fluoreszenzlicht wird mit empfindlichen Detektoren nachgewiesen. [Spe]

1.2 Nachweis der Fluoreszenzphotonen

In Münster am Institut für Kernphysik werden verschiedene Detektoren getestet, die die Fluoreszenzphotonen nachweisen sollen. Die auftretenden Wellenlängen reichen von 244 nm bis 1550 nm. Da nur sehr geringe Zählraten erwartet werden, müssen die Detektoren hohe Photodetektionseffizienz und geringe Dunkelraten aufweisen, um auch einzelne Photonen nachweisen zu können. Mögliche Kandidaten für solche Detektoren sind Avalanche Photodioden (APD), welche eine Verstärkung durch interne Ladungsvervielfältigung aufweisen (Lawineneffekt), im Standardbetrieb jedoch noch nicht für den Einzelphotonennachweis geeignet sind. Es wurde ein Teststand gebaut, mit dem die APDs vermessen werden können. Dabei ist es möglich, die APD mit flüssigem Stickstoff zu kühlen, was einerseits thermische Dunkelereignisse reduziert und andererseits einen Betrieb sehr nahe an der Durchbruchsspannung der APD ermöglicht. Dadurch lassen sich hohe Verstärkungen von bis zu 10^4 erreichen [Jöh13], die den Detektor für Einzelphotonennachweis nutzbar machen. Mit einem angepassten Vorverstärker werden die Signale der APD verstärkt.

Für den Wellenlängenbereich zwischen 400 und 1100 nm wurde eine Silizium Avalanche Photodiode (RMD S0223) verwendet. Diese weist bei einer Wellenlänge von 628 nm eine Detektionseffizienz von 67% auf, für 1020 nm noch 13% [MAB⁺11], weitaus mehr als vergleichbare Photomultiplier zu bieten haben. Für die Verwendung beim SPECTRAP-Experiment wurde eine Detektorkammer gebaut [JAB⁺10]. Im Gegensatz zum Teststand ist die APD dort horizontal verbaut und eine Blende ermöglicht später im Experiment einen gepulsten Betrieb.

Im nahen Infrarotbereich bis 1600 nm können Silizium-APDs nicht eingesetzt werden, da die Bandlücke des Si-Materials größer als die Photonenergie ist. Stattdessen bieten sich APDs aus Indium-Gallium-Arsenid (InGaAs) an. Diese können zwischen 900 und 1700 nm eingesetzt werden [Per10]. Die weitere Verwendung von APDs ermöglicht auch eine Weiterverwendung der Detektorkammer, da nur die verwendete APD umgetauscht werden muss. Nachteil der APDs sind ihre kleinen aktiven Flächen von nur 0,2 mm Durchmesser bei kommerziell im Katalog angebotenen Exemplaren. Im Standardbetrieb liegt die übliche Verstärkung auch nur zwischen 10 bis 40. Inzwischen sind von Herstellern wie Princeton Lightwave oder SpectroLab auch erste InGaAs-APDs mit aktiven Durchmessern bis zu 1 mm erhältlich. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine PLA-208 InGaAs-APD von Princeton Lightwave mit 0,8 mm aktivem Durchmesser in den Teststand verbaut und die Eignung für das SPECTRAP-Experiment untersucht.

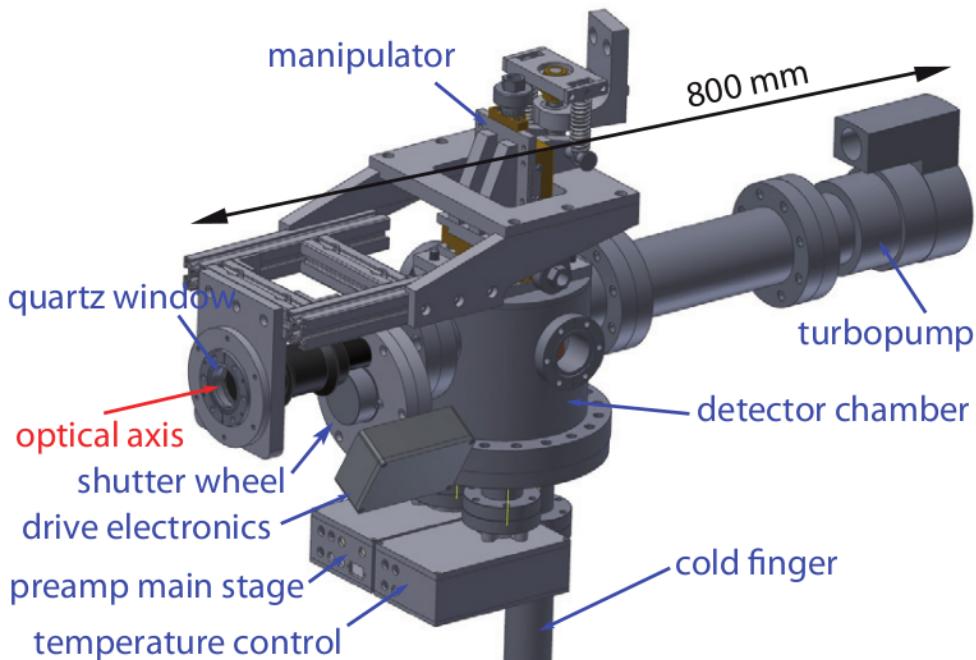


Abbildung 3: Aufbau des Detektorstandes, der später im SPECTRAP-Experiment verwendet werden soll. (vgl. Teststandaufbau Abb. 11) [JAB⁺10]

2 Theorie

Um die in diesem Experiment untersuchten APDs und die Funktionsweise des eingesetzten ladungsempfindlichen Vorverstärkers zu verstehen, ist es wichtig die Grundlagen der Halbleiterphysik zu betrachten.

2.1 Halbleiter und Photodioden

Als Halbleiter bezeichnet man Materialien, die zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband eine energetische Bandlücke aufweisen. Die verschiedenen Bänder leiten sich aus der quantenmechanischen Betrachtung der Elektronen der Atome ab. Löst man die Schrödingergleichung für ein Elektron im periodischen Potential der positiven Atomrumpfe, erhält man zwei energetisch unterschiedliche Lösungen. Im Grundzustand ($T \rightarrow 0$) befinden sich alle Elektronen im Valenzband. Für Leitfähigkeit müssen Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband übergehen. Den Energieunterschied zwischen Valenzband und Leitungsband bezeichnet man als Bandlücke (E_G). Je nach Größe dieser Bandlücke unterscheidet man zwischen Leitern, Halbleitern und Nichtleitern. Metalle besitzen keine Bandlücke, sind also leitend. Halbleitertypische Bandlücken bewegen sich im Bereich bis zu 4 eV. Darüber hinaus hat man es mit Nichtleitern zu tun (s. Abb. 4). Durch thermische

oder photonische Anregung kann ein Elektron aus dem Valenzband eines Halbleiters die Bandlücke überwinden und so ins Leitungsband gelangen. Dadurch ist die Leitfähigkeit von Halbleitern stark temperaturabhängig, da sich bei hoher thermischer Anregung viele Elektronen im Leitungsband befinden. Elemente mit diesen Eigenschaften finden sich vor allem in der 4. Hauptgruppe, aber auch Verbindungen aus 3. und 5. bzw. 2. und 6. Hauptgruppe lassen sich als Halbleiter charakterisieren.

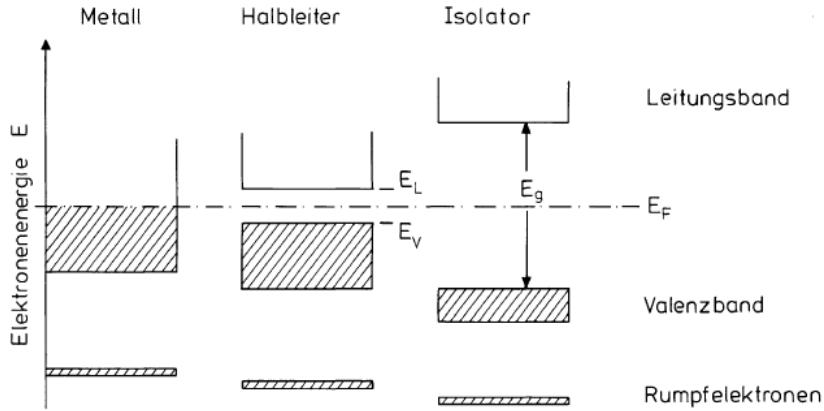


Abbildung 4: Darstellung der Bänder und Bandlücken für Metalle, Halbleiter und Isolatoren [IL09]

Die Leitfähigkeit von Halbleitern lässt sich steigern, indem höher- oder niedrigwertigere Fremdatome eingebbracht werden. Diesen Vorgang nennt man dotieren. Durch Einbringen eines Elementes der fünften Hauptgruppe (n-Dotierung) befindet sich im abgesättigten Atomgitter ein zusätzliches Elektron. Dieses ist nur leicht an den Atomrumpf gebunden und kann ähnlich wie das Wasserstoffproblem betrachtet werden. Dadurch ergibt sich ein zusätzliches Energieniveau knapp unter dem Leitungsband (Donatorniveau, s. Abb. 5), besetzt mit dem Zusatzelektron, wodurch sich die Bandlücke erheblich verkleinert. Typische Dotierungen mit solchen Donatoren liegen im Bereich von 1 zu 10^7 . Das Ganze lässt sich auch mit einem niedrigwertigeren Fremdatom der dritten Hauptgruppe durchführen (p-Dotierung). Hier lässt sich das fehlende Elektron als „Loch“ mit äquivalenter Beschreibung betrachten. Solche Fremdatome werden als Akzeptoren bezeichnet.

Bringt man einen p- und einen n-dotierten Halbleiter zusammen, erhält man eine Diode. Dieser p-n-Übergang zeichnet sich dadurch aus, dass die zusätzlichen Elektronen aus dem n-dotierten Halbleiter mit den freien Löchern des p-dotierten Halbleiter re kombinieren. Es bildet sich eine intrinsische (nichtleitende) Schicht zwischen den dotierten Bereichen. Dadurch ergibt sich eine Ladungsinhomogenität, da in den eigentlich ungeladenen dotierten Bereichen Elektronen fehlen bzw. überschüssig sind. Dadurch wird der n-dotierte Bereich positiv geladen und der p-dotierte Bereich negativ. Das dadurch entstehende elektrische Feld verhindert, dass die übrigen Ladungsträger in die intrinsische

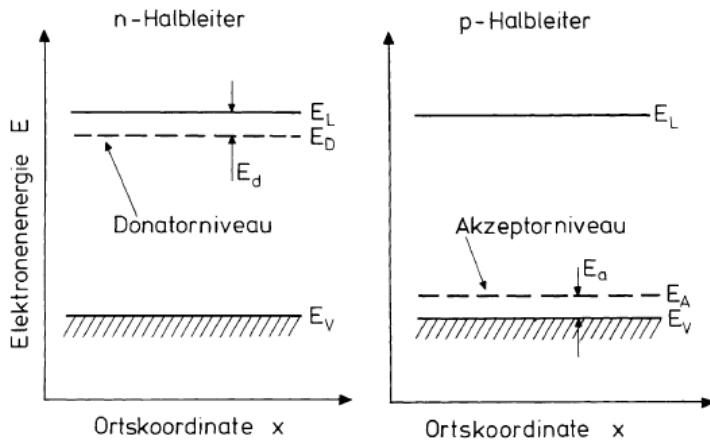


Abbildung 5: Auswirkungen auf die Bandlücke durch n- und p-Dotierung [IL09]

Zone wandern. Legt man an den n-dotierten Bereich eine positive Spannung an und an den p-dotierten Bereich eine negative, vergrößert sich die Potentialdifferenz und die intrinsische Schicht (Raumladungszone). Die beweglichen Ladungsträger wandern nicht durch die intrinsische Schicht, die Leitfähigkeit bleibt gering, die Diode wird in Sperrrichtung betrieben. Umgekehrt gepolt sorgt die Spannung für eine stark erhöhte Konzentration an Ladungsträgern in der Raumladungszone, es bildet sich ein Diffusionsstrom der abhängig ist von der angelegten Spannung. Die Diode wird somit leitend in der Durchlassrichtung.

In Photodioden fallen Photonen in die intrinsische Schicht zwischen den dotierten Bereichen und erzeugen dort durch den Photoeffekt Elektronen-Loch-Paare. Aufgrund des elektrischen Feldes wandern die Elektronen zum n-dotierten Bereich und die Löcher zum p-dotierten Bereich. Dadurch entsteht ein Photostrom, der proportional zur einfallenden Lichtintensität ist. Es werden jedoch nicht alle einfallenen Photonen in Elektronen-Loch-Paare umgewandelt. Auch eine Anregung von Phonenschwingungen ist denkbar. Zur Charakterisierung der Qualität von Photodioden gibt die Quanteneffizienz

$$Q_E = \frac{N_p}{N_{Ph}} \quad (4)$$

die Anzahl der erzeugten Elektronen-Loch-Paare N_p durch die Anzahl der einfallenden Photonen N_{Ph} an. Eine andere Möglichkeit ist die spektrale Empfindlichkeit

$$S = \frac{I}{P}, \quad (5)$$

die den erzeugten Strom I mit der eingestrahlten Lichtleistung P (bei fester Wellenlänge) verknüpft. Diese beiden Werte hängen stark von der Art der Photodiode ab, des Materials und der Wellenlänge des Lichts. Um diese zu verbessern, wird zwischen den p- und n-dotierten Bereichen eine undotierte Schicht eingebracht (pin-Diode). Dadurch vergrößert

sich die intrinsische Zone, in der die Photoelektronen entstehen, erheblich. Zusätzlich wird die Diode in Sperrrichtung betrieben, dadurch werden die erzeugten Elektronen-Loch-Paare schneller getrennt und die Rekombination der Paare verhindert.

2.2 Avalanche Photodioden

Zur Erzeugung eines oder mehrerer Elektronen-Loch-Paare muss die Energie des Photons $E = hf$ größer als die Bandlücke des Halbleiters sein. Die im Experiment zu untersuchenden Photonen besitzen allerdings nicht genug Energie, um mehr als ein Paar und damit einen messbaren Strom bereitzustellen. Dies wird durch „Avalanche Photodioden“ kompensiert. Diese besitzen eine interne Verstärkung, sodass potentiell auch einzelne Photonen nachgewiesen werden können.

Eine „Avalanche Photodiode“ ist ähnlich aufgebaut wie eine normale Photodiode. Auch hier erzeugen die einfallenden Photonen in der intrinsischen Zone Elektronen-Loch-Paare. Vor dem (stark) n-dotierten Bereich liegt ein weiterer p-dotierter Bereich. Dadurch werden in diesem Bereich extrem hohe Feldstärken erreicht. Die so beschleunigten Elektronen erzeugen auf ihrem Weg durch diese Zone durch Stoßionisation weitere Elektronen. Diese werden wiederum beschleunigt und erzeugen ihrerseits neue Ladungsträger. Durch diesen Lawineneffekt lassen sich bei Si-APDs Verstärkungen M von bis zu 1000 bewirken [Per10].

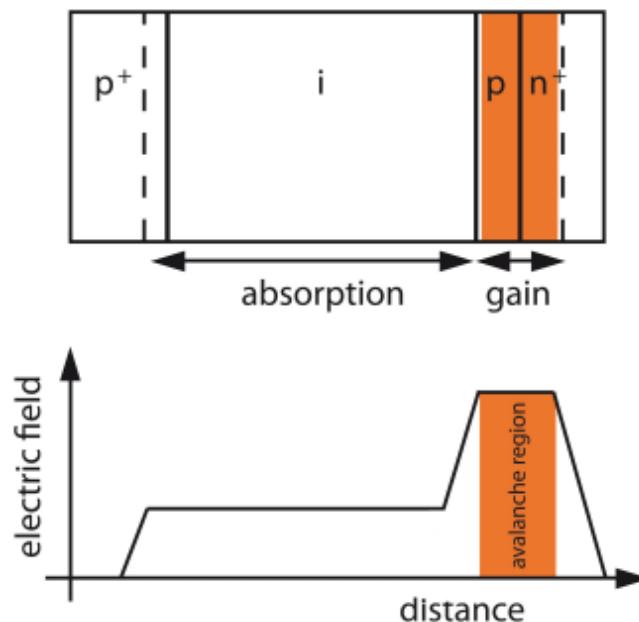


Abbildung 6: Aufbau einer Avalanche Photodiode. Durch den zusätzlich p-dotierten Bereich entstehen dort hohe Feldstärken und es kommt zum Lawineneffekt. [Jöh13]

Der interne Verstärkungseffekt ist stark abhängig von der angelegten Gegenspannung.

Mit steigender Spannung wird die Verstärkung immer weiter zunehmen bis zu einer Durchbruchsspannung, bei der die Verstärkung so groß wird dass sich die Entladung selbstständig aufrechterhält und zur Zerstörung der APD führen kann.

Ein wichtiger Faktor zur Charakterisierung einer APD ist das Rauschen (noise), welches durch den sogenannten Dunkelstrom erzeugt wird. Dunkelstrom wird durch Elektronen hervorgerufen, die durch thermische Anregung ins Leitungsband angehoben werden. Diese werden wie Photoelektronen verstärkt und erzeugen ohne eingehende Photonen Signale. Man unterscheidet zwischen Oberflächen- und Volumenstrom. Oberflächenstrom verläuft über den Rand der APD. Er wird durch Verunreinigungen der Oberfläche stark vergrößert, sodass auf sauberes Arbeiten geachtet werden muss. Volumenstrom verläuft durch die APD und wird (im Gegensatz zum Oberflächenstrom) wie normale Signale verstärkt, nimmt also mit steigender Gegenspannung zu. Der Dunkelstrom lässt sich durch Kühlung der APD stark vermindern, da dann eine thermische Anregung von Elektronen immer unwahrscheinlicher wird.

Neben dem Dunkelstrom wird auch das Signal mit steigender Gegenspannung verstärkt. Bis zu einer bestimmten Spannung überwiegt die Verstärkung des Signals die Zunahme des Dunkelstroms. Für diese Gegenspannung ist das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis ideal. Da die Verstärkung ein statistischer Effekt ist, ist eine APD kein idealer Verstärker. Dies führt zu einer Verbreiterung im Spektrum. Zur Klassifizierung wird der „exzess noise factor“ F eingeführt:

$$F = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2}. \quad (6)$$

Für einen idealen Verstärker würde $F = 1$ gelten. Für große Verstärkungen M geht der Faktor über zu $F = 2 + kM$ mit $k = \beta/\alpha$. α und β sind die Ionisationskoeffizienten für Elektronen bzw. Löcher und beschreiben wieviele Elektronen-Loch-Paare durch Stoßionisation durch sich im Festkörper bewegende Elektronen bzw. Löcher erzeugt werden [SS].

Als Detektor wird eine PLA-208 APD von Princeton Lightwave eingesetzt. Sie besitzt einen aktiven optischen Durchmesser von $800 \mu\text{m}$. Die Durchbruchsspannung liegt laut Datenblatt zwischen 50 und 90 V bei einem Dunkelstrom von $10 \mu\text{A}$. Der typische Dunkelstrom bei einer Verstärkung von $M = 10$ beträgt 30nA . Die Quanteneffizienz zwischen 1000 nm und 1500 nm liegt laut Herstellerangabe über 80%, bei 1650 nm beträgt sie immer noch 70% ehe sie rapide abfällt (vgl. Datenblatt).

Das Halbleitermaterial der Photodiode ist Indium-Gallium-Arsenid. Je nach Indium- bzw. Galliumanteil beträgt die Bandlücke zwischen 0,34 eV und 1,42 eV. Üblich ist $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}$ mit einer Bandlücke von 0,75 eV. Die im Experiment nachzuweisenden Photonen von 1555 nm besitzen eine Energie von 0,8 eV. Siliziumbasierte Detektoren können diese nicht nachweisen, da Silizium eine Bandlücke von 1,15 eV besitzt (s. Abb. 7). Sie eignen sich nur für einen Wellenlängenbereich von 400 bis 1100 nm. Neben den unterschiedlichen Wellenlängenbereichen bei akzeptabler Quanteneffizienz weisen Silizium-APDs höhere mögliche Verstärkungen M von bis zu 1000 auf, während typische Verstärkungen von InGaAs-APDs zwischen 10 und 40 liegen [Per10].

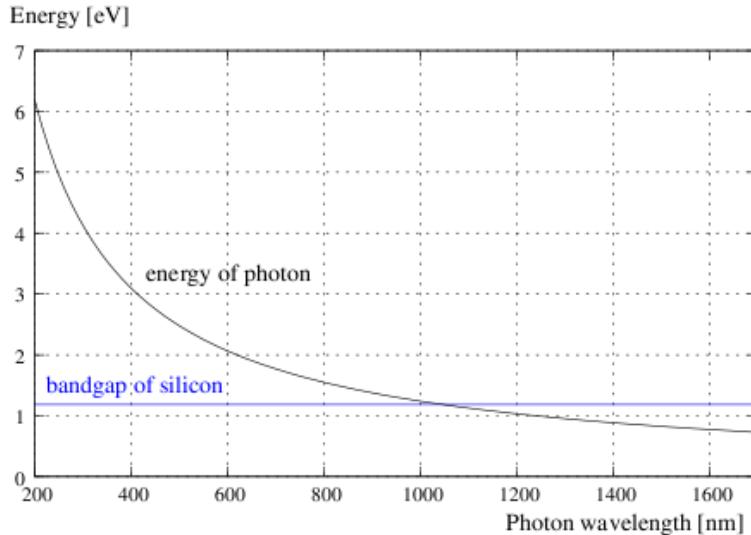


Abbildung 7: Photonenergie in Abhängigkeit der Wellenlänge. Zusätzlich eingetragen ist die Bandlücke von Silizium (1,15 eV). [Ham08]

2.3 Ladungsempfindlicher Vorverstärker

Da die APD nur kleine Ladungspulse liefert, müssen diese verstärkt werden. Dazu wird ein Vorverstärker mit einer ersten Stufe im Vakuum mit der APD und zweiter Stufe außerhalb des Vakuums verwendet. Das Design des Vorverstärkers wurde vom Mainzer Neutrinoszenenexperiment übernommen und zusammen mit der elektronischen Werkstatt des IKP auf den Teststand angepasst. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 8 dargestellt.

Die APD (Detector) ist in Sperrrichtung mit der positiven Hochspannungsquelle verbunden. Zur Stabilisierung der Hochspannung ist zwischen ihr und der APD ein Tiefpassfilter verbaut. Dadurch werden kleine Schwankungen der Hochspannung nicht auf den FET übertragen (und verstärkt). Durch den hohen Widerstand ($500 \text{ M}\Omega$) wird zudem der Strom über die APD stark begrenzt und verhindert eine eventuelle Beschädigung, falls es zum Spannungsdurchbruch kommen sollte. Zwischen APD und FET ist ein Kondensator verbaut, der ebenfalls verhindert dass die Hochspannung an den FET weitergeleitet wird, sondern nur die hochfrequenten Ladungspulse der APD. Am Gate des FET liegt im Ruhebetrieb eine kleine negative Spannung an, sodass der interne Widerstand des FET (zwischen Source und Drain) in etwa R_F entspricht. Über die Versorgungsspannung fließt ein Strom über R_F und den FET. Erzeugt die APD ein Signal, wird der negative Ladungspuls an das Gate des FET gegeben wodurch die anliegende Spannung erniedrigt wird. Dadurch wächst der Widerstand des FET (s. Abb. 9). Schaltungstechnisch bilden R_F und der FET einen Spannungsteiler, durch den höheren Widerstand des FET fällt an ihm auch mehr Spannung ab. Dies führt zu einem positiven Spannungspuls am Drain, welcher mit der zweiten Stufe des Vorverstärkers (Preamp 2nd stage) verstärkt wird. Das verstärkte Signal wird schließlich am Ausgang der Schaltung ausgegeben. Nach jedem

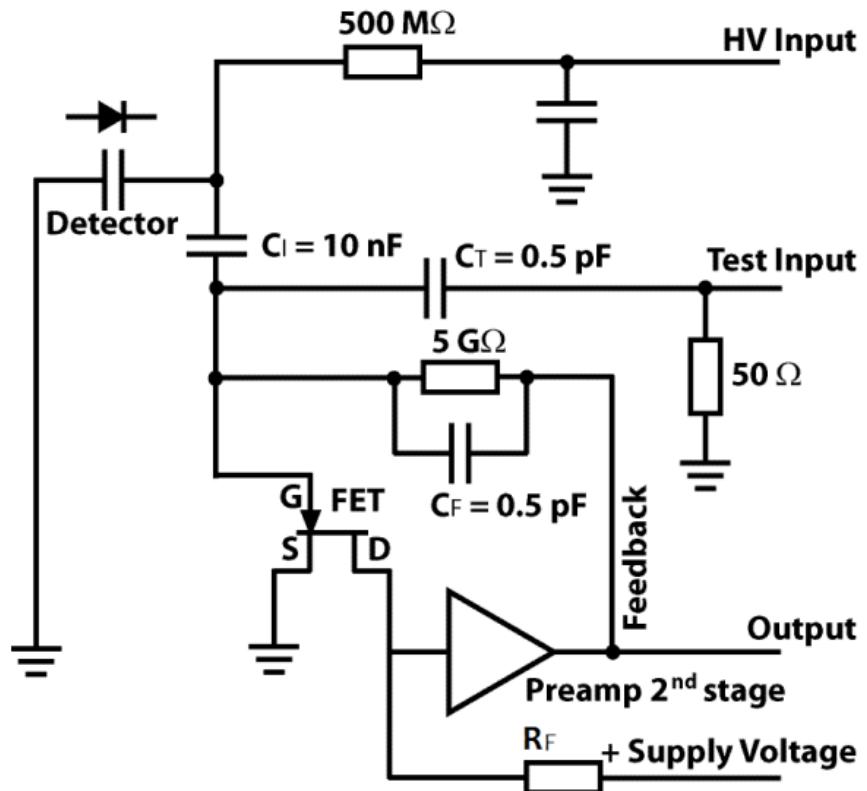


Abbildung 8: Schaltungsskizze des ladungsempfindlichen Vorverstärkers des Teststands, bis auf die zweite Vorstufe (Preamp 2nd stage) alles auf der ersten Stufe (Vorverstärkerplatine) im Vakuum montiert.

Spannungspuls muss das System in seine Ausgangslage zurückgeführt werden, d.h. die Spannung am Gate muss wieder der Ausgangsspannung entsprechen. Deshalb wird das verstärkte Signal über eine Feedbackleitung zurück an den FET gespeist. Durch die Parallelschaltung von Kondensator und Widerstand wird der zeitliche Abstand bestimmt mit dem das Signal ankommt. Der hohe Widerstand verhindert außerdem, dass zuviel Energie über die Feedbackleitung zurück in die Verstärkung fließt.

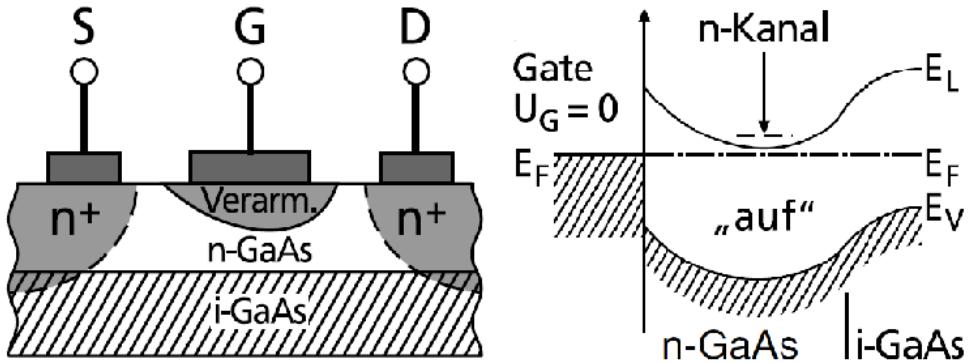


Abbildung 9: Schematischer Aufbau eines MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor), eines Sperrschiicht-FET ähnlich wie er für den Vorverstärker benutzt wird. Zwei n-dotierte Bereiche sind mit einer n-GaAs-Schicht verbunden. Rechts im Bändermodell ist diese GaAs Schicht der n-Kanal, wodurch im Ruhezustand das Leitungsband besetzt ist und Strom fließen kann. Legt man am Gate eine negative Spannung an, bildet sich um das Gate eine Verarmungszone da das Fermi Niveau gegenüber dem Fermi Niveau der i-GaAs-Schicht angehoben wird. Dadurch wird die n-GaAs-Schicht effektiv kleiner, der Widerstand des FET wächst. Im Bändermodell wird das Leitungsband nach oben verschoben, bis es bei genügend großer Spannung am Gate über dem n-Kanal liegt und der Leiter intrinsisch wird. [IL09]

Da die Bauteile offen auf einer Platine (Abb. 10), die später im Vakuum betrieben wird, aufgebracht sind, sind sie sehr anfällig für die Einkopplung elektromagnetischer Schwingungen. Um diesen entgegenzuwirken wird die Platine im Aufbau von einer Edelstahlhülle umgeben, die sie abschirmt. Die Bauteile beeinflussen sich auch gegenseitig. Um den Mikrofonieproblemen entgegenzuwirken ist auf starre Verbindungen zu achten, daher wurden die Bauteile mit 1 mm Silberdraht verbunden. Die beiden Kondensatoren des Test- und Feedbaeinganges sind ebenfalls eine große Rauschquelle. Es zeigte sich, dass das Rauschen minimiert werden kann wenn die Ebenen der Kondensatoren in einem Winkel von 90° zueinander stehen. Zu guter Letzt ist der FET selbst am anfälligsten für Mikrofonie. Unterhalb des FET ist eine kreisrunde Aussparung. Der FET wird über dieser Aussparung stramm montiert. In die Aussparung kommt ein Aluminiumoxid, welches etwas höher als die Platine ist. Dadurch wird der FET „nach oben gedrückt“ und gut

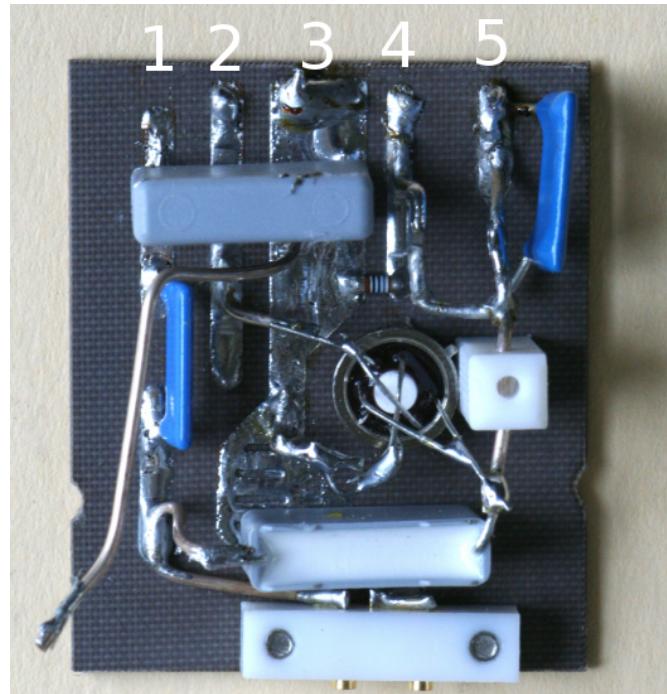


Abbildung 10: Erste Stufe des Vorverstärkers. Erkennbar ist der runde FET in der Mitte der Platine. Die Zahlen beschreiben die Anschlüsse auf der Platine: 1) Biasspannung der APD, 2) Signaloutput, 3) Erdung, 4) Testpuls, 5) Feedback. Die APD wird später mit den goldenen Kontakten unten im Bild verbunden werden. Der hervorstehende Draht links dient zur Erdung der Kupferhalterung der APD. [Jöh13]

fixiert. Das Aluminiumoxid sorgt ebenfalls für einen thermischen Kontakt des FET zur Aluminiumplatte auf der die Platine angebracht ist. Dadurch wird der FET mitgekühlt, welches das Rauschen ebenfalls verbessert.

3 Aufbau des Teststandes

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über den ursprünglichen Aufbau des Teststandes des IKP gegeben ehe die Änderungen dieses Aufbaus beschrieben werden. Die Änderungen sind teils auf praktische Gründe (Pin-Kontakte der Vakuumdurchführung) zurückzuführen als auch technische Gründe aufgrund der neuen verwendeten APD. Bevor die neue APD verbaut wurde, wurden Testmessungen mit einer älteren Si-APD durchgeführt um die Funktionsweise des veränderten Aufbaus zu überprüfen.

3.1 Aufbau im Vakuum

Wie bereits erwähnt ist es für möglichst rauscharme Ergebnisse unumgänglich, die APD zu kühlen. Auch das interne Rauschen des FET lässt sich durch Kühlung erheblich verbessern, weshalb beide Bauteile zusammen gekühlt werden.

Die Kühlung erfolgt mithilfe von flüssigem Stickstoff. Bei Temperaturen von rund -170°C kann Luftfeuchtigkeit auf der APD und der Vorstufe auffrieren und zu Kurzschlüssen und Zerstörung der APD führen. Deshalb liegen diese Bauteile im Vakuum. Es wird ein Druck von bis zu 10^{-7} mbar erreicht, welcher sich durch die Kühlung noch verringert lässt. Es ist darauf zu achten dass erst nach Erreichen eines einigermaßen guten Vakuums mit dem Kühlen begonnen wird. Eventuell vorhandenes Restgas wird dann zuerst auf dem Kaltfinger auffrieren bevor auch die anderen Bauteile die Temperatur angenommen haben. Ein Querschnitt des Aufbaus ist in Abbildung 11 zu sehen.

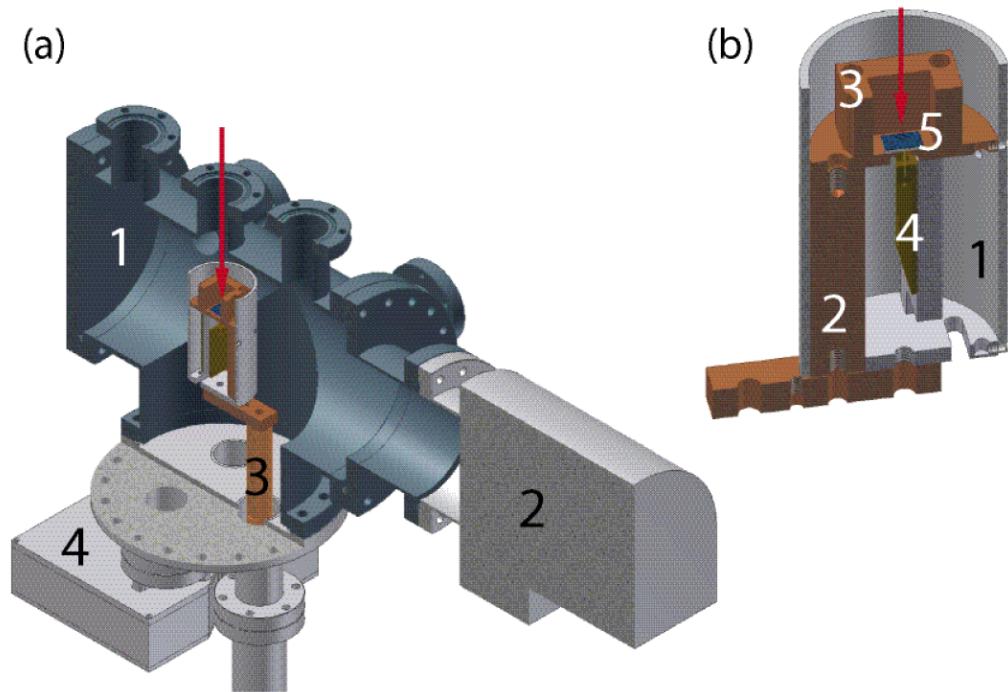


Abbildung 11: (a) Querschnitt des Aufbaus: (1) Vakuumkammer, (2) Vakuumpumpe, (3) Kaltfinger, (4) Kammern mit der Hauptstufe des Vorverstärkers, Anschlüsse für Heizung und Temperatursensoren; (b) Querschnitt durch die APD-Halterung: (1) Edelstahlabschirmung, (2) Kupferverbindung vom Kaltfinger zur Detektorplatte, (3) Kühlsschild, (4) Vorstufe des Verstärkers, (5) APD; roter Pfeil: einfallendes Licht [Jöh13]

Zur Kühlung wird ein Kaltfinger benutzt. Dieser und die Verbindungen zur Detektorhalterung bestehen aus Kupfer, um eine gute Wärmeleitfähigkeit zu erreichen. Die untersten fünf Zentimeter des Kaltfingers werden in ein Dewar mit flüssigem Stickstoff eingetaucht. Der Rest des Kaltfingers ist mit einer Edelstahlhülle abgeschirmt damit zwischen Kaltfinger und Umgebung eine isolierende Vakumschicht vorhanden ist.

Unterhalb der Vakuumkammer sind die beiden Kammern der Hauptstufe und der Temperaturregelung am Flansch des Kaltfingers befestigt. So kann der gesamte Aufbau schnell ins Vakuum gebracht oder herausgenommen werden da nur der DN-CF 150 Flansch des Kaltfingers gelöst werden muss. Eine der Kammern beinhaltet die Hauptstufe des ladungsempfindlichen Vorverstärkers mit den Anschlüssen für Hochspannung, Versorgungsspannung, Signal und Testpuls. Die andere Kammer beinhaltet die Anschlüsse für Heizung und Temperatursensoren.

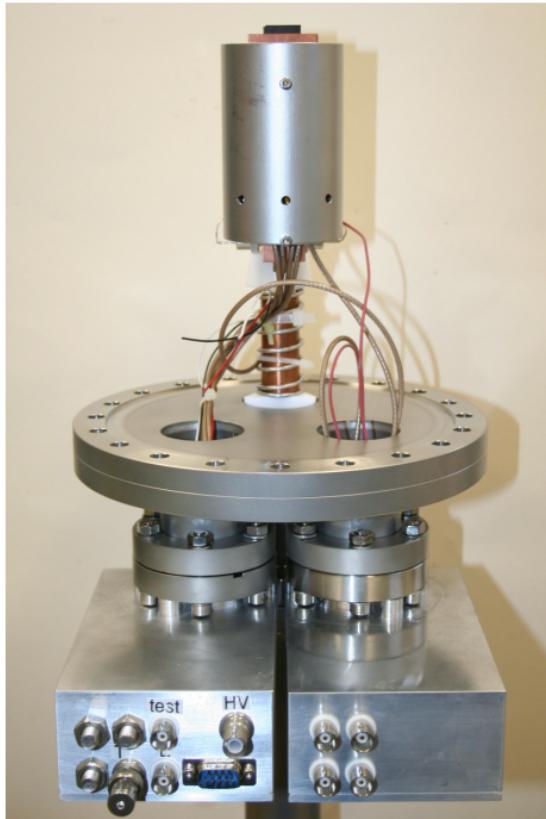


Abbildung 12: Fertig montierter Aufbau, der so in die Vakuumkammer gebracht wird. Die linke Kammer beinhaltet die zweite Stufe des Vorverstärkers, die rechte Stufe die Anschlüsse für Heizung und Temperatursensoren. Klar erkennbar auch die Edelstahlhülle, die APD und erste Stufe des Vorverstärkers umgibt.

Das Vakuum wird mithilfe einer Turbomolekularpumpe des Typs Pfeiffer HiPace400 mit TC400 zusammen mit einer Vorvakumpumpe Pfeiffer MVP 040-2 betrieben, welche über einen Flansch an die Vakuumkammer angeschlossen sind. Über der APD ist ein Flansch mit einem Glasfenster verbaut, wodurch Licht auf die APD gelangen kann. So ist ein Wechsel der Lichtquelle auch bei bestehendem Vakuum möglich. Der Druck wird mit einem Leybold Ionivac ITR90 Modul ausgelesen. Es handelt sich um ein Ionisations-Vakuummeter, welches das Vakuum über die Ionisation des vorhandenen Restgases indirekt bestimmt. Dabei sondert eine Kathode fortwährend Licht- und Wärmestrahlung ab, welche auf die APD einkoppeln würde. Während der Messung ist also darauf zu achten, dass dieser Vakuummesser ausgeschaltet ist.

Die APD selbst ist innerhalb einer Kupferplatte montiert. Überhalb der APD ist ein Kaltschild aus Kupfer angebracht, auf den eventuelles Restgas auffrieren soll damit die APD nicht beschädigt wird. Unterhalb der APD ist die Vorstufe des ladungsempfindlichen Vorverstärkers verbaut. Der FET wird mithilfe eines Stücks Magnesium mit der Halterung verbunden um die Kühlleistung zu verbessern. Dieser Aufbau wird mit einer metallischen Röhre vor elektromagnetischen Störungen abgeschirmt. Die Vorstufe ist über Kabel und einer Vakuumdurchführung mit der Hauptstufe verbunden.

3.2 Temperaturregelung

Die Temperatur des Aufbaus wird über zwei PT1000-Widerstände überwacht. Ein PT1000 besitzt bei 0°C einen Widerstand von 1000Ω und hat einen positiven Temperaturkoefizienten, der Widerstand steigt also monoton mit der Temperatur. Bei gemessenem Widerstand des PT kann über eine Eichtabelle direkt auf die Temperatur geschlossen werden. Ein PT-Widerstand ist am Ende des Kaltfingers angebracht, der Andere ist unterhalb der Detektorplatte montiert. Da der Aufbau um ca. 200 Kelvin heruntergekühlt wird, können mechanische Spannungen auftreten und den Aufbau beschädigen. Diesem wird vorgebeugt indem eine maximale Temperaturänderung von 2 K/min vorgegeben wird. Bei zu schnellem Abkühlen des Aufbaus muss also gegengeheizt werden. Die Heizung ist über zwei Zenerdiode an der Kupferverbindung realisiert, welche bei Stromfluss Wärme erzeugen. Die benötigte Heizleistung wird wie die Auslese der Temperatursensoren mithilfe eines LabVIEW-Programms gesteuert. Dazu wird eine PID-Regelung (proportional-integral-derivative) benutzt. Diese besteht aus drei Termen. Über den jeweiligen Vorfaktor kann das System angepasst werden.

Der erste Term ist der Proportionalterm und vergleicht die aktuelle mit der gewünschten Temperatur. Je nach Vorfaktor p ist das System langsam für kleine Werte oder führt zu Oszillationen bei großem p . Ebenfalls kann die Endtemperatur nie gehalten werden da bei Erreichen dieser die Heizung komplett ausgeschaltet wird. Der zweite Term ist der Differentialterm und vergleicht die aktuelle Temperatur mit der Temperatur eine Minute früher. Ändert sich die Temperatur zu stark, wirkt der Term dieser Entwicklung entgegen und verhindert so Überschwinger. Der dritte Term, der Integralterm, löst das Problem des Proportionalterms. Dieser Term addiert alle Abweichungen seit Messstart. Solange die gewünschte Temperatur nicht erreicht ist, wächst der Betrag dieser Summe und sorgt so für eine größere (Aufheizen) bzw. kleinere (Abkühlen) Heizleistung. Mit der aktuellen

Temperatur T_a und der gewünschten Temperatur T_g errechnet sich die Heizleistung P wie folgt:

$$P = p \cdot (T_g - T_a) - d \cdot \frac{dT_a}{dt} + i \cdot \int_0^t (T_g - T_a) dt. \quad (7)$$

Mit den Werten $p = 0,5$, $d = 1,5$ und $i = 0,003$ lässt sich die Temperatur des Systems mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5$ K halten. Während des Abkühlens und Aufheizens bieten sich andere Werte an, damit das System schneller reagiert. Da die Temperatur während des Messens im Allgemeinen so niedrig wie möglich sein soll, wird die Temperaturregelung für diese Zeit ausgeschaltet. So werden auch eingekoppelte Störungen der Heizung vermieden. Die Steuerung dient hauptsächlich dem geregelten Herunterkühlen und Aufheizen des Aufbaus mit der Änderungsbegrenzung von 2 K/min zur Vermeidung von Beschädigungen.

3.3 Neue Vakuumdurchführung

Die alte Vakuumdurchführung, welche Haupt- und Vorstufe des Vorverstärkers verbindet, wies ein Leck auf. Sie wurde durch eine Vakuumdurchführung mit Steckverbindungen ersetzt. Dies verbessert das Vakuum, da im Vakuum weniger Lötstellen vorhanden sind, als auch die Bedienung da sich die Kontakte einfach und schnell verbinden lassen. So lässt sich z.B. die Kammer der Hauptstufe leicht lösen, auch bei vorhandenem Vakuum, da lediglich die Verbindung zum Durchgangsflansch und die Kontakte abgezogen werden müssen. Der Kontakt für die Biasspannung ist aus Schutz vor möglichen Überschlägen so weit wie möglich von den anderen entfernt. Biasspannungs- und Feedbackverbindung sind zusätzlich mit einem Schlauch aus Teflon überzogen welches zusätzlichen Schutz bietet.

3.4 Aufbau der Experimentiersteuerung

Der Aufbau der Experimentiersteuerung ist in Abb. 13 dargestellt. Man erkennt die verschiedenen Teildatenkreise des Systems für Vakuum, Temperaturregelung und Messsystem an sich.

Die PT1000 Temperatursensoren und die Heizdioden sind mit dem Computer verbunden und werden über ein LabVIEW-Programm ausgelesen bzw. gesteuert. Dazu wird ein Analog-Digital-Wandler benutzt, der Signale im Bereich von 0 bis +5V verarbeiten kann. In der Elektronikwerkstatt wurde eine Schaltung gebaut, die den temperaturabhängigen Widerstand des PT1000 in eine entsprechende Spannung konvertiert. Dazu werden verschiedene große Widerstände anstelle des PT an die Schaltung angeschlossen und die Spannung gemessen. Einer Eichtabelle kann die zum Widerstand dazugehörige Temperatur entnommen werden und so eine Abhängigkeit von gemessener Spannung und Temperatur hergestellt werden.

Die LED wird mit einem Tektronix AFG 3102 Funktionsgenerator betrieben, der auch den Testpuls auf den Vorverstärker gibt. Im Gegensatz zur Zeichnung wird die APD nicht mit dem NHQ 224 M Hochspannungsmodul betrieben. Die vorherigen APDs benötigten Hochspannungen bis zu 2000 V. Die verwendete InGaAs-APD hat eine viel kleinere

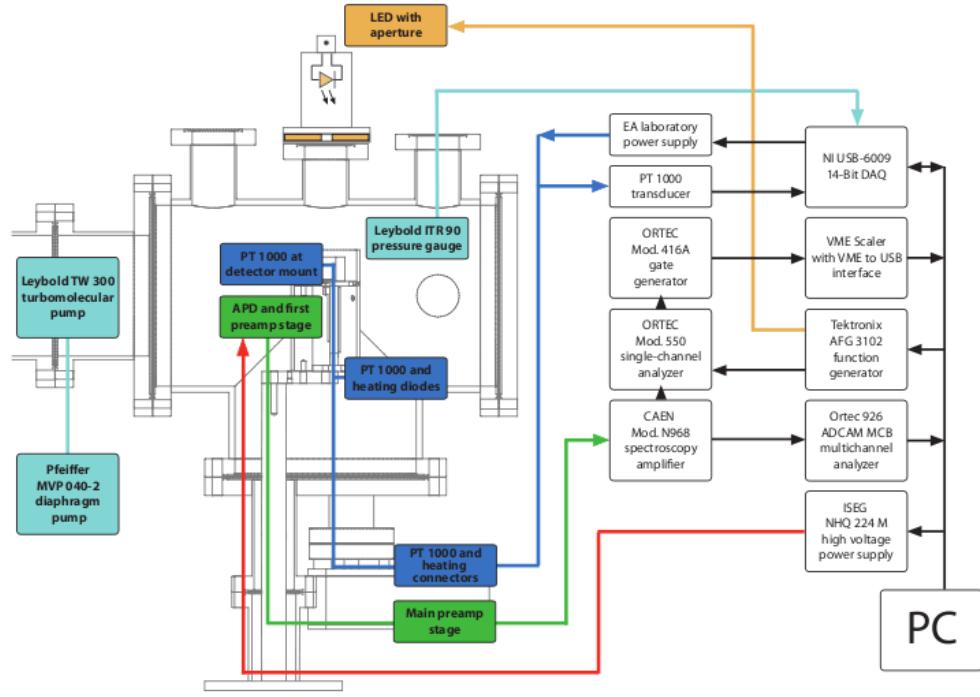


Abbildung 13: Überblick über den (ursprünglichen) elektrischen Aufbau des Teststandes.
Blau: Temperaturregelung, grün: Signalverarbeitung, zyan: Vakuum, gelb: Photonenquelle, rot: Hochspannung. [Jöh13]

Durchbruchsspannung (50 - 90 V laut Datenblatt). Es wird daher ein mesytec MHV-4 verwendet, da dieses die relativ kleineren Spannungen stabiler liefert und genauer ausgelesen werden kann. Das Signal des Vorverstärkers wird mithilfe eines CAEN Mod. N968 Spektroskopieverstärkers weiter verstärkt und mit einem Ortec 926 Multichannelanalysers (MCA) und dem Programm MAESTRO am Computer aufgenommen. Alternativ besteht die Möglichkeit mit dem Einzelkanalanalysator Mod. 550 von Ortec, dem Ortec Mod. 416A Gategenerator sowie einem SIS3803 VME scaler Zählraten aufzunehmen.

4 Rauschen des Vorverstärkers

Zur Quantifizierung der Qualität des Vorverstärkers ist das von ihm produzierte Rauschen maßgeblich. Um Vergleichsmöglichkeiten zu haben, wird nicht direkt das Signal der APD verwendet, da dieses selber großen statistischen Schwankungen unterliegt. Stattdessen wird ein Testpuls, der ein APD-Signal simulieren soll, auf den Vorverstärker gegeben. In diesem Fall soll dieser Testpuls einem Signal von 100 keV entsprechen. Um den Vergleich zu vorhergehenden Arbeiten zu ermöglichen [Kus11][Jöh13], wird die Amplitude des Testpulses so gewählt, dass sie einem 100 keV Signal in einer Si-APD entspricht. Die Bandlücke von Silizium beträgt 1,15 eV. Neben den Elektronen werden auch Phononen (Gitterschwingungen) angeregt, sodass die mittlere Energie für ein erzeugtes Elektron-Loch-Paar bei ca. 3,67 eV liegt. Ein 100 keV Puls würde in einem Siliziumdetektor einer Ladung von

$$Q = \frac{100 \text{ keV}}{3,67 \text{ eV}/e} = 27248 e = 4,377 \cdot 10^{-15} \text{ C} \quad (8)$$

entsprechen. Diese Ladung muss an dem Kondensator C_T des Vorverstärkers deponiert werden (vgl. Abb. 8). Für einen Kondensator gilt $Q = C \cdot U$, mit einer Kapazität des Kondensators von $C = 0,5 \text{ pF}$ muss der Spannungspuls also

$$U = \frac{4,337 \cdot 10^{-15} \text{ C}}{0,5 \text{ pF}} \approx 8,8 \text{ mV} \quad (9)$$

groß sein. Der Testpuls erscheint im mit dem MCA aufgenommenen Spektrum als gaußförmiger Puls. Das Rauschen des Vorverstärkers berechnet sich dann zu

$$R_{VV} = \frac{\text{FWHM}}{\text{Mean}} \cdot 100 \text{ keV}. \quad (10)$$

Hierbei entspricht das „Fullwidth half maximum“ (FWHM) der Halbwertsbreite des Gaußpeak und „Mean“, die Kanalzahl des MCA, an dem das Zentrum des Peak gefunden wurde. Die Messungen wurden ohne angeschlossene APD ungekühlt auf einem Laboratisch vorgenommen, da so zwischen den Messungen das Setup unkompliziert verändert werden kann. Der an den Vorverstärker angeschlossene Spektroskopieverstärker lieferte eine Verstärkung von 50 bei einer shaping time von 2 μs .

Ein Großteil dieser Arbeit wurde darauf verwendet, das Rauschen des Vorverstärkers zu minimieren. Dazu wurden verschiedene Versionen der ersten Vorverstärkerstufe eingebaut und getestet. Das Rauschen lag bei zwei Platinen bei 1,2 keV, eine dritte wies ein Rauschen von 2 keV auf und wurde nicht weiter in Betracht gezogen. Um einen eventuellen Einfluss der neuen Vakuumdurchführung festzustellen, wurde die Platine direkt an die zweite Stufe des Vorverstärkers angelötet ohne die Vakuumdurchführung dazwischen. Da die Platine aber nicht mehr in der vorgesehenen Halterung saß sondern an den Kabeln über dem Metallgehäuse der zweiten Stufe hing, war der Aufbau empfindlicher für elektronische Störungen und das Rauschen verschlechterte sich auf 1,5 keV. Zurück im eigentlichen Aufbau verschlechterte sich das Rauschen auf bis zu 2,3 keV. Durch Austauschen des 5 $\text{G}\Omega$ -Widerstandes am Feedbackeingang konnte das Rauschen auf 1,12 keV verbessert werden. Testweises Einsetzen dieses Widerstandes auf die zweite mögliche Platine

zeigte keine Verbesserung des dortigen Rauschens von 1,2 keV, daher wurde im Folgenden nur die erste Platine mit ausgetauschtem Widerstand und 1,12 keV Rauschen verwendet. Durch geänderte Kabelführung, neues Verlöten der Kabelanschlüsse und Erneuerung der Steckkontakte gelang es das Rauschen auf 1,07 keV zu verbessern.

Der Vorverstärker ist insgesamt sehr empfindlich bezüglich der Einkopplung elektrischer Strahlung. Bereits eine etwas andere Kabelführung im Aufbau hat Einfluss auf das gemessene Rauschen. Um Mikrofonieeffekte gering zu halten ist eine möglichst straffe Kabelführung vorteilhaft. Ein weiterer großer Faktor für das Rauschen waren die verschiedenen Erdpotentiale. Insbesondere der Funktionsgenerator, der zunächst auf einer anderen Masse lag, sorgte für großes Rauschen. Erdete man den Funktionsgenerator mit dem Aufbau, sank die Amplitude des Rauschens auf dem Oszilloskop von 50 mV auf 20 mV (unverstärkt).

Zur abschließenden Messung des Rauschens des Vorverstärkers wurde die Vorstufe mit ausgetauschtem Widerstand in die Vakuumkammer des Teststands eingesetzt. Bei eingeschaltetem Testpuls wurde vier Minuten lang gemessen und der gaußförmige Peak mit Gnuplot angefittet. In Abb. 14 ist das Spektrum dargestellt. Die Peakposition liegt bei Kanal 1242,9 und die Halbwertsbreite beträgt 10,1447 Kanäle. Die Fehler des Gaußfits liegen im Bereich von 10^{-3} und sind zu vernachlässigen. Für das Rauschen des Vorverstärkers erhält man nach Formel 10:

$$R_{VV} = \frac{10,14}{1242,9} \cdot 100 \text{ keV} = 816,21 \text{ eV FWHM.} \quad (11)$$

Dieser Wert liegt im Rahmen früherer Arbeiten ([Kus11]) und zeigt, dass der Einbau der Steckverbindungen das Rauschen nicht maßgeblich vergrößert hat.

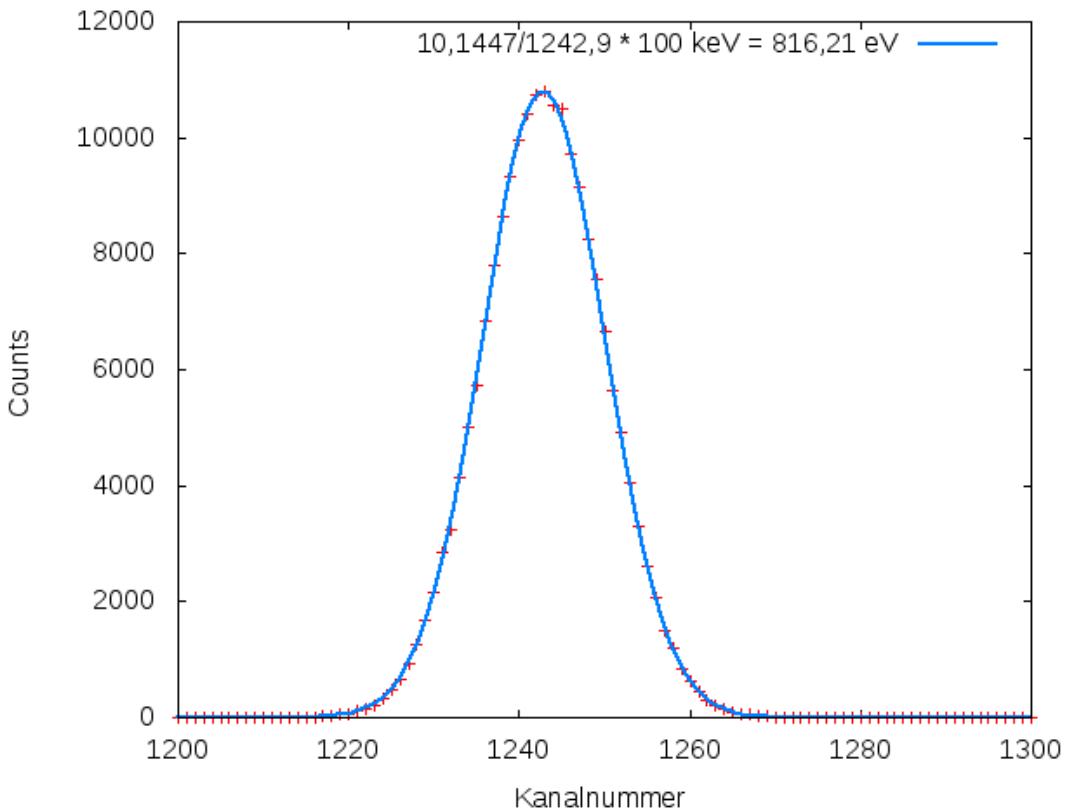


Abbildung 14: Aufgenommenes Spektrum des Testpulses zur Bestimmung des Vorverstärkerrauschens

5 Dunkelstrommessung

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung einer APD ist die Durchbruchspannung. Ab dieser Spannung kommt es zur Selbsterhaltung von Entladungen und damit einem kontinuierlichen Stromfluss, welcher die APD zerstören kann. Die Kenntnis dieser Durchbruchspannung ist wichtig, da die APD für einen stabilen Betrieb knapp unterhalb dieser Durchbruchspannung gehalten werden soll um eine möglichst große Verstärkung bei kleiner Anzahl Dunkelereignisse zu erreichen. Dazu wird der Aufbau mit APD in den Teststand eingesetzt und das Vakuum wird aufgebaut. Anschließend wird die Spannung an der APD langsam hochgefahren und der Dunkelstrom gemessen. Dies wird einmal bei Raumtemperatur (ungekühlt) und gekühlt bei Flüssigstickstofftemperaturen (rund -176°C) durchgeführt. Um die APD nicht zu beschädigen wird bis zu einem Dunkelstrom von 50 nA vermessen. Die Genauigkeit der Spannung liegt bei 0,1 V, die der Stromauslese bei 0,1 nA. Die Ergebnisse sind in Abb. 15 zu sehen.

Laut Datenblatt der APD liegt die Durchbruchspannung bei 25 °C zwischen 50 und 90 V (bei 10 nA Stromfluss). Die Raumtemperaturmessung bestätigt diesen Wert. So

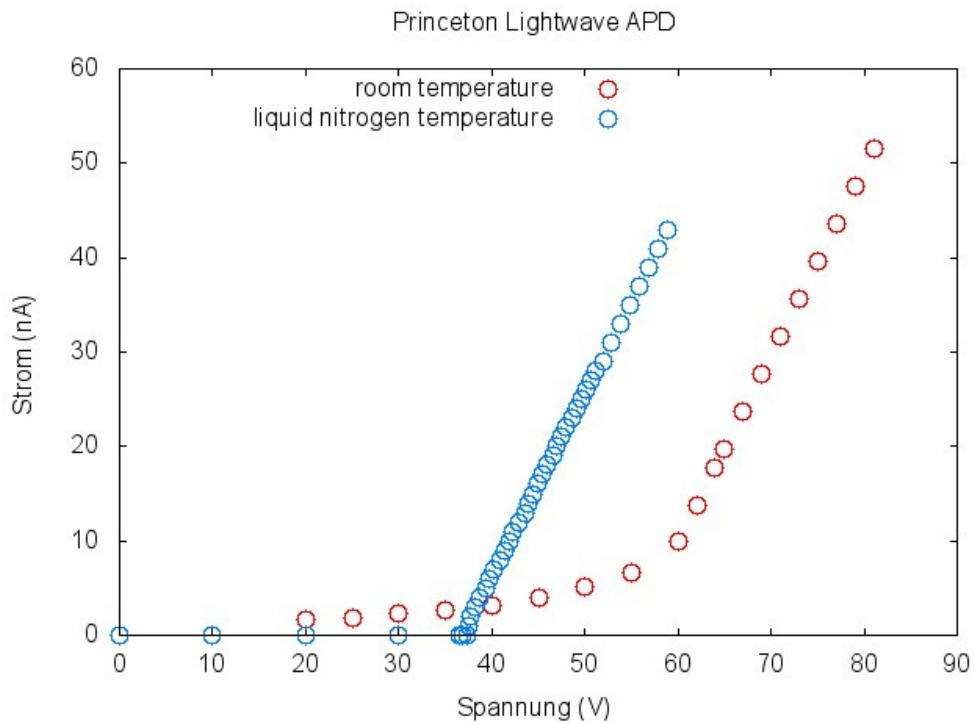


Abbildung 15: Dunkelstrommessung in Abhängigkeit der angelegten Spannung für Raumtemperatur (rot) und stickstoffgekühlt (-176°C) (blau)

steigt der Strom langsam mit der Spannung an bevor die Kurve ab etwa 60 V einen stärkeren Anstieg verzeichnet. Ab 60 V Gegenspannung kommt es auch zu Entladungsergebnissen, die auf dem Oszilloskop erkennbar waren. Kühlt man die APD herunter, verringert sich die Durchbruchspannung. Ebenfalls fließt unterhalb der Durchbruchspannung kein messbarer Strom mehr. Die Durchbruchspannung für die APD bei einer Temperatur von -176°C an der Detektorhalterung liegt bei 36,4 V, bei der es zu ersten Entladungspulsen kommt. Bei höherer Spannung steigt die Zahl dieser Pulse stark an und führt zu sehr großem Rauschen (vgl. Abb. 20).

6 Verstärkungsmessung

Eine der wichtigsten Voraussetzungen zur Eignung für das SPECTRAP-Experiment ist die interne Verstärkung der APD. Nur mit genügend großer Verstärkung lassen sich einzelne Photonen später nachweisen. Zur Messung der Verstärkung wird die APD gekühlt im Vakuum mit dem Licht einer IR-LED bestrahlt. Als LED wird eine Thorlabs 1550E verwendet [LED]. Diese strahlt mit einer Wellenlänge von $1550 \pm 50 \text{ nm}$, welches der Wellenlänge des Übergangs entspricht der später mit der APD gemessen werden soll. Die LED wird gepulst mit 5 kHz bei $30 \mu\text{s}$ Pulslänge und 5 ns Flankenlänge betrieben bei

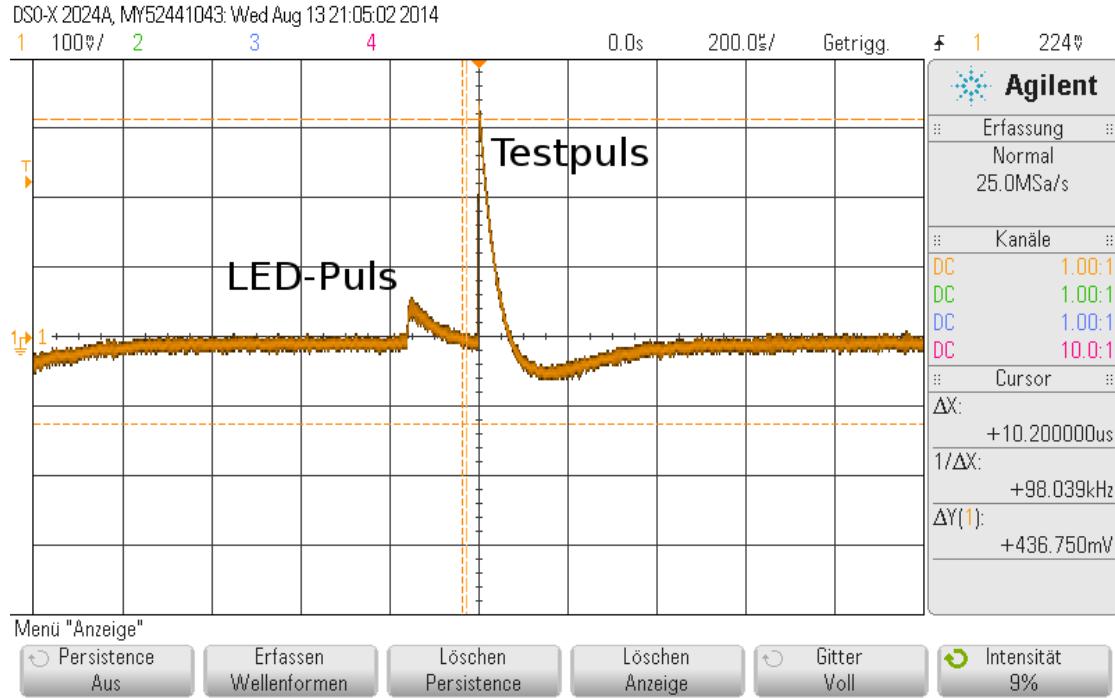


Abbildung 16: Aufnahme von Testpuls und LED-Puls, ohne Spektroskopieverstärker, Gegenspannung 36 V, LED Spannungsamplitude 2,5 V

anfänglich 10 V Spannung. Ein typisches Spektrum ist in Abb. 17 dargestellt. Es zeigt sich ein gaußförmiger Peak. An der linken Seite erkennt man noch die fallende Flanke des elektrischen Rauschens. Die Messzeit pro Spektrum beträgt 120 Sekunden. Die Peakposition wird mittels ROOT-Fit bestimmt.

Zur Messung der Verstärkung wird diese bei vernachlässigbarer Gegenspannung (0,1 V) als $M = 1$ definiert. Man kann davon ausgehen, dass es bei dieser geringen Spannung noch nicht zu einer Ladungsvervielfältigung kommt. Durch mögliche Rekombination der Elektron-Loch-Paare kann es vorkommen, dass in dem Bereich zu geringer Biasspannung die Verstärkung $M < 1$ ist [Jöh13], da die Verstärkung bis zu höheren Spannung aber nicht anwuchs oder ein Plateau zeigte, liegt dieser Fall hier nicht vor. Erhöht man die Gegenspannung an der APD, kommt es irgendwann zum namensgebenden Lawineneffekt. Es werden höhere Spannungspulse detektiert und der Peak wandert im Spektrum zu höheren Kanälen. Das Verhältnis der Peakposition bei einer bestimmten Gegenspannung im Verhältnis zur Peakposition ohne Gegenspannung liefert einem die Verstärkung der APD:

$$M(U) = \frac{\mu_{\text{LED}}(U)}{\mu_{\text{LED}}(U = 0,1 \text{ V})}. \quad (12)$$

Bei höherer Spannung wird die Verstärkung so groß, dass der LED-Peak aus dem Spektrum rauswandert. Um dies zu verhindern, wird ein Spektrum aufgenommen bei dem der

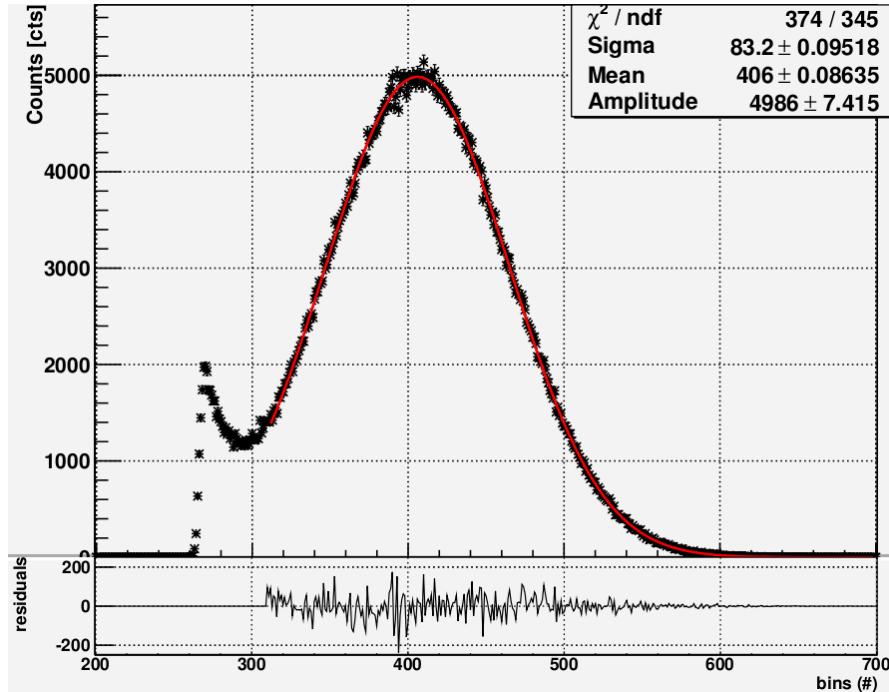


Abbildung 17: Aufgenommenes Spektrum der IR-LED, hier quasi ohne anliegende Gegenspannung (0,1 V) [bereits mit Fit]

Peak noch im Spektrum liegt. Nun wird die Spannung der LED heruntergeregt. Es kommen weniger Photonen an der APD an und deren Spannungspulse werden geringer. Die Spannung an der LED wird nun so weit heruntergeregt bis der Peak sich möglichst weit links im Spektrum befindet um in einem möglichst großen Bereich danach weitermesse zu können. Da die Gegenspannung an der APD in der Zwischenzeit jedoch konstant bleibt, ist auch die Verstärkung bei beiden Messungen dieselbe. Der Vergleich zwischen Peakposition bei hoher und bei niedriger LED-Spannung ergibt einen Korrekturfaktor c der bei der Berechnung der Verstärkung berücksichtigt werden muss. Diese Korrektur ist mehrere Male nötig, sodass sich auch mehrere Korrekturfaktoren c_i ergeben. Bei n Korrekturen berechnet sich die Verstärkung schließlich zu

$$M(U) = \frac{\mu_{\text{LED}}(U)}{\mu_{\text{LED}}(U = 0,1 \text{ V})} \prod_{i=0}^{n(U)} c_i. \quad (13)$$

Zur Verstärkungsmessung wird nur die Peakposition mit einbezogen, nicht die rauschbedingte Peakbreite. In Abb. 18 sind zwei Beispieldaten, einmal bei 34 V und bei 36,1 V Gegenspannung gezeigt. Man sieht, dass der Fehler der Positionsbestimmung minimal ist. Daher wird dieser Fehler bei der Verstärkungsmessung vernachlässigt. Bis zur Messung bei 36,1 V Gegenspannung musste die LED-Spannung dreimal heruntergefahren werden (10 V → 1 V → 0,4 V → 0,3 V).

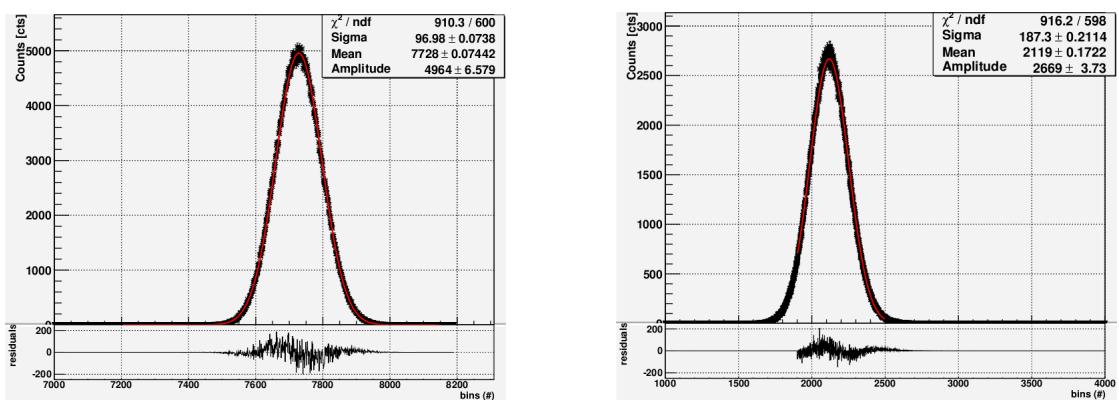


Abbildung 18: Spektren der Verstärkungsmessung. Links: 34,0 V, rechts: 36,1 V

Die Verstärkung in Abhängigkeit der Gegenspannung der APD ist in Abb. 19 zu sehen. Man erkennt, dass über lange Bereiche noch keine Verstärkung stattfindet. Erst ab 33 V findet eine Ladungsvervielfältigung statt, die sich mit steigender Spannung extrem steigert. Im Bereich der Durchbruchspannung (36,5 V) lässt sich eine maximale Verstärkung von knapp 400 erzielen. Allerdings treten in diesem Bereich erste Entladungspulse auf und der Peak ist extrem verbreitert (Abb. 20), sodass noch höhere Spannungen zu keinen sinnvollen Messergebnissen mehr führen. Als stabiler Arbeitspunkt kann eine Gegenspannung von 36,3 V gewählt werden. Das dazugehörige Spektrum ist in Abb. 21 dargestellt. Bei dieser Spannung beträgt die Verstärkung 300.

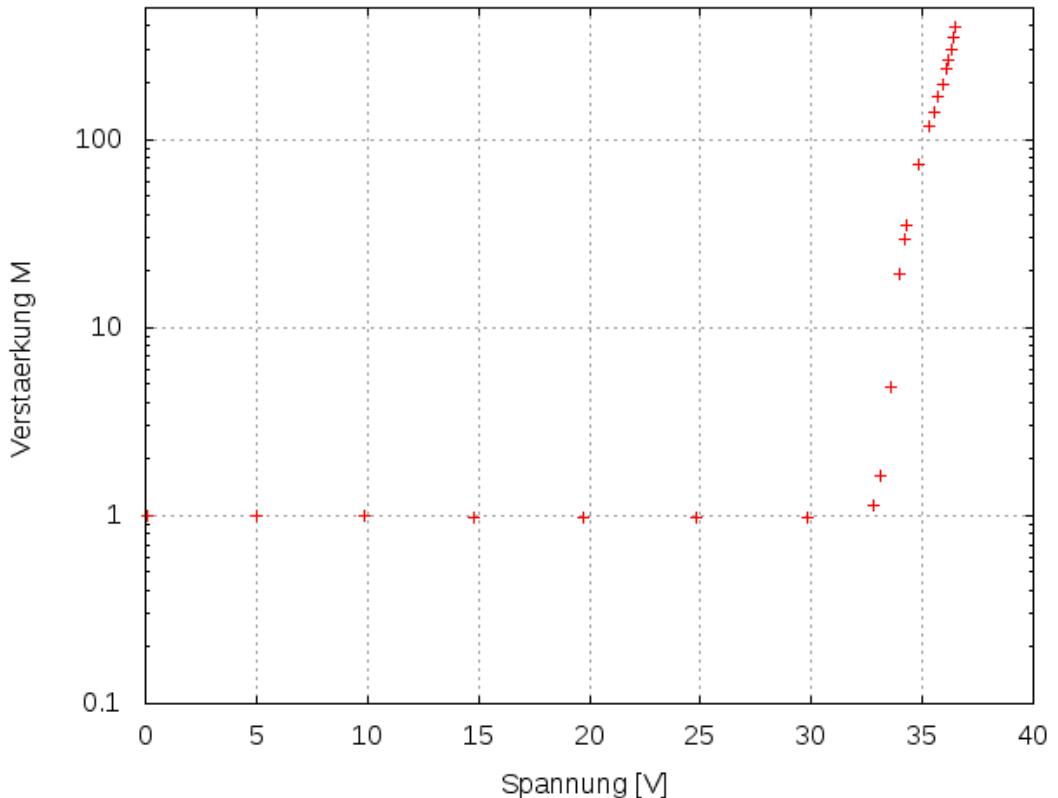


Abbildung 19: Messung der Verstärkung der APD. Ab ungefähr 33 V Gegenspannung setzt die Ladungsvervielfältigung ein, bis zur Durchbruchspannung bei rund 36,5 V wird eine Verstärkung von bis 400 erreicht.

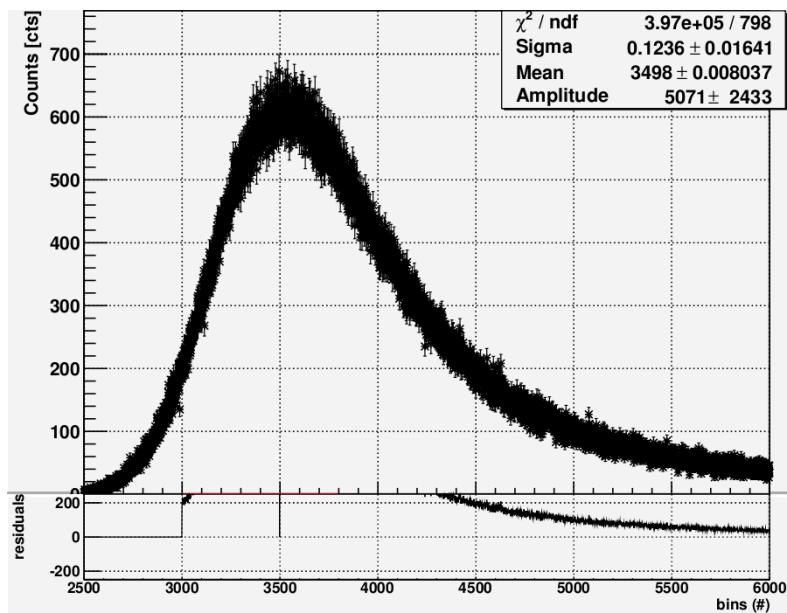


Abbildung 20: Spektrum der IR-LED bei 36,5 V Gegenspannung. Durch die Entladungspulse ist der Peak sehr stark verbreitert.

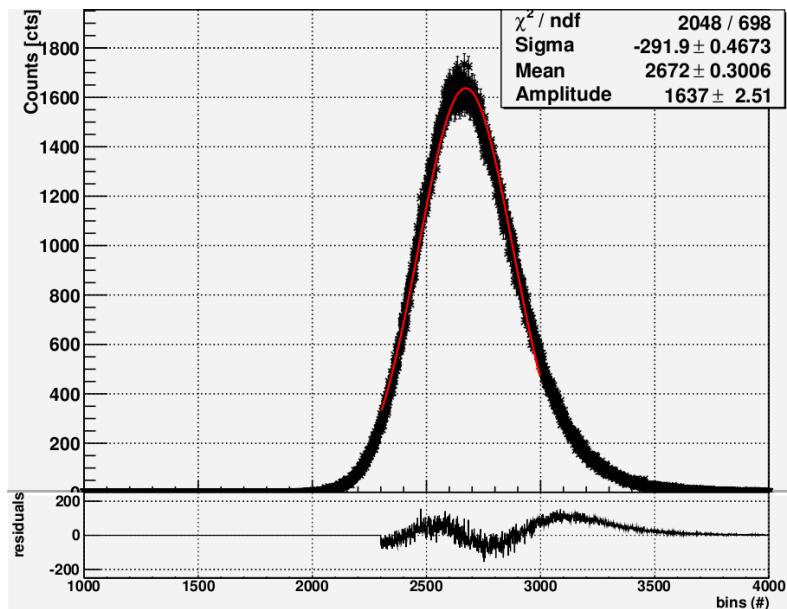


Abbildung 21: Spektrum der IR-LED bei 36,3 V Gegenspannung

Es ist nun zu klären, ob die Verstärkung von 300 bereits ausreicht, um auch Einzelphotonen detektieren zu können. Theoretisch lässt sich untersuchen, ob ein Signal eines einzelnen Photons über dem Rauschen liegt. Dazu lässt sich der Testpuls (und das Rauschen des Vorverstärkers) von Silizium auf Indium-Gallium-Arsenid umrechnen. Da für InGaAs die mittlere Energie je erzeugtem Elektron-Loch-Paar nicht bekannt ist, wird diese Energie von Germanium angenommen, da es nahezu dieselbe Bandlücke von 0,67 eV aufweist. Die Energie für ein erzeugtes Elektron-Loch-Paar bei Germanium liegt bei 2,96 eV [Kno00]. Der 100 keV-Testpuls für Silizium entspricht nach Formel 8 einem 81 keV Testpuls für Germanium (InGaAs). Das Rauschen des Vorverstärkers liegt damit bei 661 eV (vgl. Abschnitt 4). Bei einer Verstärkung von 300 bei der Arbeitsspannung von 36,3 V würde ein einzelnes Photon einem Energiesignal von $300 \cdot 2,96 \text{ eV} = 888 \text{ eV}$ entsprechen. Dieses liegt geringfügig über dem Rauschen, was eine Detektierung theoretisch möglich macht.

Das Rauschen des Vorverstärkers wurde allerdings ohne montierte APD bestimmt. Die APD als Kondensator ist nochmal eine eigene Rauschquelle. Zur Abschätzung dieses Rauschens wurde die Messung aus Abb. 16 verwendet. Das Spektrum mit Fit des Testpulses ist in Abb. 22 zu sehen. Die Peakposition liegt bei Kanal 218,34 und die Halbwertsbreite beträgt 3,18 Kanäle. Die Fehler des Gaußfits liegen im Bereich von 10^{-3} und sind zu vernachlässigen. Das Rauschen für das 81 keV-Signal liegt somit bei 1,18 keV (Formel 10), wodurch das Signal eines einzelnen Photons ($\approx 888 \text{ eV}$) im Rauschen untergehen würde.

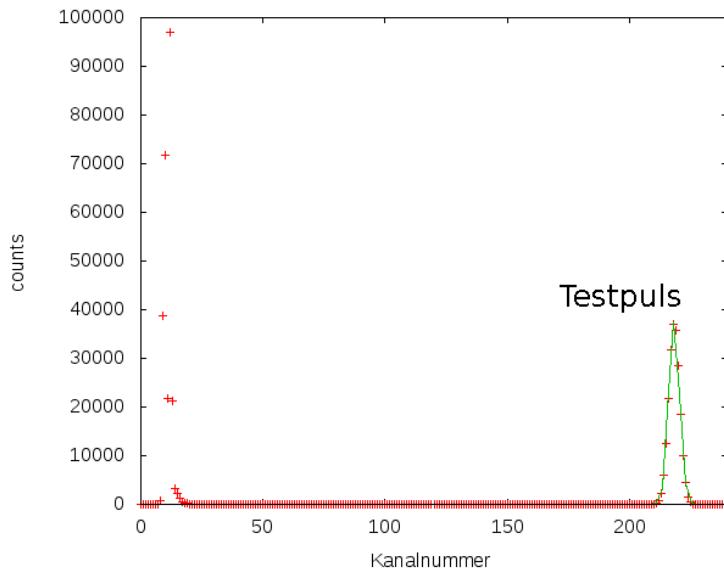


Abbildung 22: Spektrum der Messung aus Abb. 16 ohne Spektroskopieverstärker bei 36 V Biasspannung.

7 Fazit und Ausblick

Ziel der Arbeit war die Charakterisierung großflächiger InGaAs APDs. Dies wurde am Beispiel der PLA-208 von Princeton Lightwave erfolgreich durchgeführt. Einer der Herzstücke des Experimentes ist der am IKP gebaute Vorverstärker, insbesondere die Vorstufe. Durch viele (kleine) Veränderungen und Messungen konnte das Rauschen des Verstärkers stark gesenkt und auf ein sehr gutes Niveau gebracht werden.

Die Inbetriebnahme der APD erfolgte ohne größere Überraschungen. Die Durchbruchspannung bei Raumtemperatur entspricht dem Datenblatt und die Abnahme der Durchbruchspannung beim Herunterkühlen entspricht den Erwartungen. Durch das Abkühlen mit flüssigem Stickstoff konnte die erreichbare Verstärkung stark gesteigert werden. Während bei Raumtemperatur die üblichen Verstärkungen von InGaAs-APDs zwischen 10 und 40 liegen, konnte eine Verstärkung bis nahezu 400 erreicht werden. Diese Verstärkung liegt zwar immer noch (weit) unter den möglichen Verstärkungen von Si-APDs (bis zu 10^4 [Jöh13]), ist jedoch dem Halbleitermaterial geschuldet.

Ein stabiler Betrieb ohne Entladungspulse ist jedoch nur bis zu einer Biasspannung von 36,3 V und damit einer Verstärkung von 300 möglich. Damit entspricht das durch ein einzelnes Photoelektron hervorgerufene Signal einer Energiedeposition von $\approx 0,89$ keV. Betrachtet man das Rauschen des Vorverstärkers bei 36 V Biasspannung von $\approx 1,18$ keV, ist es mit der APD nicht möglich ein einzelnes Photon zu detektieren. Die Abschätzung besitzt allerdings einige unbekannte Größen wie die Energie pro Elektron-Loch-Paar für InGaAs. Konservativ abgeschätzt werden einzelne Photonen wohl dennoch im Rauschen des Vorverstärkers untergehen, der experimentelle Nachweis müsste aber noch mit einer kalibrierten Photonenquelle erbracht werden. Um mit dieser (oder anderen) InGaAs-APDs Einzelphotonendetektion betreiben zu können, muss das Rauschen des Aufbaus noch weiter minimiert werden. Die maximale Verstärkung wird durch die Durchbruchspannung begrenzt, möglicherweise bieten APDs anderer Hersteller höhere Verstärkungen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Teststand erfolgreich für den Betrieb mit InGaAs-APDs umgebaut wurde. Nach den Erkenntnissen dieser Arbeit scheint eine Einzelphotonendetektierung mit der verwendeten APD unwahrscheinlich. Möglicherweise kann eine effektivere Rauschunterdrückung die geringe Verstärkung ausgleichen. Weiterhin ist es wichtig, den Markt für entsprechende Halbleiterdetektoren zu beobachten, da regelmäßig weiterentwickelte Detektoren verfügbar werden. Ist dieses nicht der Fall, muss man für die Detektion im nahen Infrarotbereiches auf andere Detektoren (insbesondere NIR sensitive Photomultiplier) zurückgreifen.

8 Datenblatt der APD



PRELIMINARY

VERY LARGE AREA AVALANCHE PHOTODIODE (APD) - DISCRETE

PERFORMANCE SPECIFICATION

Case temperature = 25°C

Parameter Description	Test Conditions	Specifications			Units
		Min	Typical	Max	
Effective Optical Diameter	500um APD		500		μm
	800um APD		800		
Breakdown voltage, V _b	I _d = 10 μA	50		90	V
Temp. dependence ΔV _b /ΔT			0.15		%/°C
Responsivity, R	1550nm, M=1	0.85			A/W
Capacitance, C	M=10, 1MHz, 500um APD		11		pF
	M=10, 1MHz, 800um APD		28		pF
Total Dark Current, I _d	M=10, 500um APD		15		nA
	M=10, 800um APD		30		nA
Dark Current Noise Density	1550 nm, M=10, 500um APD		0.2		
	1550 nm, M=10, 800um APD		0.6		pA/√Hz
Noise Equivalent Power†	1550 nm, M=10, 500um APD		25		fW/√Hz
	1550 nm, M=10, 800um APD		70		

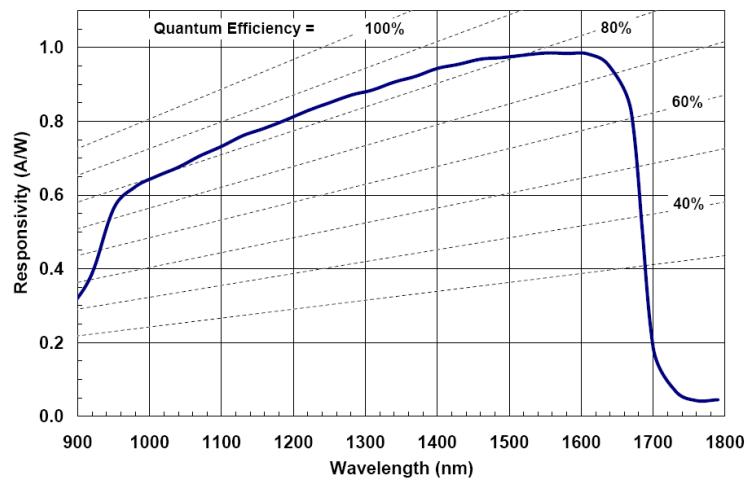
† Under no optical illumination

ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS

Parameter	Min	Max	
APD Reverse Bias	0	Vbr	Volt
APD Current Limit (cw)		1	mA
Optical power (cw, >50μm spot)		5	mW



Typical Spectral Response: 200 μm APD



Princeton Lightwave Inc - PROPRIETARY

Feb, 2006

Literatur

- [Bei00] Thomas Beier. The gj factor of a bound electron and the hyperfine structure splitting in hydrogenlike ions. *Physics Reports*, 339(2–3):79–213, 2000.
- [Ham08] Daniel Hampf. *Untersuchung der APD S1315 von RMD im Hinblick auf ihren Einsatz als Detektor am SpecTrap Experiment*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms Universität, 2008.
- [IL09] Harald Ibach and Hans Lüth. *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*. Springer Verlag, Berlin, 7 edition, 2009.
- [JAB⁺10] R. Jöhren, Z. Andjelkovic, D. Bonaventura, W. Buglak, V. Hannen, W. Nörterhäuser, R. Sanchez, and C. Weinheimer. LN2 cooled APD detector setup for SPECTRAP. Scientific report, WWU Münster, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, GSI Darmstadt, 2010.
- [Jöh13] Raphael Jöhren. *Spectroscopy of the hyperfine transition in lithium-like bismuth at the ESR at GSI and an APD-based single-photon detector for laser spectroscopy on highly charged ions*. PhD thesis, Westfälische Wilhelms Universität Münster, 2013.
- [Kno00] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2000.
- [Kus11] Frederik Kuschewski. *Untersuchungen von Avalanche Photodioden zum Einzelphotonennachweis*. Bachelorarbeit, Westfälische Wilhelms Universität Münster, 2011.
- [LED] <http://www.thorlabs.de/thorcat/16300/LED1550E-SpecSheet.pdf>.
- [MAB⁺11] J. Mader, Z. Andjelkovic, D. Bonaventura, W. Buglak, C. Geppert, V. Hannen, M. Lochmann, R. Jöhren, W. Nörterhäuser, H.-W. Ortjohann, R. Sanchez, and C. Weinheimer. Detector systems for the SPECTRAP and LIBELLE experiment. Scientific report, WWU Münster, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, GSI Darmstadt, 2011.
- [Per10] PerkinElmer. *Avalanche Photodiode: A User Guide*, 2010.
- [S⁺01] V M Shabaev et al. Towards a test of QED in investigations of the hyperfine splitting in heavy ions. *Phys Rev Lett*, 86(18):3959–62, April 2001.
- [Spe] https://www.gsi.de/en/start/forschung/forschungsfelder/appa_pni_gesundheit/atomphysik/research/experimental_facilities/hitrap/experiments/spectrap.htm.
- [SS] A. Stoykov and R. Scheuermann. Silicon avalanche photodiode. Technical report, Laboratory for Muon Spin Spectroscopy, Villingen, Schweiz.

- [WAP⁺05] D.F.A. Winters, A.M. Abdulla, J.R. Castrejón Pita, A. de Lange, D.M. Segal, and R.C. Thompson. Plans for laser spectroscopy of trapped cold hydrogen-like hci. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 235(1–4):201–205, 2005. The Physics of Highly Charged Ions Proceedings of the Twelfth International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI-2004) Twelfth International Conference on the Physics of Highly Charged Ions.
- [WVS⁺07] D FA Winters, M Vogel, D M Segal, R C Thompson, and W Nörtershäuser. Laser spectroscopy of hyperfine structure in highly charged ions: a test of qed at high fields. *Canadian Journal of Physics*, 85(5):403–408, 2007.

Danksagung

Obwohl diese Arbeit selbstständig verfasst wurde, ist sie nicht vollkommen selbstständig zustande gekommen. Daher gebührt an dieser Stelle allen Leuten Dank, die zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst bedanke ich mich herzlich bei Professor Weinheimer, der mir schon sehr früh die Möglichkeit dieser Bachelorarbeit bereistellte. Auch wenn er viel beschäftigt war half meist schon ein kurzes Gespräch um ein Problem zu lösen.

Den nächsten Dank möchte ich Dr. Volker Hanne aussprechen, der nicht nur während des Experimentes mit Rat und Tat zur Seite stand sondern auch dieser Arbeit den letzten Schliff verpasste.

Ein besonderer Dank geht an Jonas Vollbrecht, der diese Arbeit betreute und mit mir das Experiment von Grund auf aufarbeitete. Die unzähligen Stunden, mit einem Lötkolben bewaffnet den Aufbau umzulöten verbesserten nicht nur das handwerkliche Geschick sondern vermittelten anschaulich das Tagewerk eines Experimentalphysikers.

Ein Dank auch an die Elektronikwerkstatt und deren Mitarbeiter, die uns nicht nur mit Kabeln und Material versorgten sondern auch sehr hilfreich bei mancher Problemsuche waren.

Ich möchte mich bei der Arbeitsgruppe und meinen Bürokollegen bedanken, dass ich so herzlich aufgenommen wurde. Auch in hektischen Zeiten war die Atmosphäre immer freundlich und entspannt.

Zu guter Letzt bedanke ich mich recht herzlich bei meiner Familie, meinen Kommilitonen und Freunden, insbesondere meiner Schwester Claudia, für die Unterstützung, Motivation und auch Ablenkung.