

**WESTFÄLISCHE
WILHELMS-UNIVERSITÄT
MÜNSTER**

Aufbau und Test eines Elektronenmonitordetektors für das
KATRIN-Experiment

Setup and test of an electron monitor detector for the KATRIN experiment

Bachelorarbeit

von
Oliver Rest

Themensteller: Prof. Dr. Christian Weinheimer
Zweitgutachter: Dr. Volker Hannen
Westfälische-Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik
AG Prof. Dr. C. Weinheimer

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	5
1.1 Einführung	5
1.2 KATRIN-Experiment	5
1.2.1 Bestimmung der Neutrinomasse	5
1.2.2 Kondensierte Kryptonquelle	7
1.3 Gliederung	7
2 Physikalische Grundlagen	9
2.1 Elektronenquelle	9
2.1.1 Photoeffekt	9
2.1.2 Elektronen in elektrischen und magnetischen Feldern	9
2.2 Detektor	11
2.2.1 Halbleiter	11
2.2.2 pn-Übergang	13
2.2.3 PIN-Diode	14
2.3 Vorverstärker	15
2.4 Energieauflösung und Rauschen	19
3 Aufbau des Experiments	21
3.1 Allgemeiner Aufbau	21
3.2 Elektronenkanone	24
3.3 Detektorsystem	26
3.4 NIM-Crate und sonstige Komponenten	29
4 Messungen und Auswertung	31
4.1 Optimale e-gun Einstellungen	31
4.2 Energie-Kalibrierung	34
4.3 Untersuchung verschiedener shaping-Zeiten	36
4.4 Variation der Spannung am Detektor	41
4.4.1 Erste Messreihe	41
4.4.2 Zweite Messreihe	42
4.5 Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite	43
4.5.1 Messungen bei eingeschalteter Turbopumpe	44
4.5.2 Messungen bei ausgeschalteter Turbomolekularpumpe	47
4.5.3 Messungen ohne Detektor bei eingeschalteter Turbopumpe	48
5 Zusammenfassung und Ausblick	51

1 Einleitung

1.1 Einführung

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die heute bekannten Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander. Neben den vier Bosonen, den Botenteilchen der starken, schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung, beschreibt das Modell außerdem zwölf Fermionen - die Materienteilchen. Hierbei handelt es sich je um drei Generationen von Quarks und Leptonen. Die Leptonen teilen sich auf in Elektron, Myon, Tau und die zugehörigen Neutrinos. Im Standardmodell werden die Neutrinos als masselose Teilchen angesehen. Mittlerweile geht man aufgrund von Beobachtungen wie der Neutrinooszillation jedoch davon aus, dass die drei Neutrinos jeweils eine von Null verschiedene, unterschiedliche Masse besitzen und dass die Masseneigenzustände nicht mit den Flavour-Eigenzuständen übereinstimmen.

Die Bestimmung der Masse der Neutrinos ist bis heute nicht gelungen. Es konnten lediglich Obergrenzen für die erwarteten Massen bestimmt werden. Da die Neutrinos keine Ladung besitzen und zur Familie der Leptonen zählen, unterliegen sie lediglich der schwachen Wechselwirkung sowie der Gravitation. Aufgrund der geringen Wechselwirkungsrate freier Neutrinos und der geringen Masse ist es schwierig, die Masse experimentell zu bestimmen. Eine Möglichkeit der direkten Massenbestimmung ist die Vermessung des Endpunktes des Betaspektrums von radioaktiven Betastrahlern wie Tritium, was beispielsweise mit dem KATRIN-Experiment geschehen soll. Diese Arbeit handelt von dem Aufbau und Test eines Elektronenmonitordetektors, der mit der kondensierten Kryptonkonversionselektronenquelle des KATRIN-Experiments eingesetzt werden soll. Als Detektor fungiert dabei eine fensterlose Silizium PIN-Diode. Für diese und den ladungssensitiven Vorverstärker wurde eine spezielle Halterung entwickelt und von der feinmechanischen Werkstatt gebaut. Mit Hilfe einer im Institut für Kernphysik entwickelten und gebauten Elektronenkanone wurde der Aufbau für Elektronen im für das KATRIN-Experiment relevanten Energiebereich getestet.

1.2 KATRIN-Experiment

1.2.1 Bestimmung der Neutrinomasse

Das KARlsruhe-TRIum-Neutrino-Experiment ist ein Experiment zur direkten Massenbestimmung des Elektron(anti)neutrinos. Dazu wird der Endbereich des Energiespektrums der Tritium- β -Zefallselektronen genau vermessen. Die beim Tritium- β -Zerfall freiwerdende Zerfallsenergie von 18,6 keV wird statistisch auf das Elektron und das Antineutrino aufgeteilt. Um die Ruhemasse des Elektronantineutrinos zu bestimmen, wird der Endpunkt des Energiespektrums der Elektronen bestimmt, bei dem die gesamte Energie des Zerfalls abzüglich der Ruheenergie des Neutrinos auf das Elektron übertragen wurde.

Die durch das Hauptspektrometer maximal erreichbare Energieauflösung von KATRIN beträgt 0,93 eV [KAT04]. Für den Fall, dass die Neutrinomasse nicht bestimmt werden kann, kann eine neue Obergrenze der Elektronneutrinomasse auf $0,2 \text{ eV}/c^2$ (90% Konfidenzintervall) festgelegt werden. Die durch die Vorgängerexperimente in Mainz und Troisk bisher bestimmte obere Massengrenze des Elektronneutrinos liegt bei $2,2 \text{ eV}/c^2$ [Kra05] bzw. $2,05 \text{ eV}/c^2$ [Lob03]. Der prinzipielle Aufbau des KATRIN-Experiments ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Im Folgenden

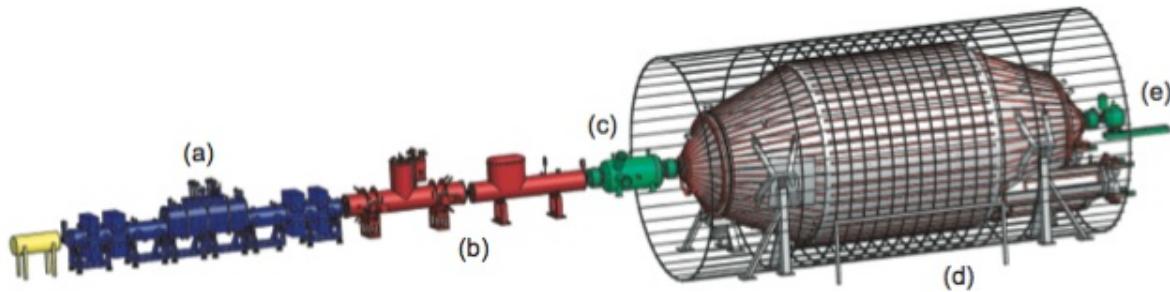


Abbildung 1.1: Schematischer Überblick über das KATRIN-Experiment. Auf die in blau markierte Quellsektion (a) folgen die Transport- und Pumpstrecke (b), Vorspektrometer ((c),(d)) und der Detektor (e) [Ost08].

soll lediglich ein kurzer Überblick über den Aufbau des KATRIN-Experiments gegeben werden. Detailliertere Beschreibungen sind im Design-Report verfügbar.

In der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle (WGTS) ganz links findet der β^- -Zerfall der Tritiummoleküle statt. Die Elektronen folgen aufgrund eines von außen angelegten Magnetfelds den magnetischen Feldlinien auf Zyklotronbahnen und gelangen ebenso wie unerwünschte Tritiummoleküle in die Transportsektion, wo das Tritium mit Hilfe der differentiellen Pumpstrecke (DPS) abgesaugt wird und in der kryogenen Pumpsektion (CPS) auffriert. Die Elektronen gelangen von dort aus in das Vorspektrometer, wo durch ein elektrisches Gegenfeld sichergestellt wird, dass nur Elektronen mit einer Energie von einigen 100 eV weniger als die Endpunktsenergie ins Hauptspektrometer gelangen können. Bei diesem (wie auch beim Vorspektrometer) handelt es sich um einen sogenannten MAC-E-Filter (Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter). Mit Hilfe des Hauptspektrometers können die Elektronen mit der oben erwähnten Auflösung von 0,93 eV bezüglich ihrer kinetischen Energie selektiert werden, sodass nur Elektronen, die fast die gesamte Zerfallsenergie besitzen, transmittiert werden. Im nachfolgenden Detektor werden die übrig gebliebenen Elektronen schließlich detektiert. Von der Gesamtzählrate von etwa 10^{11} findet eine Reduktion auf wenige Signalelektronen pro Sekunde im relevanten Energiebereich statt, sodass für KATRIN einerseits eine große Untergrundreduzierung und andererseits eine hohe Messdauer erforderlich ist.

1.2.2 Kondensierte Kryptonquelle

Zur Kalibrierung und Überwachung der Sensitivität des Aufbaus wird eine Elektronenquelle benötigt, die monoenergetische Elektronen im passenden Energiebereich liefert. Diese Eigenschaften sind unter anderem für Konversionselektronen aus dem Zerfall von ^{83m}Kr erfüllt. Der angeregte Kern kehrt über den Prozess der inneren Konversion in den Grundzustand zurück. Dabei wird die überschüssige Energie des angeregten Zustands auf ein Hüllenelektron übertragen, welches das System mit der kinetischen Energie, die der Kernanregungsenergie abzüglich der Bindungsenergie entspricht, verlässt. Im Fall des Isotops ^{83m}Kr , das eine Halbwertszeit von 1,83 h besitzt, beträgt die kinetische Energie der Elektronen 17,8 keV (K-32 Linie) mit einer Halbwertsbreite von 2,8 eV (für eine genauere Beschreibung der Übergänge des ^{83m}Kr siehe [Ost08]). Dies unterscheidet sich lediglich um 0,8 keV vom Endpunkt des Tritium- β -Spektrums, sodass die Elektronen mit kommerziellen Geräten mit sehr hoher Präzision nachbeschleunigt werden können.

Die kondensierte Kryptonkonversionselektronenquelle ist im Aufbau des Experiments in der CPS vorgesehen. Die Quelle lässt sich bei Bedarf von oben mechanisch in den Flussschlauch hineinfahren. Die Position des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Elektronenmonitordetektors soll die Rückseite der kondensierten Kryptonquelle sein, sodass während der Anwendungsphase dieser Quelle Elektronen im Flussschlauch detektiert werden können.

1.3 Gliederung

Auf diese kurze Einleitung folgt im nächsten Kapitel eine Beschreibung der physikalischen Grundlagen, die zum Verständnis des Experiments erforderlich sind.

Im dritten Kapitel werden der Aufbau des Experiments und die verwendeten Komponenten näher beschrieben.

In Kapitel 4 folgt eine Beschreibung der durchgeführten Messungen und eine Analyse der Ergebnisse.

Im Schlussteil wird ein Überblick über die Ergebnisse des Experiments und ein Ausblick auf mögliche Verbesserungen bei weiteren Messungen mit dem Aufbau gegeben.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Elektronenquelle

Zum Test des Elektronendetektors ist eine Quelle erforderlich, die idealerweise monoenergetische Elektronen liefert, deren Energie im Bereich bis etwa 25 keV liegt. Dies wurde durch eine auf Photoelektronen basierende Elektronenkanone realisiert.

2.1.1 Photoeffekt

Der Photoelektrische Effekt (kurz Photoeffekt) ist neben dem Compton-Effekt und der Paarbildung einer von drei möglichen Prozessen der Wechselwirkung von Photonen mit Materie.

Beim Photoeffekt wird ein Photon, welches auf ein gebundenes Elektron trifft, von diesem absorbiert. Da der Kern beim Photoeffekt einen Teil des Impulses aufnimmt, findet dieser Effekt nur bei gebundenen Elektronen statt. Das Elektron wird durch den Energiegewinn in ein höheres Bindungsniveau angehoben oder verlässt das Atom, falls es eine ausreichende Energiemenge besitzt. Die kinetische Energie eines durch den Photoeffekt ausgelösten Elektrons ist gegeben durch

$$E_{kin} = \hbar\omega - E_i - \Phi \quad (2.1)$$

mit der Bindungsenergie E_i und der Austrittsarbeit

$$\Phi = E_{vac} - E_{fermi}. \quad (2.2)$$

Die Bedingung für die Emission von Photoelektronen ist, dass die Photonenenergie größer als die Summe von Bindungsenergie und Austrittsarbeit ist.

Im Vergleich zum Compton-Effekt und der Paarbildung ist der Photoeffekt bei niedrigen Photonenenergien im Bereich von einigen eV bis zu keV dominant. Der Wirkungsquerschnitt ist neben der Photonenenergie E außerdem von der Kernladungszahl Z des absorbierenden Materials abhängig und verläuft näherungsweise proportional zu

$$\sigma \sim \frac{Z^5}{E^{3,5}}. \quad (2.3)$$

2.1.2 Elektronen in elektrischen und magnetischen Feldern

Die durch den Photoeffekt ausgelösten Elektronen befinden sich nach dem Austritt aus dem Kathodenmaterial in das Vakuum unter dem Einfluss von elektrischen und magnetischen Feldern. Die angelegte negative Hochspannung sorgt dafür, dass die Elektronen in Richtung des Detektors beschleunigt werden. Die kinetische Energie E der Elektronen ist gegeben durch

$$E = e \cdot U \quad (2.4)$$

wobei U die angelegte Hochspannung und e die Elementarladung ist.

Das magnetische Feld wird dazu verwendet, die Elektronen auf den Detektor zu führen. Im Zusammenhang mit dem magnetischen Feld wirken zwei wesentliche Kräfte auf bewegte Ladungen, die großen Einfluss auf die Flugbahn der Teilchen haben. Dabei handelt es sich um die Zentripetalkraft F_Z und die Lorentzkraft F_L . Der Weg, dem ein geladenes Teilchen im Magnetfeld folgt, zeichnet sich dadurch aus, dass Zentripetalkraft und Lorentzkraft im Gleichgewicht stehen. Die Elektronen folgen den magnetischen Feldlinien auf sogenannten Zyklotronbahnen, für die im einfachsten Fall, in dem sich Elektronen senkrecht zu den magnetischen Feldlinien bewegen,

$$F_Z = F_L \Leftrightarrow \frac{m \cdot v^2}{r} = q \cdot v \cdot B \quad (2.5)$$

gilt. Der Zyklotronradius gibt den Radius r der Kreisbahn der Elektronen im Magnetfeld B an:

$$r = \frac{m \cdot v}{q \cdot B}. \quad (2.6)$$

Der Radius hängt von der Masse m , der Ladung q , der Geschwindigkeit v des Teilchens und von der Stärke des Magnetfeldes B ab.

Es gilt bei der näheren Betrachtung der Thematik jedoch zwei Dinge zu beachten. Die Gleichungen 2.5 und 2.6 gelten nur für den nicht relativistischen Fall. Die im Experiment untersuchten Elektronen werden in der Regel mit einer Spannung von $U = 20000$ V beschleunigt. Dabei kommt es zu Elektronengeschwindigkeiten über 25 - 30 % der Lichtgeschwindigkeit, sodass relativistische Effekte eine Rolle spielen. In diesem Fall gilt es zwei Aspekte zu beachten. Die Geschwindigkeit der Elektronen, die sie nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung haben, kann nicht mehr über die Relation $E = \frac{1}{2}mv^2$ berechnet werden. Weiterhin erfahren die Elektronen zusätzlich zu ihrer Ruhemasse m_0 eine relativistische Massenzunahme Δm .

Außerdem muss beachtet werden, dass sich die Elektronen nicht senkrecht zu den magnetischen Feldlinien bewegen. Dies führt dazu, dass Gleichung 2.5 vektorwertig betrachtet werden muss. Auf bewegte Ladungen q , die ein elektromagnetisches Feld durchqueren, wirkt zunächst eine Kraft \vec{F}

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_B = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.7)$$

die eine Summe aus der durch das elektrische Feld \vec{E} resultierenden Kraft \vec{F}_E und der durch ein Magnetfeld \vec{B} verursachten Lorentzkraft \vec{F}_B darstellt. Aus Gleichung 2.7 kann man außerdem ablesen, dass die Lorentzkraft nur auf bewegte Teilchen mit einer Geschwindigkeit \vec{v} wirkt, wohingegen das elektrische Feld auch unbewegte Ladungsträger beeinflusst.

Nach dem Austritt der Elektronen aus dem Kathodenmaterial - wenn ihre kinetische Energie nach 2.1 noch sehr gering ist (im eV-Bereich) - ist das elektrische Feld vorerst der dominante Faktor für die Bewegungsrichtung, sodass eine Beschleunigung entlang der elektrischen Feldlinien stattfindet. Da im experimentellen Aufbau die elektrischen Feldlinien näherungsweise mit den magnetischen übereinstimmen, ist der Beitrag von \vec{F}_B auf die Bewegungsrichtung der Elektronen verglichen mit \vec{F}_E klein.

2.2 Detektor

2.2.1 Halbleiter

Als Halbleiter werden Materialien bezeichnet, deren elektrische Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen sehr gering ist und mit zunehmender Temperatur signifikant ansteigt. Im Gegensatz zu metallischen Leitern, deren Leitfähigkeit mit steigender Temperatur abnimmt, leiten Halbleiter elektrischen Strom bei hohen Temperaturen mit geringerem Leitungswiderstand. Im Allgemeinen ist die Leitfähigkeit von Halbleitern stark temperaturabhängig. Abbildung 2.1 zeigt den Vergleich von Isolatoren, Halbleitern und Leitern im Bändermodell.

Bei Metallen liegt die Fermi-Energie - die Energie des höchsten besetzten Zustandes - oberhalb der Energie E_L , die das niedrigste Niveau des Leitungsbandes bezeichnet. Elektronen können sich nahezu ungehindert im Leitungsband bewegen und die elektrische Leitfähigkeit ist groß.

Bei Isolatoren liegt zwischen dem Leitungsband und dem Valenzband eine Bandlücke mit der Energie E_g vor, in der sich das Fermi-Niveau befindet. Die Elektronen können vom Valenzband mit der Energie E_V nicht ins Leitungsband gelangen, da die Bandlücke zu groß ist.

Zwischen diesen beiden Typen gibt es den Halbleiter. Die Bandlücke E_g ist hier von einer Größenordnung, dass bei bestimmten Temperaturen Elektronen schon durch thermische Anregung vom Valenz- ins Leitungsband gelangen können. Bei einer Temperatur von $T = 300$ K liegt die Bandlücke beispielsweise für Silizium bei 1,11 eV [Dem05].

Wenn ein Elektron ins Leitungsband gelangt, hinterlässt es im Valenzband eine freie Stelle (Loch), die als positiver Ladungsträger gesehen werden kann.

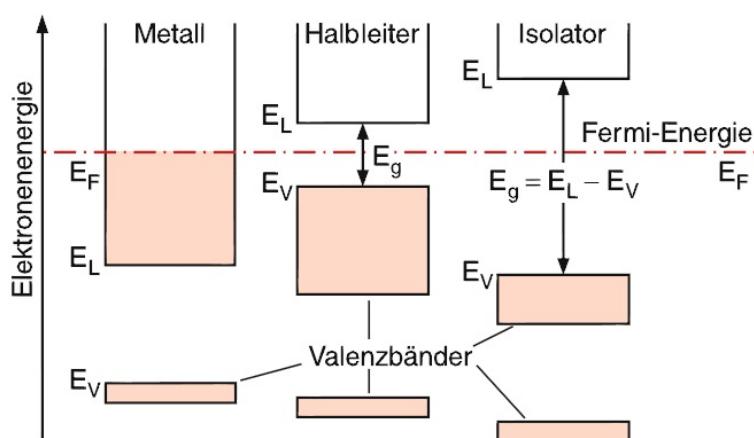


Abbildung 2.1: Vergleich zwischen den Bandschemata von Leitern, Halbleitern und Isolatoren [Dem05]

Durch thermische Anregungen, ionisierende Strahlung oder Störstellen im Kristallgitter können die Elektronen im Halbleiter die Bandlücke überwinden. Die auf diese Weise leitenden Materialien werden intrinsische Halbleiter genannt. Bei diesen ist die Konzentration der Löcher gleich der Konzentration der Elektronen im Leitungsband und es liegt so gut wie ausschließlich Eigenlei-

tung vor. Neben diesem Fall ist es möglich, das Kristallgitter eines Halbleiters mit Fremdatomen zu dotieren und somit die elektrische Leitfähigkeit zu erhöhen.

Bringt man fünfwertige Fremdatome (zum Beispiel Arsen) in ein Gitter aus vierwertigen Atomen (z.B. Silizium) ein, können vier Valenzelektronen für die Bindungen im Kristallgitter verwendet werden. Das überschüssige fünfte Valenzelektron des Fremdatoms wird nicht im Kristallgitter gebunden und ist über viele Gitteratome delokalisiert, sodass es als frei angesehen werden kann (Abbildung 2.2). Für diese Elektronen genügen kleine Energiemengen, um sie zu Leitungselektronen zu machen.

Die Fremdatome werden in diesem Zusammenhang als Donatoren bezeichnet und bei dieser Art der Dotierung handelt es sich um die n-Dotierung.

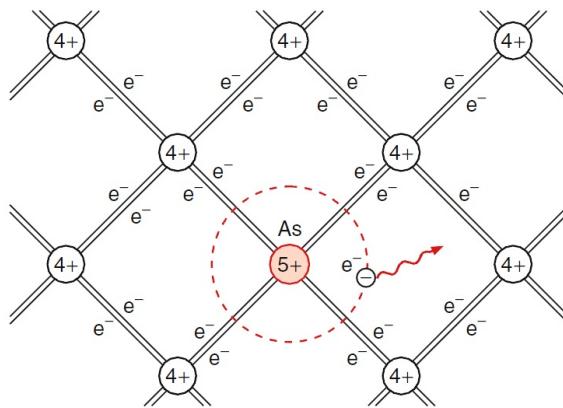


Abbildung 2.2: Vierwertiger Halbleiterkristall, dotiert mit fünfwertigen Fremdatomen [Dem05].

Wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist sind die Energieniveaus der Donatorzustände E_D dicht unter der Leitungsbandkante, sodass der Übergang der Elektronen ins Leitungsband wenig Energie erfordert. Dabei tragen hauptsächlich Elektronen zur Leitfähigkeit bei, die vom Donatorniveau ins Leitungsband abgegeben werden.

Andererseits kann man einen Halbleiter p-Dotieren. Dabei werden einem Gitter aus vierwertigen Atomen dreiwertige Fremdatome zugeführt. Eine der vier Bindungen zwischen einem Fremdatom und seinen Nachbarn kann in diesem Fall nur noch mit einem anstatt mit zwei Elektronen gebildet werden, wodurch ein positiv geladener freier Platz entsteht. Die Fremdatome werden als Akzeptoren bezeichnet, da Elektronen, die sich im Kristallgitter bewegen, den freien Platz einnehmen und gebunden werden können. Die Akzeptorniveaus liegen im Bandschema (Abbildung 2.4) geringfügig oberhalb des Valenzniveaus. Die Leitfähigkeit wird hier hauptsächlich durch Löcher im Valenzband erreicht, die durch die Rekombination eines Elektrons mit einem Akzeptor entstanden sind.

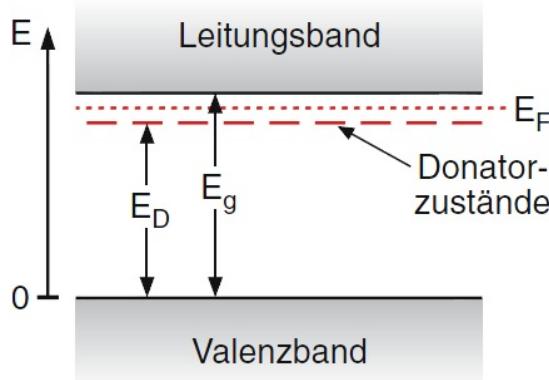


Abbildung 2.3: Termschema der Donatorniveaus eines n-Dotierten Halbleiters [Dem05].

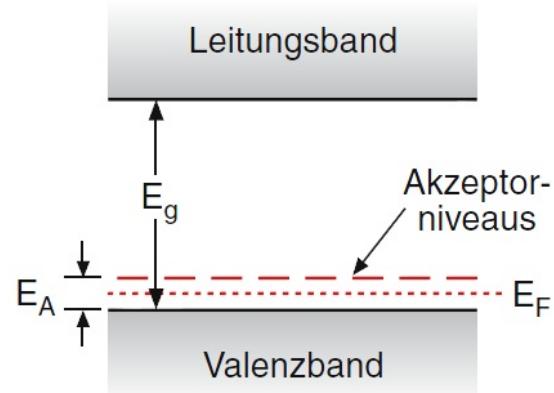


Abbildung 2.4: Termschema der Donatorniveaus eines p-Dotierten Halbleiters [Dem05].

2.2.2 pn-Übergang

Bringt man einen p-dotierten mit einem n-dotierten Halbleiter in Kontakt, ergibt sich ein sogenannter pn-Übergang, der beispielsweise die Grundlage einer Diode darstellt. Es kommt an der Kontaktstelle zu einem starken Konzentrationsgradienten der Leitungselektronen n und der beweglichen Löcher p im Valenzband. Aus diesem Grund diffundieren Elektronen von den n-dotierten in den p-dotierten Teil und rekombinieren dort mit Löchern. Die Diffusion von Löchern in den n-Teil, wo sie mit Elektronen rekombinieren, ist ebenfalls möglich (Abbildung 2.5a). Dadurch kommt es an der Kontaktstelle neben der Bildung einer Verarmungszone beweglicher Ladungsträger außerdem zu einer Raumladungszone, die sich als positive Raumladung im n-dotierten Bereich und als negative Raumladung im p-Gebiet ausbildet (siehe Abbildung 2.5b). Durch diesen Prozess kommt es in der auch als Sperrsicht bezeichneten Verarmungszone zur Bildung eines elektrischen Feldes, dass einen Feldstrom in die entgegengesetzte Diffusionsrichtung bewirkt, bis sich ein Gleichgewicht von Diffusions- und Feldstrom einstellt.

Die Dicke der Sperrsicht ist abhängig von der Konzentration der Donatoren und Akzeptoren und kann außerdem durch die Temperatur beeinflusst werden. Mit steigender Temperatur nimmt die Breite der Sperrsicht ab. Eine weitere Möglichkeit die Dicke der Sperrsicht zu verändern ist, eine äußere Spannung an die Endflächen des pn-Halbleiters anzulegen. Legt man eine negative Spannung an den p-Teil und eine positive Spannung an den n-Teil an, vergrößert sich die Sperrsicht. Eine so betriebene Diode wird in Sperrrichtung betrieben und ist für nicht zu hohe Ströme undurchlässig. Bei negativer Spannung an den n-Teil und positiver an den p-Teil wird die Sperrsicht kleiner.

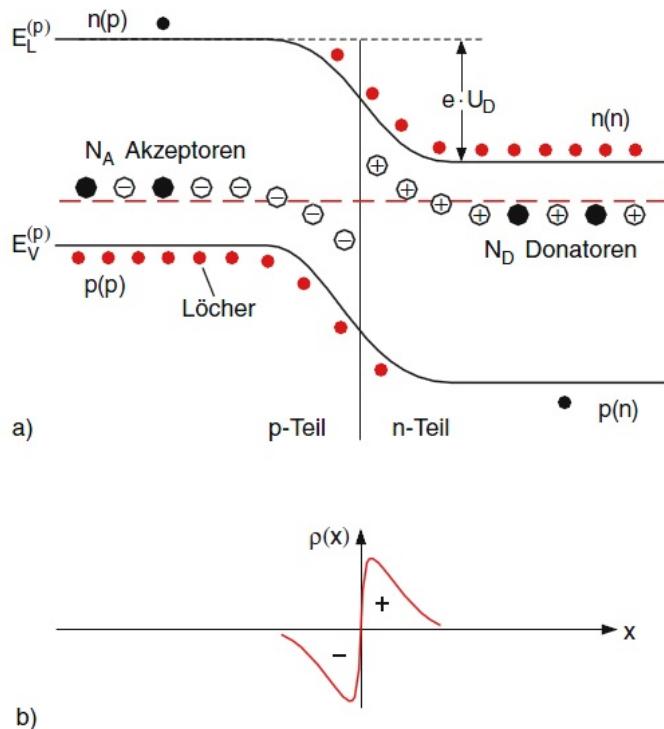


Abbildung 2.5: pn-Übergang. a) Bandschema bei miteinander verbundenen p- und n-Halbleitern; Raumladungsverlauf $\rho(x)$ [Dem05].

2.2.3 PIN-Diode

Eine PIN-Diode (positive intrinsic negative diode) besteht aus einem schwach oder undotierten Grundmaterial, das auf einer Seite stark p-dotiert und auf der anderen Seite stark n-dotiert ist. Zwischen den beiden stark dotierten Bereichen besteht keine direkte Verbindung. Dies hat den Vorteil, dass sich beim Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung eine größere Verarmungszone bildet. Eine PIN-Diode eignet sich aus diesem Grund unter anderem als Photodiode zur Strahlungsdetektion. Bei dem im experimentellen Aufbau verwendeten Detektor handelt es sich um eine Silizium PIN-Diode.

Die einfallende Strahlung erzeugt Elektron-Loch-Paare in der Sperrsicht, die durch das angelegte elektrische Feld getrennt werden. Elektronen wandern zum positiven und Löcher zum negativen Potential. Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger im Halbleitermaterial und damit der resultierende Strom der Photodiode ist proportional zur Energie der eintreffenden Elektronen.

Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu maximieren sollte die angelegte Spannung möglichst groß und die Kapazität C möglichst klein sein. In der Praxis kann es dabei unter Umständen schwierig sein, die bestmöglichen Werte für Spannung und Kapazität zu bestimmen.

2.3 Vorverstärker

Vorverstärker dienen dazu, ein Eingangssignal so anzupassen und zu verstärken, dass der eigentliche Verstärker in seinem optimalen Arbeitsbereich arbeitet. Bei dem im Rahmen dieser Bachelorarbeit verwendeten Modell handelt es sich um einen sogenannten ladungsempfindlichen Vorverstärker. Dieser basiert auf dem Funktionsprinzip eines Operationsverstärkers.

Operationsverstärker besitzen einen invertierenden und einen nicht invertierenden Eingang, die jeweils einen (im Idealfall) unendlich hohen Eingangswiderstand besitzen, sodass über die Eingänge kein elektrischer Strom fließt. Eine Schaltskizze eines invertierenden Operationsverstärkers ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

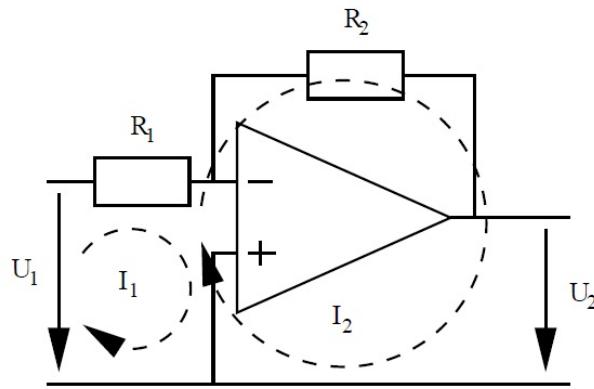


Abbildung 2.6: Schaltskizze eines invertierenden Operationsverstärkers [SDA08].

Das Verhältnis von Ausgangsspannung U_2 zur Eingangsspannung U_1 lässt sich zu

$$\frac{U_2}{U_1} = -\frac{R_2}{R_1} \quad (2.8)$$

herleiten.

Der ladungsempfindliche Vorverstärker besitzt anstelle der Eingangsspannung U_1 zunächst eine Stromquelle, sodass ein zeitabhängiger Strom das Eingangssignal darstellt. Bei einem Halbleiterdetektor handelt es sich im Prinzip um eine zu einem Widerstand R_i parallel geschaltete Stromquelle. Nach dem Thévenin-Theorem kann jedoch die Kombination aus Stromquelle und Widerstand als Äquivalent zu einer Spannungsquelle und dem Widerstand R_i in Reihenschaltung gesehen werden. Außerdem ist statt des Widerstands R_2 in Abbildung 2.6 beim ladungssensitiven Vorverstärker eine Kapazität C parallel zu dem Widerstand R geschaltet (siehe Abbildung 2.7). Für die Ausgangsspannung ergibt sich damit

$$U_2 = -U_1 \frac{Z}{R_i} \quad (2.9)$$

wobei Z die Parallelschaltung der komplexen Widerstände $Z_C = \frac{1}{iwC}$ und $Z_R = R$ darstellt. Durch entsprechende Rechnungen im Laplace-Raum lässt sich daraus Ausgangsspannung $u_2(t)$ zu

$$u_2(t) = -\frac{Q}{C} e^{-\frac{t}{RC}} \quad (2.10)$$

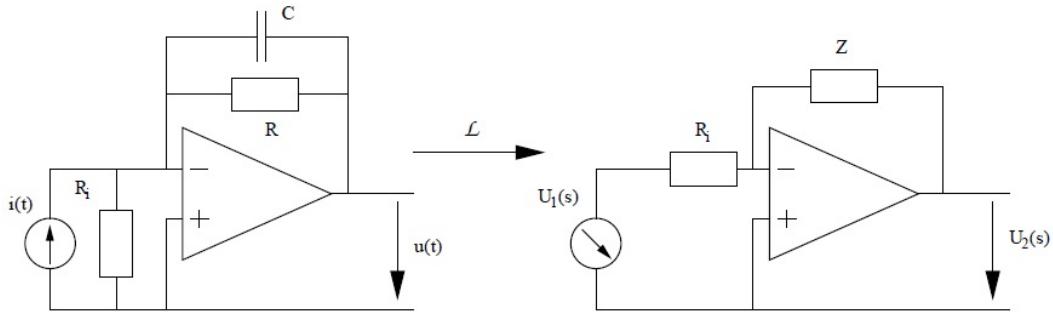


Abbildung 2.7: Schaltskizze eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers. Durch eine Laplace-Transformation und die Anwendung des Thévenin-Theorems, kann ein äquivalentes Schaltbild mit einer Spannungsquelle erstellt werden [SDA08].

berechnen. Mit Hilfe des ladungsempfindlichen Vorverstärkers erhält man somit eine Ausgangsspannung, die proportional zur auf der Kapazität C vorhandenen Ladung Q ist. Mit zunehmender Zeit nimmt die Spannung ab, da eine Entladung über den Widerstand R stattfindet. Der Grad der Verstärkung, der als das Verhältnis von Ausgangsspannung zur eingehenden Ladung definiert wird, ist also nur von der Kapazität abhängig, die auch als Feedbackkapazität C_F bezeichnet wird. Insgesamt handelt es sich bei dieser Schaltung um einen invertierenden Operationsverstärker, der den in einer Photodiode erzeugten Eingangsstrom in eine Spannung proportional zur im Detektor durch eintreffende Elektronen erzeugten Ladung integriert. Die Schaltskizze des speziell in dieser Arbeit verwendeten ladungsempfindlichen Vorverstärkers ist in Abbildung 2.8 dargestellt.

Über die Leitung HV Input am rechten oberen Rand der Abbildung wird der Detektor mit Spannung versorgt. Da die p-dotierte Seite der Photodiode auf Masse bezogen ist, muss an die n-dotierte Schicht eine positive Spannung angelegt werden, um die Diode zur Teilchendetektion in Sperrichtung zu betreiben. Das Detektorsignal gelangt über einen Kondensator, der zum Schutz des Vorverstärkers vor die an den Detektor angelegte Hochspannung dient, zum Feldefektftransistor (FET), bei dem es sich in diesem Fall um einen JFET (junction-fet; Sperrsicht-Feldeffekttransistor) handelt. Man unterscheidet dabei zwischen n-Kanal- und p-Kanal-Typen. Da im verwendeten Vorverstärker ein n-Kanal-Typ eingesetzt wird, wird das physikalische Funktionsprinzip anhand dieses Typs erläutert.

Der JFET besitzt wie jeder FET drei Anschlüsse: Drain, Source und Gate. Wie in Abbildung 2.9 zu sehen ist, besteht der n-Kanal-Typ JFET aus einer n-leitenden Grundschicht, in die an zwei Seiten jeweils eine p-leitende Schicht eindotiert ist. Die beiden elektrisch miteinander verbundenen p-Schichten stellen den Gate-Anschluss (G) dar. Die Anschlüsse Drain (D) und Source (S) befinden sich jeweils an den anderen beiden Seiten der n-dotierten Schicht. Wird eine Spannung an die Anschlüsse Drain und Source gelegt, fließt ein Strom von S nach D. In dem Kontaktbereich zwischen p- und n-dotiertem Bereich kommt es zum pn-Übergang und somit zur Ausbildung einer Sperrsicht bzw. Raumladungszone. Da die Breite der Sperrsichten mit der Spannung zwischen Source und Drain zunimmt und am Drain-Anschluss eine höhere Spannung vorliegt, wird die Sperrsicht in Richtung Drain-Anschluss etwas größer. Weil innerhalb der Sperrsicht kei-

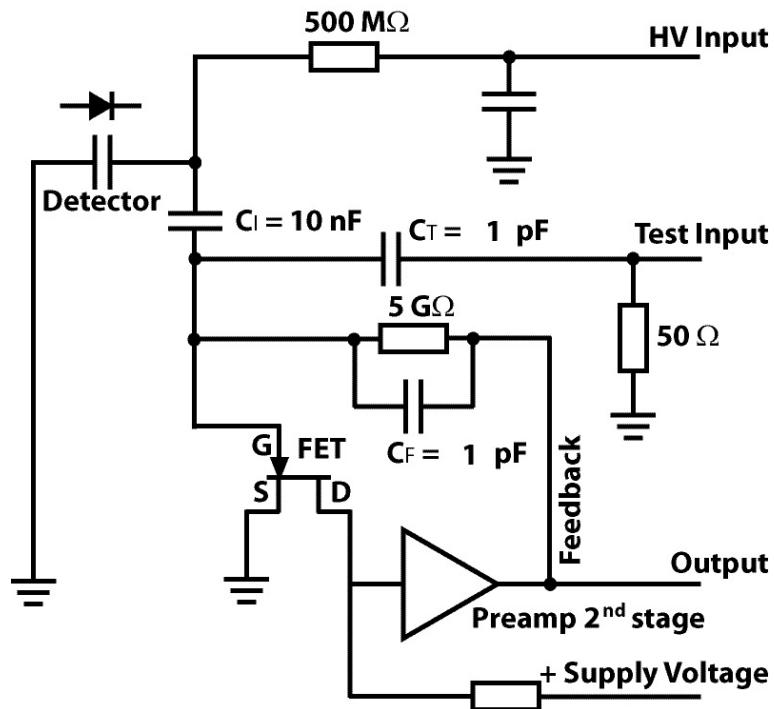


Abbildung 2.8: Schaltskizze des ladungsempfinglichen Vorverstärkers [Jöh12].

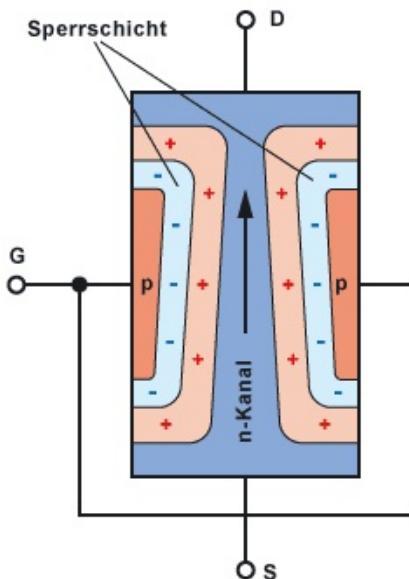


Abbildung 2.9: Skizze zur Erläuterung des Funktionsprinzips eines Sperrsicht-Feldeffekttransistors [Ele07].

ne frei beweglichen Ladungsträger (Elektronen oder Löcher) vorliegen, bleibt für den Strom nur der Weg zwischen den beiden Sperrsichten. Durch das Anlegen einer negativen Spannung an den Gate-Anschluss wird die Sperrsicht vergrößert (analog zum Betrieb einer Diode in Sperrrichtung, bei der sich durch Anlegen einer negativen Spannung an den p-dotierten Bereich die Sperrsicht vergrößert) und somit der n-Kanal verkleinert. Dadurch wird außerdem der Strom durch den Kanal geringer. Wenn man andererseits eine positive Spannung an den Gate-Anschluss anlegt, wird die Sperrsicht verkleinert und der Strom durch den n-Kanal vergrößert. Aus diesem Grund werden JFETs unter anderem in Verstärkern eingesetzt.

Das Signal gelangt anschließend zur zweiten Stufe des Vorverstärkers. Wie in Abbildung 2.8 zu sehen ist, befindet sich hinter der zweiten Stufe des Vorverstärkers die Rückkopplung über den ohmschen Widerstand, der parallel zu einem Kondensator geschaltet ist. Der Kapazität C_F kommt dabei wie oben beschrieben eine wesentliche Bedeutung zu. Die Verstärkung, die mit Hilfe des ladungsempfindlichen Vorverstärkers erreicht wird, ist von dieser Feedbackkapazität über die Relation

$$A = \frac{U_{out}}{Q_{in}} \approx \frac{1}{C_F} \quad (2.11)$$

abhängig. Zusätzlich zum Detektor kann über den Testeingang Test Input ein Testsignal auf den Vorverstärker gegeben werden, das mit einem 50Ω Widerstand abgeschlossen ist. Je nach dem Wert der Testkapazität C_T werden durch unterschiedliche Spannungen verschiedene im Detektor ausgelöste Ladungsmengen simuliert.

2.4 Energieauflösung und Rauschen

Die Energieauflösung des gesamten Detektorsystems kann in Beiträge verschiedener Komponenten aufgeteilt werden, denen verschiedene Rauschquellen zugrunde liegen.

Zunächst kann die Auflösung des Vorverstärkers ohne Detektor ΔE_{el} genannt werden. Die drei in diesem Zusammenhang im Wesentlichen zu nennenden Rauscharten sind:

- das thermische Rauschen, das durch thermische Bewegungen von Ladungsträgern in Leitern verursacht wird;
- das Schrotrauschen, das dadurch zustande kommt, dass ein Gesamtstromfluss I aus der Bewegung von einzelnen Ladungsträgern resultiert, wodurch es sich um einen statistischen Prozess handelt;
- das $1/f$ Rauschen.

Diese Auflösung kann bestimmt werden, indem bei ausgebautem Detektor mit einem Testpulser ein Signal auf den Vorverstärker gegeben wird.

Wenn man bei eingebautem Detektor und angelegter Spannung an der Photodiode einen Testpuls auf den Vorverstärker gibt, kommen zusätzlich der Detektor als Eingangskapazität und das Schrotrauschen der Diode als Rauschquellen hinzu, wodurch sich die Auflösung $\Delta E_{el,det}$ ergibt.

Die dritte Komponente resultiert aus der Fluktuation der erzeugten Ladungsträgerzahl in der Photodiode. Die durchschnittliche Energie, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars im Halbleitermaterial Silizium erforderlich ist, beträgt nach [Wei92] (temperaturabhängig) $W \approx 3,7 \text{ eV}$. Die Differenz zur Bandlücke des Siliziums ($E_g \approx 1,1 \text{ eV}$) lässt sich dadurch erklären, dass nicht die gesamte Energie eines eintreffenden geladenen Teilchens durch Stoßionisation und somit zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars genutzt wird. Ein Teil der Energie wird außerdem durch die Anregung von Phononen abgegeben. In diesem Zusammenhang gibt der sogenannte Fano-Faktor die Streuung der Aufteilung der Gesamtenergie eines eintreffenden Teilchens auf Phononenanregungen und die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren an. Prinzipiell ließe sich diese Auflösung ΔE_γ untersuchen, indem Gammastrahlung mit Hilfe der Photodiode detektiert wird. In diesem Fall hätte man zusätzlich zu $\Delta E_{el,det}$ noch den Beitrag zum Rauschen, der durch die Fluktuation der Ladungsträgerzahl zustande kommt.

Bei der Detektion von Elektronen mit dem Detektorsystem kommt schließlich noch eine weitere Rauschquelle hinzu. Der Detektor besitzt vor dem sensitiven Volumen eine Totschicht, in der Energieverluste der eintreffenden Elektronen durch Stöße stattfinden und nicht registriert werden können. Dabei hat auch der Eintrittswinkel der Elektronen in den Detektor eine Bedeutung, da sich je nach Eintrittswinkel die Weglänge des Teilchens in der Totschicht verändert. Diese Auflösung ΔE_e wird im Experiment hauptsächlich neben der Auflösung $\Delta E_{el,det}$ untersucht.

3 Aufbau des Experiments

3.1 Allgemeiner Aufbau

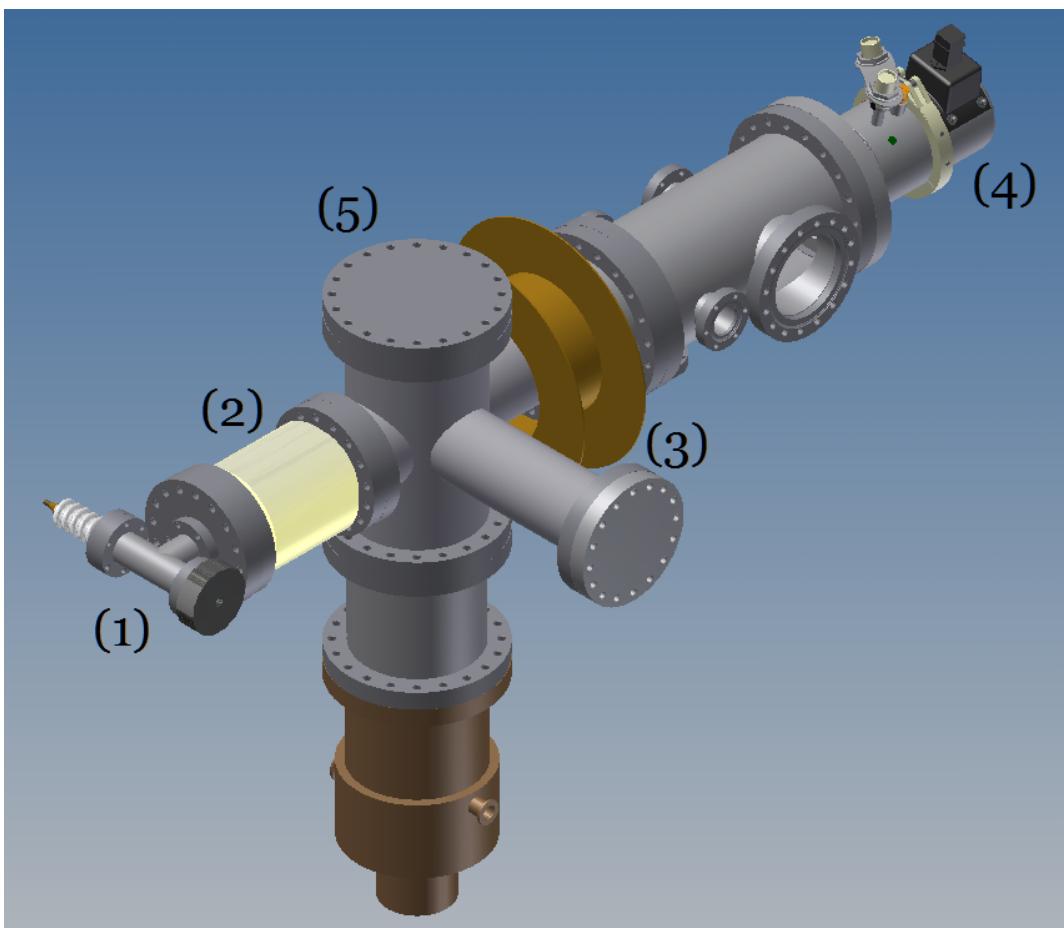


Abbildung 3.1: CAD-Zeichnung des experimentellen Aufbaus; (1) e-gun, (2) Keramikisolator, (3) Spule, (4) Kaltkopf, (5) zentrale Kammer.

Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über den experimentellen Aufbau. An die zentrale Kammer sind in der horizontalen Ebene jeweils die Elektronenkanone und das Detektorsystem auf einer Achse angeflanscht. Außerdem befindet sich an dem blind geflanschten Anschluss der Kammer in der Abbildung beim realen Aufbau eine Vakuummessröhre (Leybold Inficon IR090). Da das

Messprinzip dieser Messröhre bei niedrigen Drücken auf Gasionisation durch emittierte Elektronen beruht, darf die Vakuummessröhre während des Messbetriebs nicht eingeschaltet sein.

An der oberen Seite ist die Kammer blind geflanscht. Am unteren Anschluss befinden sich die Vakuum-Pumpen zur Evakuierung der Kammer. Bei der Vakuum-Vorpumpe handelt es sich um eine Scrollpumpe (Leybold SC15D), mit der ein minimaler Druck von $\approx 1,6 \cdot 10^{-2}$ mbar erreicht werden kann. Die Vorpumpe wird verwendet, um innerhalb der Kammer den Atmosphärendruck auf einen Druck zu reduzieren, bei dem die Turbomolekularpumpe betrieben werden kann. Ohne die Vorpumpe würde die Turbomolekularpumpe überhitzen, sodass der Druck im Inneren der Kammer vor der Inbetriebnahme der Turbopumpe auf mindestens etwa 0,5 mbar reduziert werden muss. Das verwendete Modell Turbovac 340m der Firma Leybold wird durch eine externe Steuereinheit (Turbotronic NT340m) gesteuert. Mit diesen Komponenten kann theoretisch ein Druck von 10^{-9} mbar erreicht werden.

Auf der e-gun-Seite befindet sich zwischen der Hauptkammer und der e-gun ein Keramikisolator, da das T-Stück auf negativer Hochspannung (20000 V) liegt. Aus diesem Grund befindet sich die e-gun bis zum Ende des Keramikisolators außerdem innerhalb eines geerdeten Metallkäfigs, der in der Abbildung nicht zu sehen ist. Der Käfig ist über ein Inter-Lock-System mit der Hochspannungsquelle verbunden, sodass sichergestellt ist, dass bei geöffnetem Käfig keine Hochspannung an der e-gun anliegen kann.

Auf der gegenüberliegenden Seite der e-gun ist über einen Adapterflansch eine weitere Kammer montiert. Am hinteren Ende dieser Kammer befindet sich der Kaltkopf, der zur Kühlung des Detektorsystems verwendet wird. Dabei handelt es sich um das Modell CoolPower 5/100 der Firma Leybold. Die Kühlung wird über die Expansion von komprimiertem Helium erreicht, da die zur Expansion des komprimierten Gases erforderliche Energie aus der Umgebungswärme gewonnen wird. Mit Hilfe der zugehörigen Kompressoreinheit CoolPak 6000 H wird das expandierte Edelgas wieder komprimiert, sodass es sich um einen geschlossenen Kreislauf handelt. Mit diesem Kühlsystem lässt sich eine Temperatur von etwa -200°C am Kaltkopf erreichen. Zur Temperaturüberwachung wird ein am Kaltkopf angebrachter PT-100-Sensor verwendet, mit dem aufgrund der Temperaturabhängigkeit des ohmschen Widerstands bei Metallen (in diesem Fall Platin) die Temperatur bestimmt werden kann. Zwischen Kaltkopf und Detektor befindet sich ein Heizwiderstand, mit dem das Detektorsystem bei Bedarf hochgeheizt bzw. gegengeheizt werden kann. Die Heizleistung wird dabei über das Anlegen eines Stroms durch den Heizwiderstand erreicht.

Zwischen der Hauptkammer und der Nebenkammer, in der sich der Detektor befindet, ist von außen eine Spule angebracht, mit der ein Magnetfeld ($B_{max} \approx 0,1$ T im Zentrum der Spule bei einem Strom von $I = 120$ A) zur Führung der Elektronen auf den Detektor erzeugt werden kann. In Abbildung 3.2 ist eine Schnittansicht der CAD-Zeichnung des experimentellen Aufbaus dargestellt.

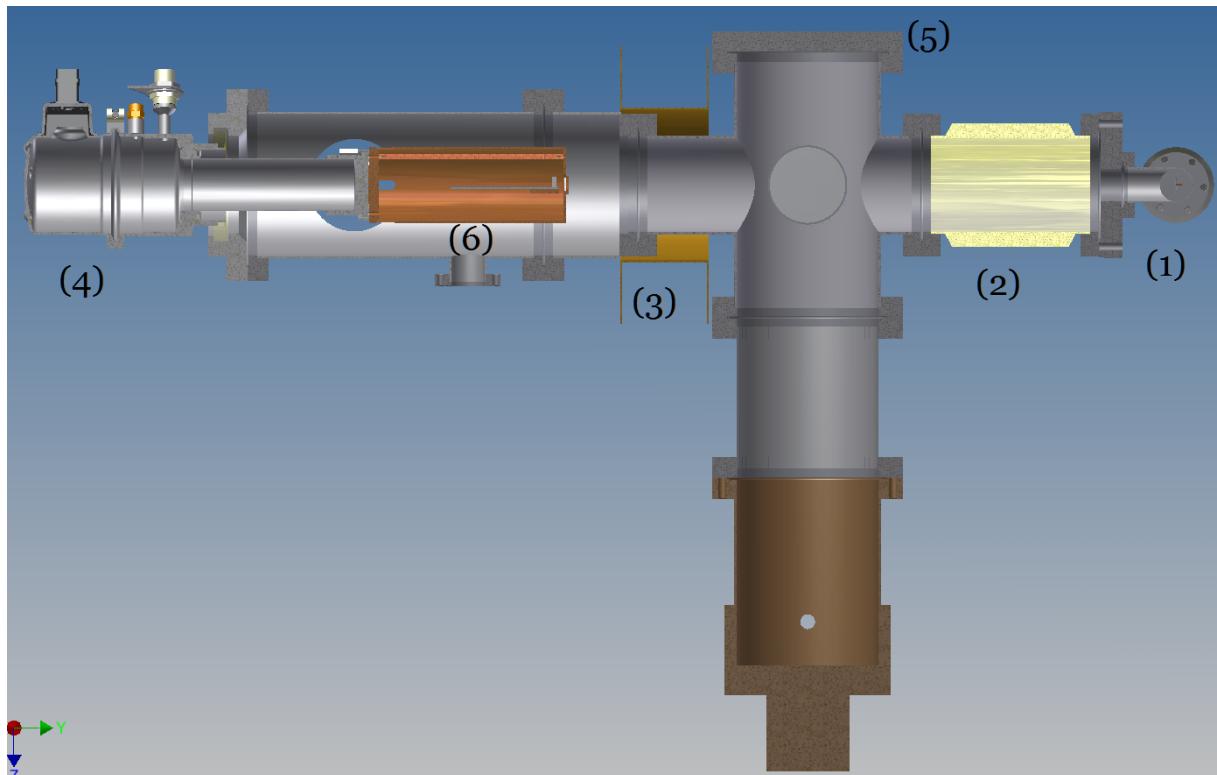


Abbildung 3.2: Schnittansicht der CAD-Zeichnung des experimentellen Aufbaus. Auf der linken Seite ist in waagerechter Position angebracht der Kaltkopf (4), an dessen Ende innerhalb der Vakuumkammer das Detektorsystem montiert ist (6). Auf der rechten Seite der Hauptkammer (5) befindet sich der Keramikisolator (2) vor der e-gun (1). Die Spule (3) ist von außen zwischen der Hauptkammer und dem Detektor angebracht.

3.2 Elektronenkanone

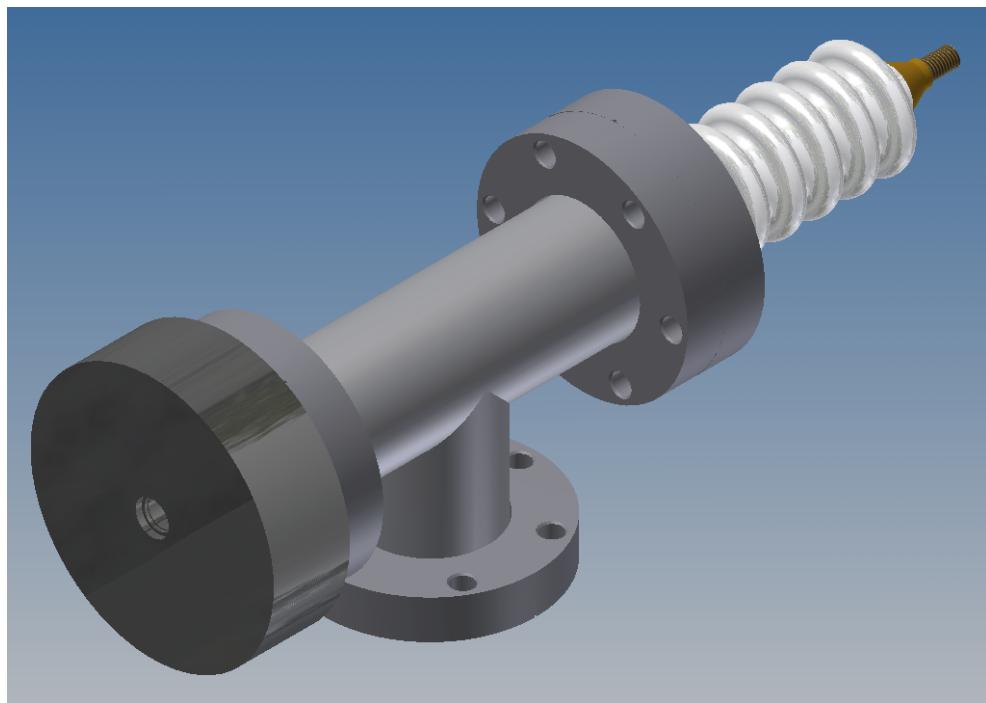


Abbildung 3.3: CAD-Zeichnung der e-gun.

Die Elektronenkanone (englisch electron-gun bzw. e-gun) besteht wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist im Wesentlichen aus einem CF-35 T-Stück, das mit Hilfe eines Adapterflansches an den Keramik-Isolator angflanscht ist. An der einen Seite befindet sich eine Durchführung, an der vakuumseitig ein dünner Kupferstab angebracht ist. Von außen lässt sich an diesen durch die Durchführung eine Spannung anlegen. In der Mitte des T-Stücks wurde unter kleinem Winkel eine kreisförmige Edelstahlplatte mit etwa 16 mm Durchmesser an den Stab angeschweißt, sodass der Mittelpunkt der Platte ungefähr mit dem Mittelpunkt des an den Keramikisolator befestigten Flansches übereinstimmt (siehe Abbildung 3.4, 3.5 und 3.6).

Auf der anderen Seite des T-Stücks befindet ist ein UV-durchlässiges Fenster angeflanscht, vor dem eine UV-Diode positioniert wird. Die von der UV-Diode emittierten Photonen treffen auf die Edelstahlplatte und lösen dort durch den Photoeffekt Elektronen aus. Da sowohl die Edelstahlplatte, wie auch das T-Stück selbst auf negativer Hochspannung (in der Regel $U = 20000$ V) liegen, werden die Elektronen in Richtung Hauptkammer und somit zum Detektor beschleunigt. Zur Befestigung der UV-Diode vor dem CF-35 Fenster wurde eine Halterung aus schwarzem Polyoxymethylen (POM) konstruiert und von der feinmechanischen Werkstatt gebaut (Abbildung 3.7). Das Material der Haltevorrichtung muss nichtleitend sein und somit einen hohen ohmschen Widerstand besitzen, um Spannungsüberschläge vom T-Stück auf die geerdete UV-Diode zu verhindern. Mit Hilfe eines Funktionsgenerators kann die Stromversorgung der UV-Diode reguliert werden.

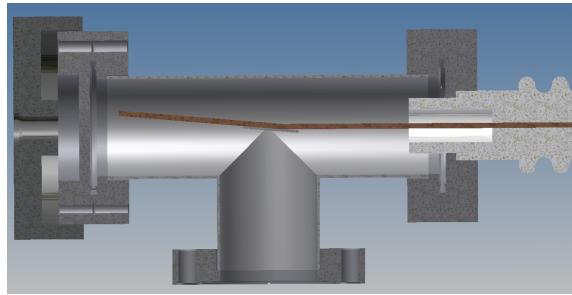


Abbildung 3.4: Schnittansicht der CAD-Zeichnung der e-gun.



Abbildung 3.5: Die Elektronenkanone; bestehend aus einem T-Stück, in das einerseits eine Kupferstange mit befestigter Edelstahlplatte eingeführt wird und in das von der gegenüberliegenden Seite UV-Photonen aus einer UV-Diode emittiert werden.

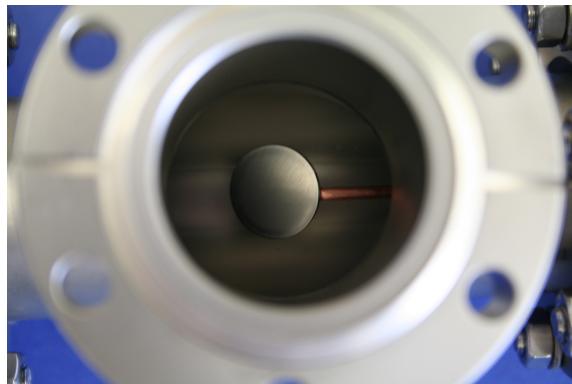


Abbildung 3.6: Die Edelstahlplatte, aus der Elektronen mit Hilfe von UV-Photonen ausgelöst werden, aus der Blickrichtung des Detektors.



Abbildung 3.7: POM-Halterung (Polyoxymethylene) für die UV-Diode.

3.3 Detektorsystem

Das Detektorsystem besteht aus einer fensterlosen Si-PIN-Diode, die elektrisch mit dem ebenfalls im Vakuum platzierten Vorverstärker verbunden ist. Bei der verwendeten Si-PIN-Diode handelt es sich um das Modell S3590-19 der Firma Hamamatsu. Diese Photodiode besitzt einen aktiven Bereich von 10×10 mm. Der Dunkelstrom wird auf dem Datenblatt (siehe Anhang) mit 4 bis maximal 10 nA bei einer Betriebstemperatur von 25°C und einem Temperaturkoeffizienten von $1.12 /^{\circ}\text{C}$ unter einer angelegten Sperrspannung von 70 V angegeben. Unter einer angelegten Sperrspannung von 70 V und einer Frequenz von 1 MHz beträgt die Kapazität 40 pF. Der Hersteller gibt als maximalen Operationsbereich ein Temperaturintervall von -20°C bis $+60^{\circ}\text{C}$ an. Dieser Wert wird im Verlauf des Experiments, bei dem es bis zu Temperaturbereichen von -100°C am Detektor kommt, ohne erkennbare Schäden an der Photodiode signifikant überschritten. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde eine Halterung entworfen, in der sowohl die Diode wie auch die erste und zweite Stufe des ladungsempfindlichen Vorverstärkers platziert sind. Von außen betrachtet handelt es sich dabei um ein Kupferrohr mit 40 mm Außenradius, in dem sich die Vorverstärkerplatine befindet (siehe Abbildung 3.8). Als Material, aus dem die Halterung besteht, eignet sich vor allem Kupfer wegen der hohen Wärmeleitfähigkeit, sodass das Detektorsystem optimal gekühlt werden kann.

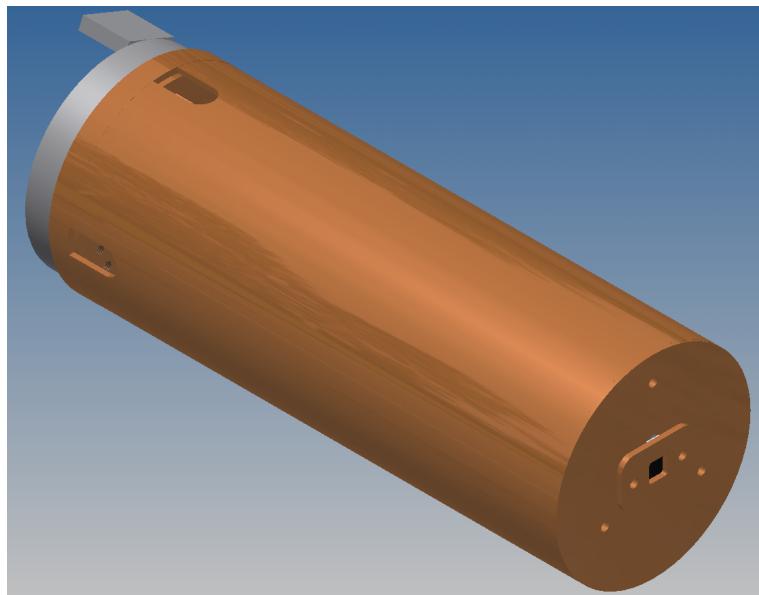


Abbildung 3.8: CAD-Zeichnung der äußeren Ansicht des Detektorsystems. Innerhalb des Kupferrohres befindet sich die Vorverstärkerplatine. Mit der Rückseite wird die Vorrichtung an den Kaltkopf geschraubt, an der Vorderseite ist die Si-PIN-Diode zu sehen. Durch die am hinteren Ende des Detektorsystems zu sehenden Öffnungen werden einerseits die Kabel herausgeführt und andererseits sind die Öffnungen zur Entlüftung des Systems bei der Evakuierung der Kammer erforderlich.

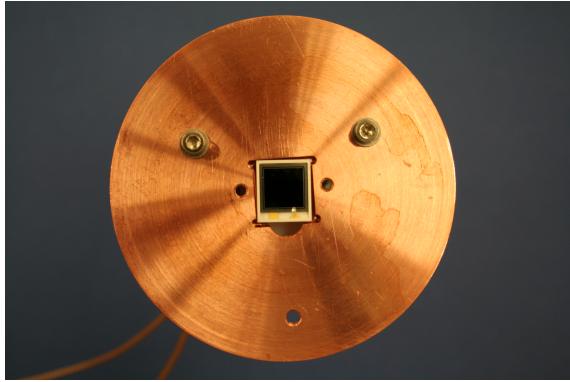


Abbildung 3.9: PIN-Diode eingesteckt im vorderen Deckel des Kupferrohrs.

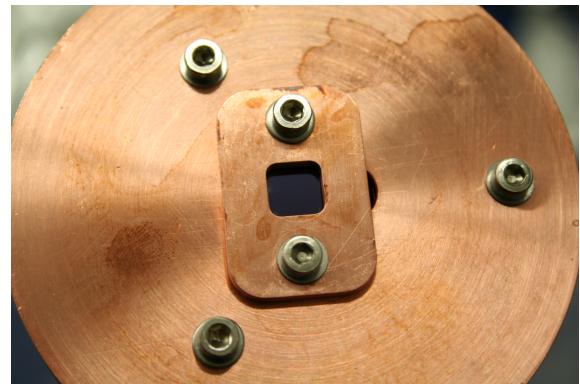


Abbildung 3.10: Um die empfindlichen Randbereiche der Photodiode abzudecken, wurde eine Abdeckung mit passender Öffnung vor der Diode platziert.

In vorderen Deckel des Kupferrohrs befindet sich eine Einsenkung für die PIN-Diode. Die Kontakte der PIN-Diode werden durch eine Öffnung im Deckel direkt in einen Sockel bestehend aus Teflon mit den entsprechenden Anschlüssen eingesteckt, sodass die Diode ohne die vorherige Entfernung des Deckels aus- und eingebaut werden kann. Der p-dotierte Bereich der Diode ist durch die Platine geerdet, sodass an den n-dotierten Bereich eine positive Spannung angeschlossen werden muss, um die Diode in Sperrrichtung zu betreiben. Abbildung 3.9 zeigt die eingesteckte Diode im vorderen Deckel des Kupferrohrs. Da die Randbereiche der Photodiode sehr empfindlich sind, wurde eine Abdeckung konstruiert, die über der Diode angebracht wird und eine quadratische Öffnung besitzt, sodass jeweils etwa 1 mm Randbereich des Halbleitermaterials verdeckt ist (Abbildung 3.10).

Die Vorverstärkerplatine befindet sich im Inneren des Kupferrohrs und liegt mit dem vorderen Teil auf einer Kupferbrücke zwischen den Kupferstäben, die als Verbindung zwischen Vorder- und Rückseite des Detektorzyinders fungieren, auf. Dadurch wird eine Kühlung der Vorverstärkerplatine durch den Kaltkopf sichergestellt. In die Kupferbrücke wurde eine Bohrung eingefügt, in der ein zweiter Temperatursensor platziert ist (Pt1000). Zwischen dem JFET, der sich auf einer Position über der Kupferbrücke befindet, und dem Kupfer liegt lediglich ein kleines Aluminiumoxid-Plättchen, da es sich um ein besonders empfindliches Bauteil handelt, dessen optimale Kühlung sichergestellt werden muss. Aluminiumoxid ist für diesen Zweck sehr gut geeignet, da es aufgrund seines hohen spezifischen Widerstandes sehr gut isoliert und andererseits eine für Keramikmaterialien hohe Wärmeleitfähigkeit besitzt. Ein Bild des am Kaltkopf montierten Detektorsystems ist in Abbildung 3.11 zu sehen.

Für die Übertragung der Signale der Temperatursensoren bzw. des Vorverstärkersignals aus der Vakuumkammer und die Spannungsversorgung stehen insgesamt drei CF-35 Durchführungen zur

Verfügung. Der Testeingang, die Spannungsversorgung des Detektors, sowie das Ausgangssignal und das integrierte Zeitsignal des Vorverstärkers sind an einer vierfach BNC-Durchführung angelötet, sodass die Signale von außen über BNC-Kabel weiter geleitet werden können.

Die Temperaturoauslese und die Spannungsversorgung des Vorverstärkers gelingen mit Hilfe einer Sub-D9-Durchführung. Mit einer dritten Durchführung kann der Heizwiderstand zwischen Detektorsystem und Kaltkopf gesteuert werden.

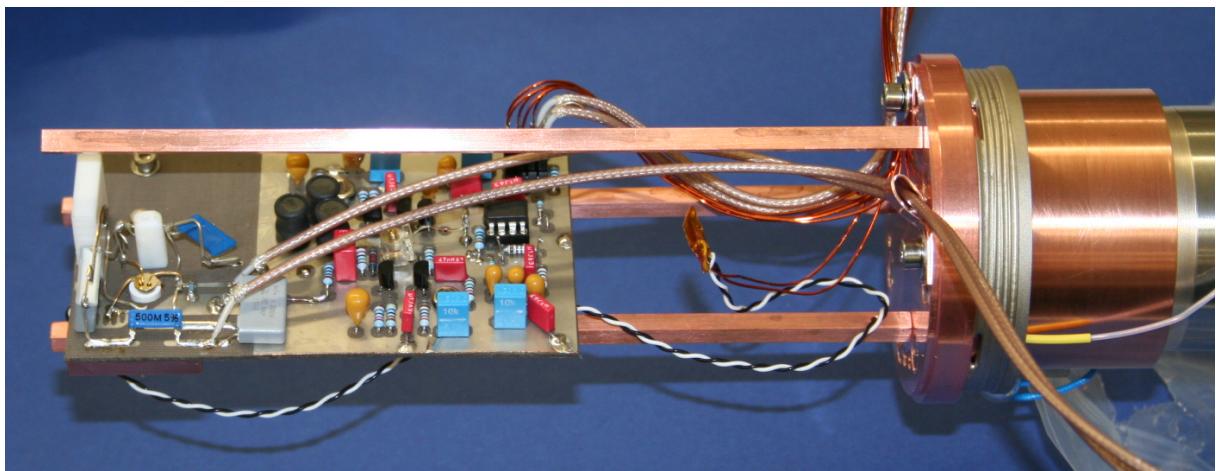


Abbildung 3.11: Am Kaltkopf befestigtes Detektorsystem ohne Kupferrohr und vorderen Deckel. Die im linken Bereich der Platine angelöteten Koaxialkabel übertragen das Testsignal und die Spannungsversorgung der Photodiode. Am rechten Ende der Platine befinden sich zwei weitere Koaxialkabel; das Ausgangssignal des Vorverstärkers und ein zusätzlich integriertes Zeitsignal. Zusätzlich dazu liegt auf diesen Steckverbindungen die Spannungsversorgung des Vorverstärkers (0 V , $\pm 12\text{ V}$ und $\pm 24\text{ V}$). Zwischen Detektor und Kaltkopf ist der Heizwiderstand (grau) zu sehen.

3.4 NIM-Crate und sonstige Komponenten

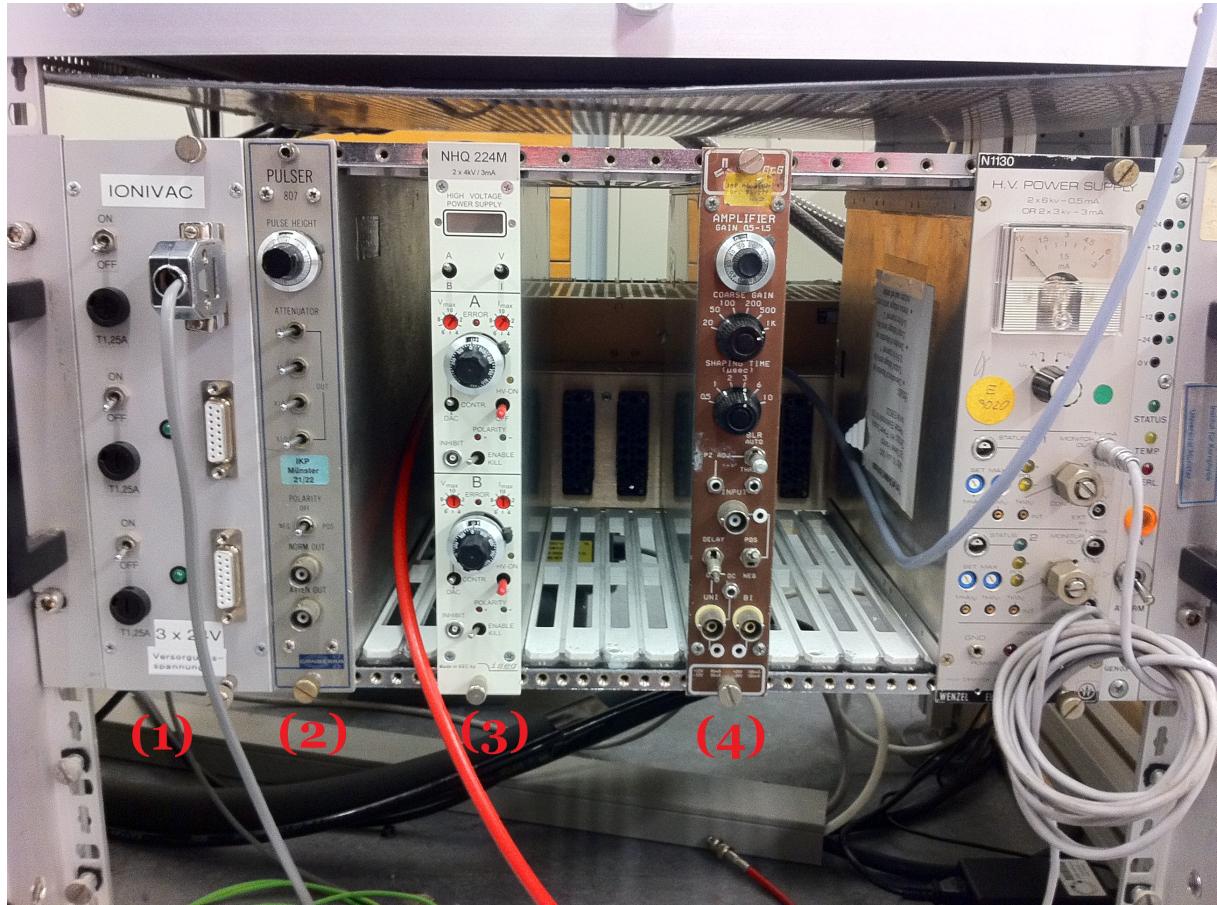


Abbildung 3.12: Die verwendeten Module befinden sich im sogenannten NIM-Rahmen. Die Abkürzung NIM steht für Nuclear Instrumentation Modul und bezeichnet einen unter anderem in der Kern- und Teilchenphysik verwendeten Standard. Die Module werden im NIM-Crate rückseitig mit Strom versorgt. Die verwendeten Module sind: (1) Spannungsversorgung der Vakuummessröhre, (2) Testpulsgenerator, (3) Spannungsversorgung der Photodiode und (4) Hauptverstärker

Abbildung 3.12 zeigt einen Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Module innerhalb des NIM-Crates. Wie in der Abbildung zu sehen ist, wurden bei diesem Aufbau vier Module im NIM-Crate betrieben. Neben der Spannungsversorgung der Vakuummessröhre handelt es sich dabei um den Testpulser, die Spannungsversorgung der Photodiode und den Hauptverstärker.

Als Testpulser wurde der Pulser 807 der Firma Canberra verwendet. Das Modul besitzt zwei Ausgänge: der erste Ausgang (NORM OUT) liefert einen Testpuls mit der Amplitude von einigen Volt (regelbar). Am zweiten Ausgang (ATTEN OUT) kann das abgeschwächte Testpulssignal

abgegriffen werden. Dabei sind durch Kippschalter die Abschwächungen x10, x10, x5 und x2 der Testpulsamplitude möglich. Außerdem kann die Polarität des Testpulses auf positiv oder negativ eingestellt werden.

Als Spannungsversorgung der Photodiode dient das Modell NHQ 224M der Firma iseg, das zwei Ausgänge (A und B) besitzt. Für die beiden Ausgänge kann jeweils die Polarität ausgewählt und eine Spannung im Bereich von 0 - 4 kV eingestellt werden. Das Modul besitzt eine LCD-Anzeige für Spannung und Strom, wobei zwischen den beiden Werten mit Hilfe eines Kippschalters umgeschaltet werden kann. Die Auflösungen der Strom- und Spannungsmessung betragen 1 nA und 1 V.

Bei dem verwendeten Hauptverstärker handelt es sich um einen ORTEC Spektroskopieverstärker. Die Verstärkung lässt sich in mehreren Stufen bis zum Faktor 1000 regeln. Außerdem sind verschiedene shaping-Zeitkonstanten (0.5, 1, 2, 3, 6 und 10 μ s) einstellbar. Der Verstärker besitzt einen uni- und einen bipolaren Ausgang.

Die Datenaufnahme erfolgte über einen PC mit Multichannel Analyzer (FAST ComTec, MCA-3), wo die aufgenommenen Daten visualisiert und gespeichert werden können.

Zur Erzeugung der Hochspannung wurde ein Netzgerät der Firma fug verwendet. Das Modell HCL 35-35000 liefert eine Spannung von 0 V bis zu einem Maximalwert von 35000 V bei einem Strom von bis zu 1 mA. Die Steuerung des Hochspannungsnetzteils erfolgte mit Hilfe eines LabVIEW-Programms über den PC, der auch zur Datenaufnahme genutzt wurde.

4 Messungen und Auswertung

Um den Aufbau zu überprüfen und verschiedene Eigenschaften des gesamten Detektorsystems zu untersuchen wurden Messungen bei verschiedenen Konfigurationen durchgeführt. In diesem Zusammenhang ist die Energieauflösung des Detektorsystems wie in Kapitel 2.4 beschrieben eine signifikante Größe. Mit dem verwendeten Setup lassen sich die Auflösungen ΔE_e , $\Delta E_{el,det}$ und ΔE_{el} untersuchen.

Bevor die Messungen zur Bestimmung der Energieauflösung durchgeführt werden können ist es sinnvoll, für alle verstellbaren Komponenten des Aufbaus geeignete Einstellungen zu finden und den Einfluss verschiedener Faktoren auf die Messungen zu untersuchen. Dazu zählen unter anderem die Konfiguration der e-gun, Messungen mit verschiedenen Shaping-Zeiten und die Untersuchung des Einflusses der Spannung am Detektor auf das Energiespektrum. Diese Faktoren werden im Folgenden näher beschrieben.

4.1 Optimale e-gun Einstellungen

Bei der Optimierung der Einstellungen für die e-gun geht es im Rahmen dieses Aufbaus vor allem darum, dass einerseits genügend Photonen von der UV-Diode emittiert werden, die Elektronen aus der Edelstahlplatte auslösen können. Andererseits darf die Lichtintensität nicht so hoch sein, dass sich ein störender Einfluss auf den Detektor, der empfindlich auf Photonen ist, einstellt. Aus diesem Grund wurde die UV-Diode nicht kontinuierlich mit Strom versorgt, sondern erhielt durch einen Funktionsgenerator eine Rechteckspannung, deren Amplitude, Pulsdauer und Frequenz variiert werden konnte.

Der grobe Einfluss der UV-Photonen auf das gemessene Spektrum der Elektronen lässt sich überprüfen, indem man zwei Untergrundmessungen durchführt. Bei beiden Messungen wird keine Hochspannung an die e-gun angelegt, um keine Photoelektronen zu detektieren. Wenn man eine Messung mit Spannung und eine Messung ohne Spannung an der UV-Diode durchführt und die Untergrundspektren vergleicht, wird der grobe Einfluss der Photonen auf die weiteren Messungen deutlich. Wenn während einer laufenden Messung beispielsweise die Intensität des Lichtes der UV-Diode verändert wurde, war bei nicht optimalen e-gun Einstellungen eine signifikante Verschiebung des Elektronenpeaks zu sehen.

Die durchgeführten Testmessungen haben ergeben, dass keine erkennbare Beeinflussung der Messungen durch Photonen der UV-Diode bei einer Spannung von $U_D = (7,8 \pm 0,2)$ V an der UV-Diode mit einer Pulsdauer von $(1,9 \pm 0,1)$ μs bei einem Pulsabstand von $(33,0 \pm 0,1)$ μs zu beobachten ist.

In den Abbildungen 4.1 und 4.2 ist das Untergrundspektrum für Messungen mit und ohne eingeschalteter UV-Diode zu sehen. Um eine bessere Vergleichsmöglichkeit zu haben, wurden die Messwerte normiert, indem die einzelnen Bininhalte des aufgenommenen Spektrums durch

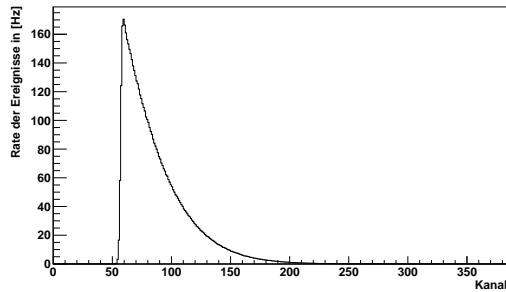


Abbildung 4.1: Untergrundmessung mit eingeschalteter UV-Diode ($U_D = (7,8 \pm 0,2)$ V bei einer Pulsdauer von $(1,9 \pm 0,1)$ μ s und einem Pulsabstand von $(33,0 \pm 0,1)$ μ s) bei $T = (-87 \pm 1)^\circ\text{C}$ mit eingeschaltetem Magnetfeld ohne Hochspannung an der e-gun. Die Messzeit beträgt $t = 677$ s. Der Bereich von Kanal 0 bis Kanal 55 wurde nicht mit aufgenommen, da dieser Bereich keine relevanten Informationen für die Messungen enthält.

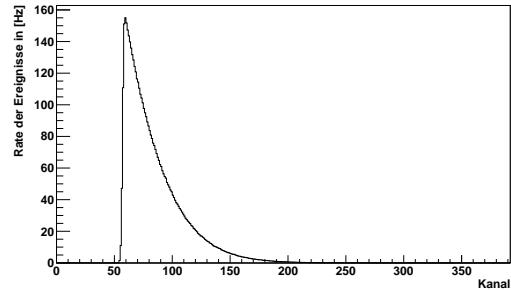


Abbildung 4.2: Untergrundmessung ohne Spannung an der UV-Diode bei $T = (-83,6 \pm 1,3)^\circ\text{C}$ bei eingeschaltetem Magnetfeld ohne Hochspannung an der e-gun. Die Messzeit beträgt $t = 624$ s. Die maximale Rate des elektronischen Rauschens liegt bei etwa Kanal 50 und beträgt 155 Hz.

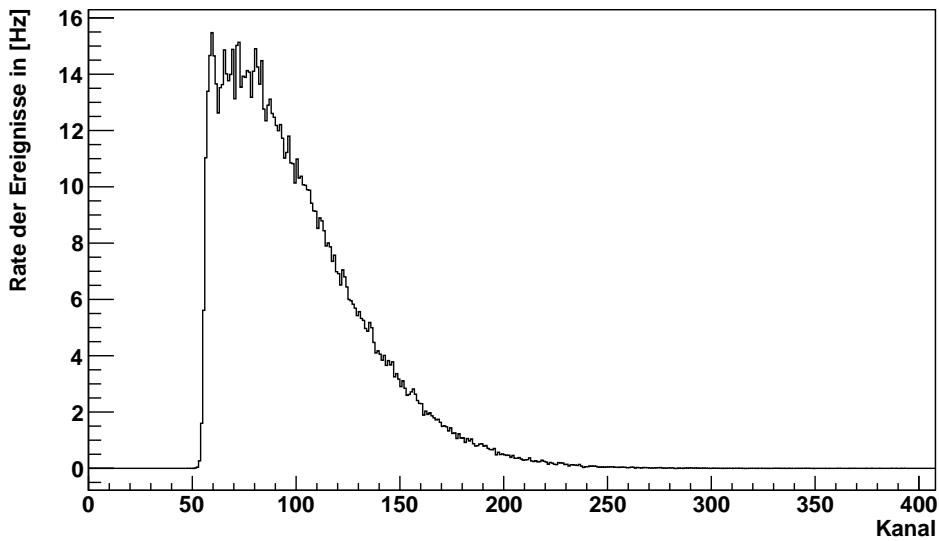


Abbildung 4.3: Differenz zweier Untergrundmessungen (mit und ohne angelegte Spannung an die UV-Diode). Abgebildet ist die Rate der Ereignisse pro Kanal. Die Messungen wurden bei einer Shaping-Zeit von 3 μ s und bei eingeschaltetem Magnetfeld durchgeführt. Die Temperatur betrug $T = (-83 \pm 3)^\circ\text{C}$.

die Messzeit geteilt wurden. Folglich stellt die Ordinate nicht die Anzahl der Counts, sondern die Countrate in [Hz] dar, sodass die beiden nacheinander durchgeföhrten Messungen verglichen werden können. Abbildung 4.3 zeigt die Differenz der beiden Untergrundmessungen. Dabei wurde die Messung ohne angelegte Spannung an die UV-Diode von der Messung mit den oben beschriebenen Einstellungen abgezogen. Man kann der Abbildung entnehmen, dass ein Unterschied in der Ereignisrate lediglich etwa bis zu Kanal 200 besteht. Im Bereich von Kanal 0 bis etwa zu Kanal 200 ist bei allen Messungen das elektronische Rauschen zu sehen. Die Photonen der UV-Diode haben für die Messungen der Elektronen - deren Energie bei höheren Kanälen liegt (die Energie-Kalibrierung wird im nächsten Abschnitt beschrieben) - somit dahingehend keinen relevanten Einfluss, dass keine Photonenpeaks zu sehen sind und dass das Rauschen nicht verbreitert ist.

Ein mit Hilfe der oben beschriebenen Einstellungen der e-gun aufgenommenes Spektrum ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Die Hochspannung, die zur Beschleunigung der mit Hilfe der UV-Diode ausgelösten Elektronen dient, betrug etwa 20000 V. Der Elektronenpeak ist im Spektrum im Bereich von Kanal 500 bis etwa Kanal 900 deutlich zu erkennen. Außerdem ist im Bereich von Kanal 1400 ein weiterer Peak zu sehen, der aufgrund der Detektion von zwei 20 keV Elektronen zur selben Zeit zustande kommt.

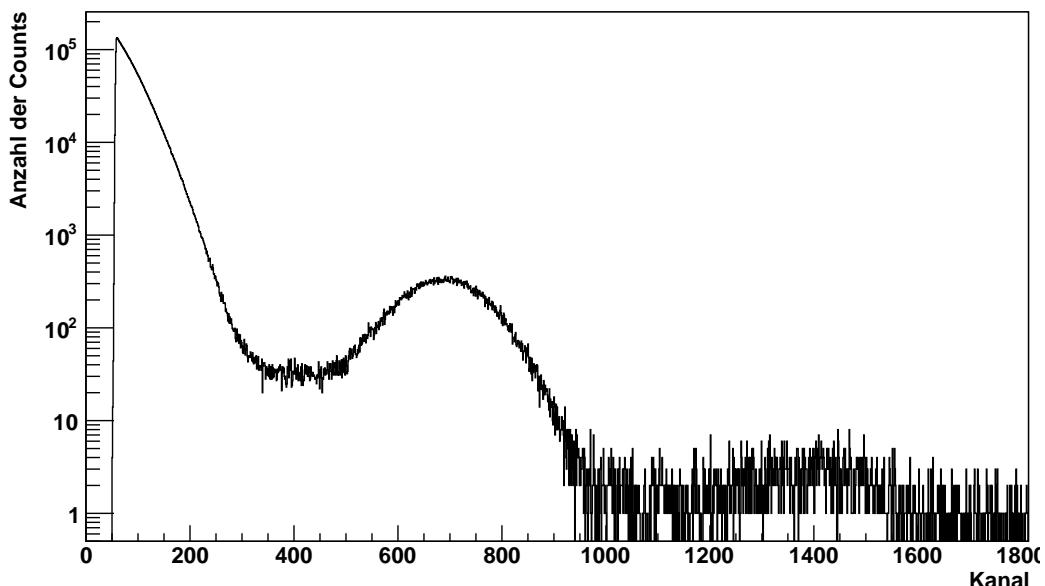


Abbildung 4.4: Ausschnitt eines Beispiespektrums; gemessen wurden mit einer Beschleunigungsspannung von 20000 V beschleunigte Elektronen. Unter den oben beschriebenen Einstellungen der Spannungsversorgung der UV-Diode ($U_D = (7,8 \pm 0,2)$ V bei einer Pulsdauer von $(1,9 \pm 0,1)$ μ s und einem Pulsabstand von $(33,0 \pm 0,1)$ μ s) ist der Elektronenpeak im Spektrum deutlich auszumachen. Die Messung wurde bei einer Temperatur von $T = (-79 \pm 1)$ °C mit einer shaping-Zeit von $\tau = 3$ μ s für eine Dauer von $t = 607$ s durchgeführt.

4.2 Energie-Kalibrierung

Für die Analyse der Spektren ist es erforderlich die Energiebreite der einzelnen Kanäle zu kennen. Die Kanalbreite unterscheidet sich gegebenenfalls bei verschiedenen Messkonfigurationen. Aus diesem Grund wird die Energiebreite für die einzelnen Messungen jeweils neu berechnet.

Zur Bestimmung der Energiebreite der Kanäle werden die Elektronenpeaks im Spektrum verwendet, da die Energie der eintreffenden Elektronen hinreichend genau bekannt ist. In den aufgenommenen Spektren sind neben dem Peak für einzeln detektierte Elektronen auch Peaks bei der Detektion mehrerer Elektronen zu sehen. Aufgrund der großen Halbwertsbreite der Multi-Elektron-Peaks sind diese oft schwer auszumachen und zu fitten. Erschwerend kommt hinzu, dass die Länge der Messzeiten bei den Messungen zur Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite durch die vergleichsweise schnell ansteigende Temperatur begrenzt wurde. Hier sind somit mehrere Quellen für Unsicherheiten in der Kalibrierung gegeben.

Bei einigen Messungen wurde zusätzlich ein Testpuls zugeschaltet. Durch die Umrechnung des Spannungstestpulses in das Äquivalent einer durch ein Elektron im Detektor deponierten Energie kann die zugehörige Energie für den Testpuls bestimmt werden. Nach Gleichung 2.11 entspricht ein Testpuls mit der Spannungsamplitude $U = 44$ mV bei einer Testkapazität von $C_T = 1$ pF einer simulierten Energie von 1 MeV im Silizium-Detektor (die simulierte Energie kann je nach dem Wert des temperaturabhängigen Parameters W wie in Kapitel 2.4 beschrieben variieren). Mit Hilfe eines Testpulsgenerators wurden die Spannungen

$$\begin{aligned} U_1 &= (0,9 \pm 0,1) \text{ mV} \\ U_2 &= (1,9 \pm 0,1) \text{ mV} \\ U_3 &= (4,7 \pm 0,2) \text{ mV} \end{aligned}$$

auf den Testeingang der Vorverstärkerplatine gegeben werden. Für die einzelnen Spannungen ergeben sich die in Tabelle 4.1 aufgelisteten simulierten Energien.

Tabelle 4.1: Simulierte Testpulsenergien für verschiedene Testpulsspannungen.

$U_{1,2,3}$	Spannung in mV	Simulierte Energie in keV
U_1	$0,9 \pm 0,1$	$20,455 \pm 2,273$
U_2	$1,9 \pm 0,1$	$43,182 \pm 2,273$
U_3	$4,7 \pm 0,2$	$106,818 \pm 4,545$

Im Folgenden wird die Kalibrierung der Energieskala an einem Beispelspektrum durchgeführt. Bei den übrigen Kalibrierungen ist das Vorgehen analog. In Abbildung 4.5 ist der Einzelelektronen-Peak nach den theoretischen Vorüberlegungen mit der Energie $E = U \cdot e$ zu sehen. Die Energie des n -fachen Peaks folgt durch $E_n = n \cdot U \cdot e$. Die tatsächlich gemessene Energie der Elektronen entspricht in der Praxis jedoch

$$E_n = n \cdot U \cdot e - n \cdot E_{loss}, \quad (4.1)$$

wobei E_{loss} der Energieverlust der Teilchen in der Totschicht des Detektors ist. Nach [Wei92] beträgt der Energieverlust in der Totschicht einer fensterlosen Silizium-PIN-Diode etwa 500 eV.

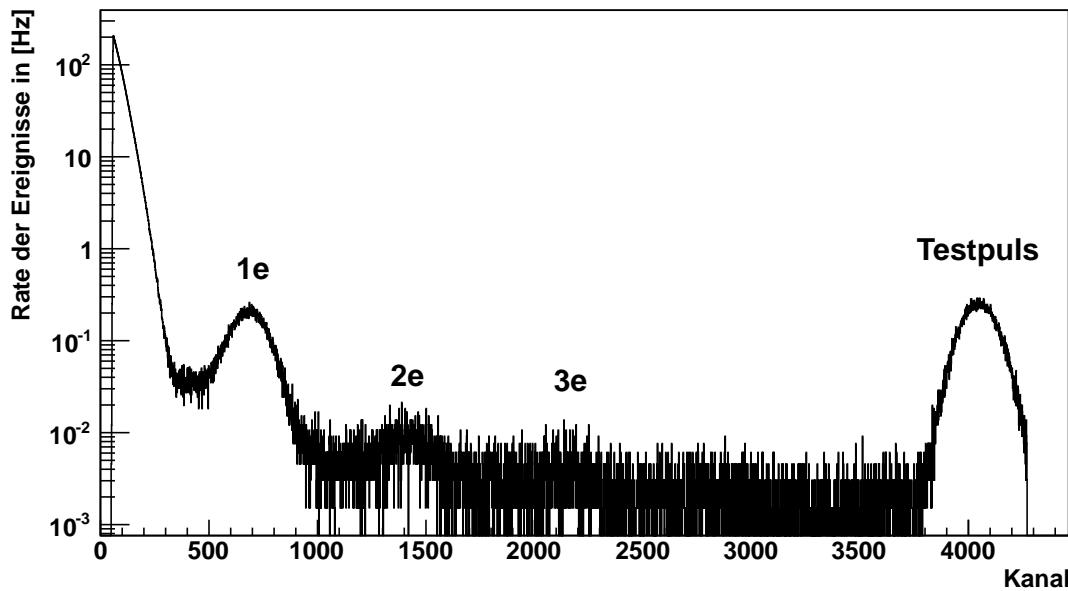


Abbildung 4.5: Beispieldaten des Spektrums der Photoelektronen, die mit einer Beschleunigungsspannung von $U = 20$ kV beschleunigt wurden. Außerdem wurde ein Testpuls mit der Energie $E_{Testpuls} = (106,818 \pm 4,545)$ keV zugeschaltet. Mit Hilfe eines selbst erstellten ROOT-Skripts wurden die aufgenommenen Daten visualisiert und die Peaks der Elektronen und des Testpulses wurden mit einer Gaußfunktion gefittet.

Mit diesen Informationen lässt sich aus der Position der Peaks der Einzel- bzw. Zwei-Elektronen-Detektion eine Gerade zur Kalibrierung der Energieachse erstellen, deren Steigung der Kanalbreite und deren Schnittpunkt mit der Ordinate dem Offset entspricht. Mit Hilfe eines selbst geschriebenen ROOT-Skriptes wurden die Messdaten in Abbildung 4.5 visualisiert und die Peaks wurden mit einer Gauß-Kurve gefittet. Die Daten sind in Tabelle 4.2 dargestellt. Die Elektronenenergie wird ohne Fehler angegeben, da die Energie - mit der Annahme, dass die gesamte Energie des Elektrons im Detektor deponiert wird - nur von der Beschleunigungsspannung, der Energie der Elektronen nach dem Austritt aus dem Kathodenmaterial und dem Energieverlust in der Totschicht abhängt (unter der Annahme, dass die Elektronen auf dem Weg zum Detektor keine Energie durch inelastische Stöße oder andere Prozesse verlieren). Die Elektronen werden durch Photonen ausgelöst, deren Energie im Bereich von einigen eV liegt. Der Energieverlust in der Totschicht ist hinreichend genau bekannt, sodass es hier ebenfalls zu Abweichungen im eV-Bereich kommen kann. Zuletzt kann die Unsicherheit des Energiegewinns der Elektronen durch die Beschleunigungsspannung ebenfalls auf einige eV abgeschätzt werden. Insgesamt ergibt sich somit eine maximale Unsicherheit von einigen Hundertstel keV, deren Bedeutung in diesem Zusammenhang vernachlässigbar ist.

Tabelle 4.2: Durch Gauß-Fit ermittelte Peakpositionen für detektierte Elektronen und Testpuls.

Peak	Energie in keV	Kanal
1 Elektron	19,5	679 \pm 15
2 Elektronen	39	1406 \pm 164
Testpuls	106,8 \pm 4,5	4049 \pm 12

Mit den zwei Referenzpunkten lässt sich ein Gleichungssystem mit zwei Gleichungen und zwei Unbekannten aufstellen. Es ergibt sich für die Kalibrierung:

$$E = 0,0268 \frac{\text{keV}}{\text{channel}} \cdot \text{channel} + 1,2875 \text{keV}. \quad (4.2)$$

Für den Testpulspeak, der bei Kanal 4049 zu beobachten ist, ergibt sich mit dieser Kalibrierung eine Energie von $(109,890 \pm 0,030)$ keV. Im Rahmen des Fehlers stimmt dieser Wert mit den theoretischen Rechnungen zur Äquivalenzenergie des Testpulses überein.

4.3 Untersuchung verschiedener shaping-Zeiten

Am Hauptverstärker lässt sich die sogenannte shaping-time bzw. shaping-Zeit τ auf die Werte 0,5, 1, 2, 3, 6 und 10 μs einstellen. Dabei handelt es sich die Zeitkonstante der Differentiation und Integration des Signals im Verstärker. Bei der Wahl der optimalen shaping-Zeit muss einerseits darauf geachtet werden, dass sie groß genug ist, damit das Signal die volle Amplitude erreicht. Andererseits sollte sie nicht zu groß sein, um möglichst wenig Zeit nach einem Signal mit aufzunehmen, in der kein Signal registriert werden kann (Totzeit). Die für die möglichen shaping-Zeit-Einstellungen aufgenommenen Spektren sind in den Abbildungen 4.6 bis 4.11 dargestellt. Die Messungen wurden dabei in einem Temperaturintervall von $T = (-78 \pm 9)^\circ\text{C}$ bei einer Spannung $U = 80$ V an der Photodiode und mit zugeschaltetem Testpuls der Spannung U_3 durchgeführt.

In den Diagrammen sind jeweils die Einzelelektronereignisse gefüllt dargestellt und die Fit-Parameter sind im jeweiligen Spektrum in der Box am rechten oberen Rand zu sehen. Angegeben sind die Counts beim Maximum der Gauß-Kurve (Constant), die Position des Maximums auf der Abszisse in keV (Mean), die Standardabweichung σ des Fits (Sigma) sowie die Unsicherheiten zu den angegebenen Größen. Außerdem ist zur Beurteilung der Qualität des Fits der Parameter χ^2 aufgelistet. Die Halbwertsbreite kann bei einer Gaußverteilung aus der Standardabweichung durch die Relation

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma \approx 2,3548 \cdot \sigma \quad (4.3)$$

berechnet werden.

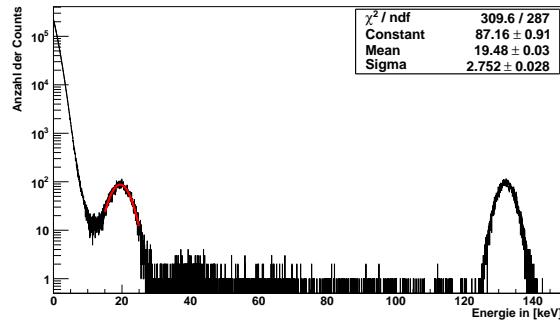


Abbildung 4.6: Aufgenommenes Spektrum bei $\tau = 0,5 \mu\text{s}$.

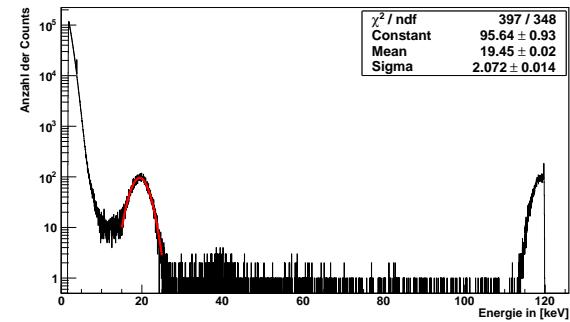


Abbildung 4.7: Aufgenommenes Spektrum bei $\tau = 1 \mu\text{s}$.

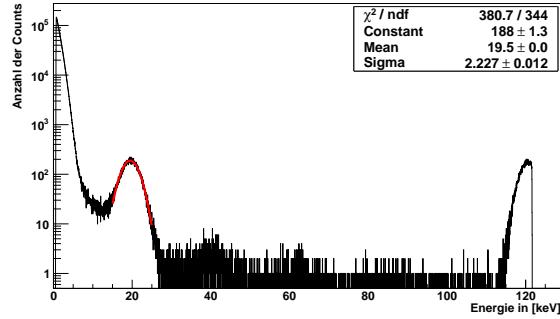


Abbildung 4.8: Aufgenommenes Spektrum bei $\tau = 2 \mu\text{s}$.

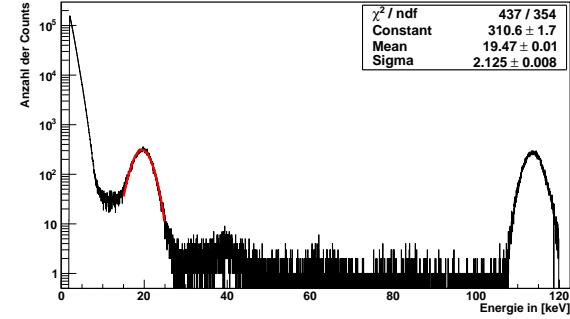


Abbildung 4.9: Aufgenommenes Spektrum bei $\tau = 3 \mu\text{s}$.

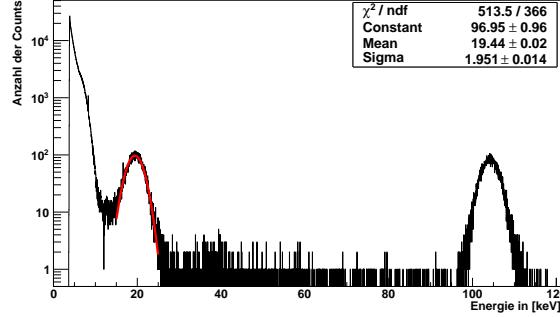


Abbildung 4.10: Aufgenommenes Spektrum bei $\tau = 6 \mu\text{s}$.

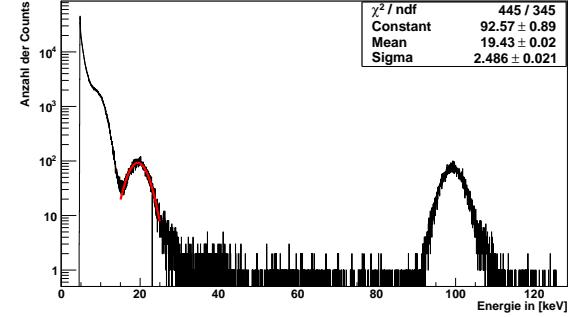


Abbildung 4.11: Aufgenommenes Spektrum bei $\tau = 10 \mu\text{s}$.

Die bei den verschiedenen Zeitkonstanten τ bestimmten Halbwertsbreiten für den Einzelelektron-Peak und den Testpuls-Peak sind in Tabelle 4.3 aufgelistet und in den Abbildung 4.12 und 4.13 graphisch dargestellt.

Tabelle 4.3: Halbwertsbreiten FWHM des Einzelelektronen-Peaks und des Testpulses bei verschiedenen Zeitkonstanten τ .

τ in μs	FWHM e^- -Peak in [keV]	FWHM Testpuls-Peak in [keV]
0,5	$6,480 \pm 0,066$	$5,334 \pm 0,033$
1	$4,879 \pm 0,033$	$4,093 \pm 0,104$
2	$5,224 \pm 0,028$	$4,420 \pm 0,064$
3	$5,004 \pm 0,019$	$4,740 \pm 0,016$
6	$4,594 \pm 0,033$	$4,764 \pm 0,031$
10	$5,854 \pm 0,049$	$6,080 \pm 0,040$

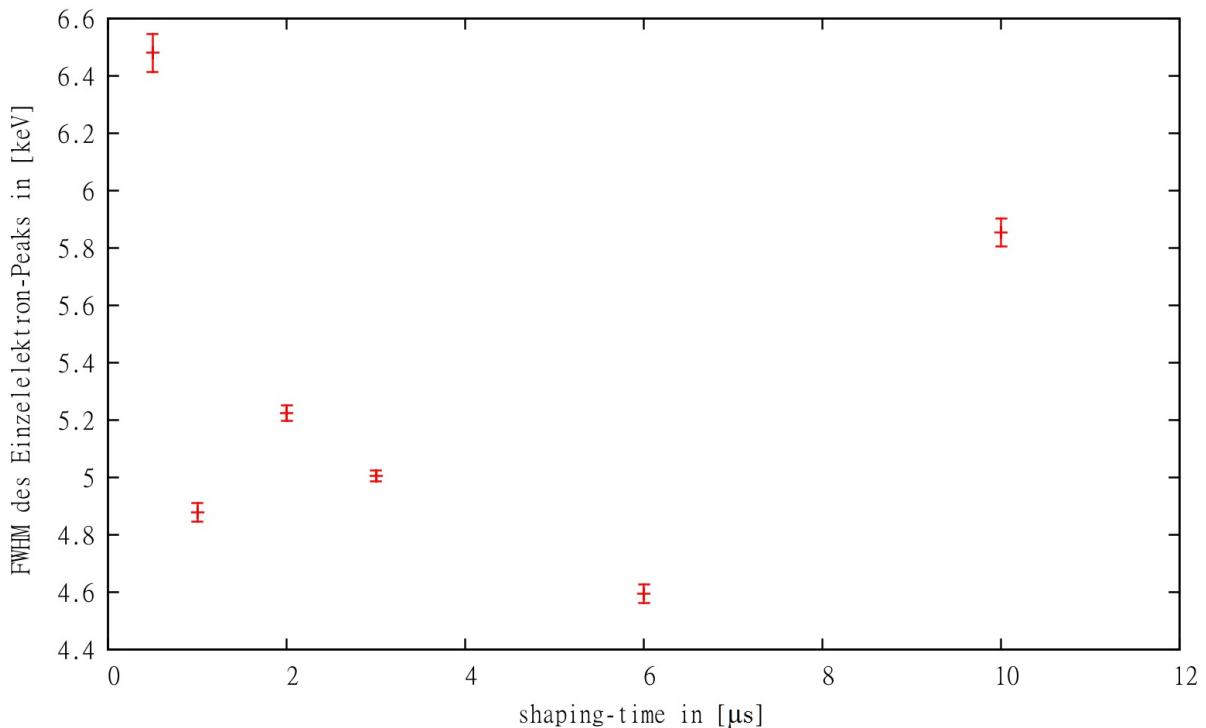


Abbildung 4.12: Halbwertbreite FWHM des Einzelelektron-Peaks bei verschiedenen Zeitkonstanten τ . Die Messungen wurden bei einer Temperatur von $T = (-78 \pm 9)^\circ\text{C}$ und einer Detektorversorgungsspannung von $U = 80$ V durchgeführt.

Bei der Analyse der aufgenommenen Daten lässt sich zunächst keine eindeutige Abhängigkeit erkennen. Die Halbwertsbreiten liegen für den Einzelelektron-Peak bei den Zeitkonstanten $\tau = 1 \mu\text{s}$, $\tau = 2 \mu\text{s}$, $\tau = 3 \mu\text{s}$ und $\tau = 6 \mu\text{s}$ in einem Bereich von etwa 5 keV, wobei bei $\tau = 6 \mu\text{s}$

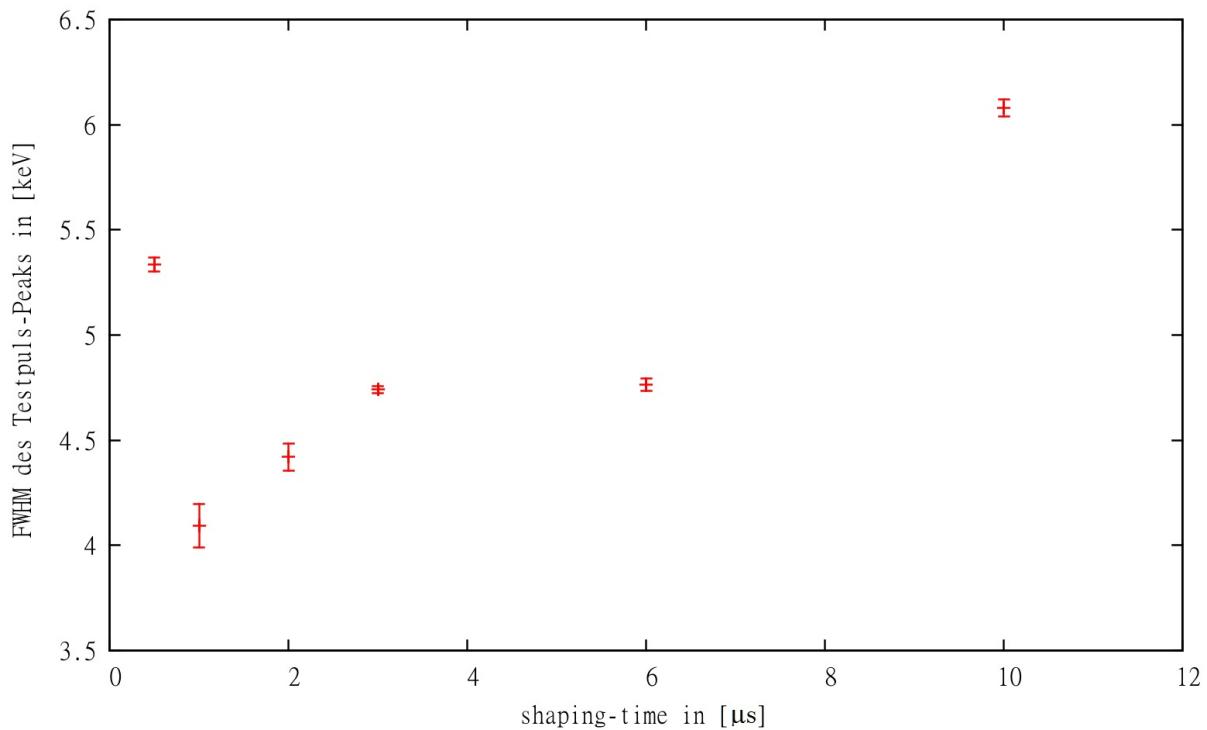


Abbildung 4.13: Halbwertbreite FWHM des Testpuls-Peaks bei verschiedenen Zeitkonstanten τ . Die Messungen wurden bei einer Temperatur von $T = (-78 \pm 9)^\circ\text{C}$ mit einer Testpulsspannung von $U_3 = (4,7 \pm 0,2) \text{ mV}$ durchgeführt. Die Spannung an der Photodiode betrug $U = 80 \text{ V}$.

die höchste Energieauflösung mit $\Delta E_e = (4,594 \pm 0,033) \text{ keV}$ erreicht wurde. Beim Testpuls-Peak wurde die geringste Halbwertsbreite bei $\tau = 1 \mu\text{s}$ mit $\Delta E_{el,det} = (4,093 \pm 0,104) \text{ keV}$ erreicht, wobei berücksichtigt werden muss, dass der Peak durch die Messelektronik nicht vollständig aufgenommen wurde, sondern teilweise in einem Bereich liegt, der nicht erfasst werden konnte. Generell lässt sich den Spektren von $\tau = 1 \mu\text{s}$ und $\tau = 2 \mu\text{s}$ (Abbildung 4.7 und 4.8) entnehmen, dass der Testpuls mit einem signifikanten Anteil in einem Bereich liegt, der von der Messelektronik nicht mehr erfasst werden konnte.

Da mit den aufgenommenen Daten keine eindeutigen Abhängigkeiten ausgemacht werden konnten, wurden zwei weitere Messreihen mit ausgeschalteter Turbomolekularpumpe durchgeführt (zum Einfluss der Turbopumpe siehe Kapitel 4.5). Die ausgewerteten Daten sind in Tabelle 4.4 aufgelistet und in Abbildung 4.14 visualisiert.

Tabelle 4.4: Halbwertsbreiten FWHM des Testpuls-Peaks der Energie $E_T = (43,182 \pm 2,273)$ keV bei den Temperaturen T_1 und T_2 . Die Messungen wurden bei ausgeschalteter Turbomolekularpumpe durchgeführt.

τ in μs	FWHM Testpuls-Peak bei $T_1 = (-78 \pm 4)^\circ\text{C}$ in [keV]	FWHM Testpuls-Peak bei $T_2 = (31 \pm 1)^\circ\text{C}$ in [keV]
0,5	$3,228 \pm 0,052$	$4,269 \pm 0,087$
1	$3,417 \pm 0,057$	$4,252 \pm 0,087$
2	$3,612 \pm 0,049$	$4,429 \pm 0,071$
3	$3,815 \pm 0,059$	$4,707 \pm 0,108$
6	$4,258 \pm 0,080$	$5,028 \pm 0,127$
10	$3,824 \pm 0,061$	$6,059 \pm 0,144$

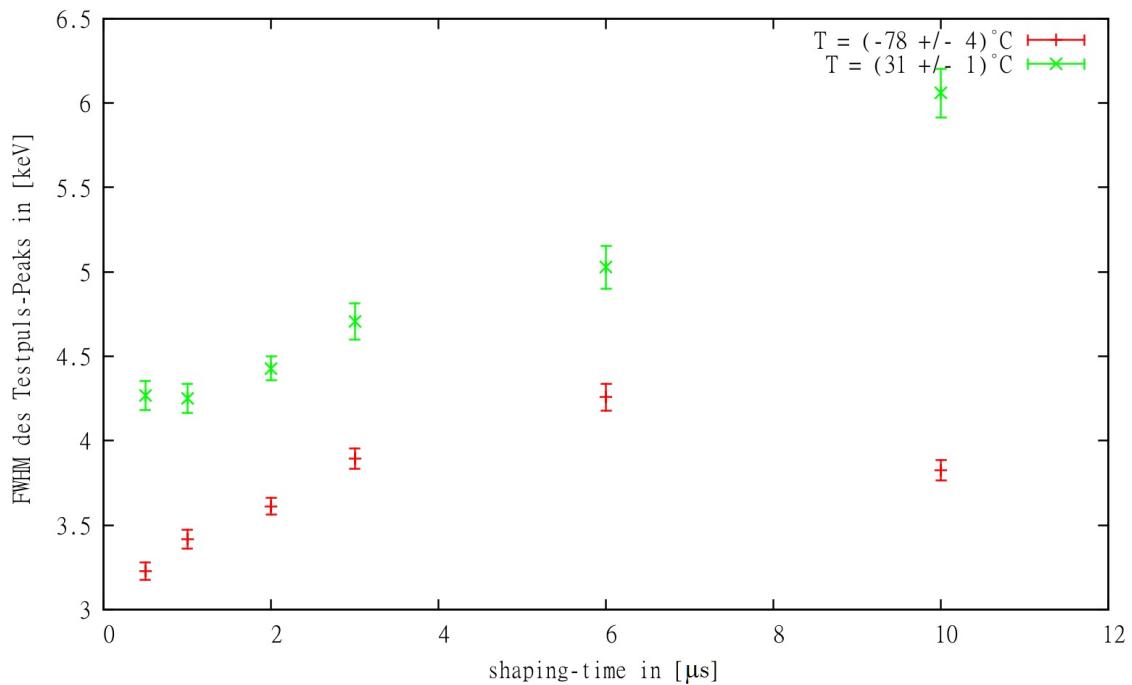


Abbildung 4.14: Halbwertsbreiten FWHM des Testpuls-Peaks der Energie $E_{Testpuls} = (43,182 \pm 2,273)$ keV bei den Temperaturen T_1 und T_2 . Die Spannung an der Photodiode betrug $U = 80$ V. Die Turbopumpe war während der Messung ausgeschaltet.

Im Gegensatz zu den Messungen bei eingeschalteter Turbopumpe ist in Abbildung 4.14 sowohl eine Temperaturabhängigkeit der Auflösung, als auch eine Abhängigkeit von der shaping-Zeit zu erkennen. Die Energieauflösung $\Delta E_{el, det}$ ist für die Messungen bei der niedrigeren Temperatur T_1 in allen Fällen um etwa 1 keV besser als für die Messungen bei der Temperatur T_2 .

Betrachtet man die Messreihen jeweils einzeln stellt man fest, dass mit steigender shaping-Zeit bis auf zwei Ausnahmen auch die Halbwertsbreite des Testpuls-Peaks steigt. Für die Messreihe bei $T_1 = (-78 \pm 4)^\circ\text{C}$ beträgt die Differenz der Halbwertsbreite zwischen größtem und kleinstem Wert dabei etwa 1 keV und bei der zweiten Messreihe mit $T_2 = (31 \pm 1)^\circ\text{C}$ ungefähr 2,8 keV.

4.4 Variation der Spannung am Detektor

Zur Untersuchung des Einflusses der Spannung am Detektor wurden zwei Messreihen aufgenommen, bei denen die Spannungen 10 V, 20 V, 40 V und 80 V an die Silizium-Diode angelegt wurden. Dabei wurde eine Messung unter Verwendung der e-gun und eine Messung auf der Grundlage des Testpulses ohne 20 keV Elektronen durchgeführt.

4.4.1 Erste Messreihe

Die erste Messreihe wurde mit 20 keV-Elektronen bei einer Temperatur von $T = (-81 \pm 4)^\circ\text{C}$ aufgenommen. Die aus den aufgenommenen Daten bestimmten Halbwertsbreiten für den Einzelelektron- und den Testpuls-Peak sind in Tabelle 4.5 aufgelistet. In Abbildung 4.15 sind die Halbwerts-

Tabelle 4.5: Halbwertsbreiten der Einzelelektron- und Testpuls-Peaks bei verschiedenen Spannungen an der Photodiode.

Spannung in [V]	FWHM e^- -Peak in [keV]	FWHM Testpuls-Peak in [keV]
10	$5,218 \pm 0,042$	$4,519 \pm 0,031$
20	$5,178 \pm 0,038$	$4,558 \pm 0,024$
40	$4,856 \pm 0,033$	$4,347 \pm 0,028$
80	$4,849 \pm 0,033$	$4,380 \pm 0,024$

breiten des Einzelelektron-Peaks und des Testpuls-Peaks gegen die Spannung an der Photodiode aufgetragen. In beiden Fällen sinkt die Halbwertsbreite mit steigender Detektorspannung geringfügig (um etwa 0,2 - 0,3 keV). Außerdem liegen die Messwerte des Einzelelektron-Peaks in allen Fällen bei höheren Halbwertsbreiten als die des Testpulspeaks. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei der Detektion von Elektronen wie in den theoretischen Grundlagen beschrieben weitere Rauschquellen gegeben sind, die die Auflösung verringern.

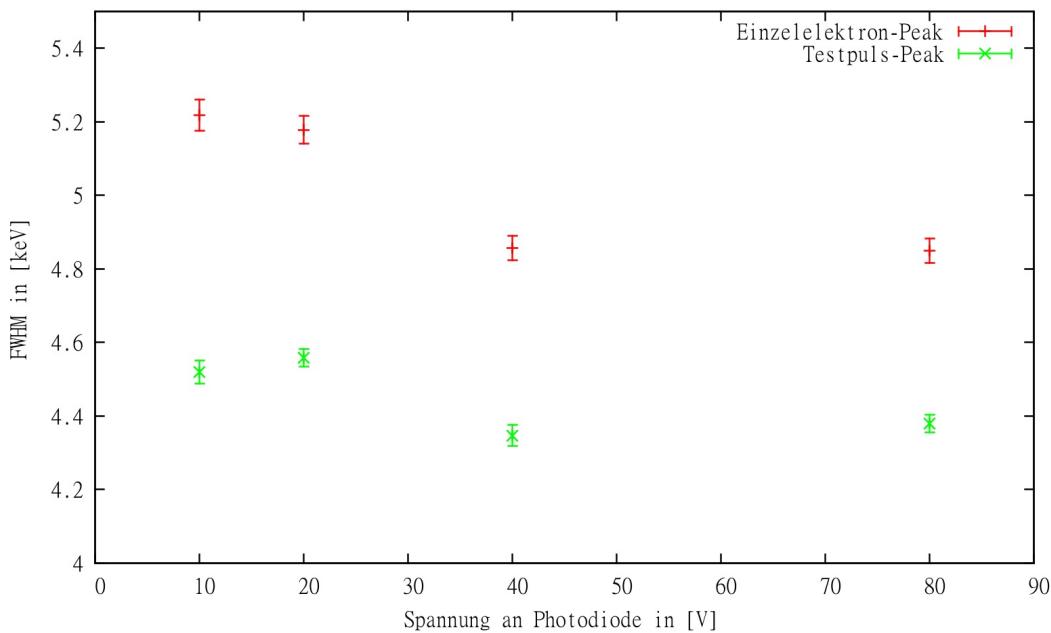


Abbildung 4.15: Abhängigkeit der Halbwertbreite FWHM von der Spannung an der Photodiode. Dargestellt sind die Halbwertsbreiten FWHM des Einzelelektronen- und des Testpuls-Peaks bei den Spannungen $U_V = [10, 20, 40, 80]\text{V}$. Die shaping-Zeit betrug $3\ \mu\text{s}$ bei einer Temperatur von $T = (-81 \pm 4)^\circ\text{C}$.

4.4.2 Zweite Messreihe

Die zweite Messreihe wurde ohne 20 keV-Elektronen bei der Temperatur $T = (-62 \pm 1)^\circ\text{C}$ aufgenommen. Aus diesem Grund steht zur Energie-Kalibrierung lediglich der Testpuls, der mit der Spannung $U_1 = (0,9 \pm 0,1)\text{ mV}$ auf den Testeingang der Vorverstärkerplatine gegeben wurde, zur Verfügung. Nach Tabelle 4.1 entspricht diese Spannung einer simulierten Energie von $E_{Testpuls} = (20,455 \pm 2,273)\text{ keV}$. Aus der Position des Testpulspeaks wurde die Kanalbreite bestimmt. Die bei den einzelnen Spannungen gemessenen Halbwertsbreiten können Tabelle 4.6 bzw. Abbildung 4.16 entnommen werden.

Auch in dieser Messreihe ist eine Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Detektorspannung zu erkennen. Bei einer Spannung an der Photodiode von $U = 10\text{ V}$ beträgt die Energieauflung

Tabelle 4.6: Halbwertsbreiten des Testpuls-Peaks bei verschiedenen Detektorspannungen.

Spannung an der Photodiode in [V]	FWHM des Testpuls-Peaks in [keV]
10	$4,797 \pm 0,033$
20	$4,474 \pm 0,028$
40	$4,333 \pm 0,024$
80	$4,314 \pm 0,028$

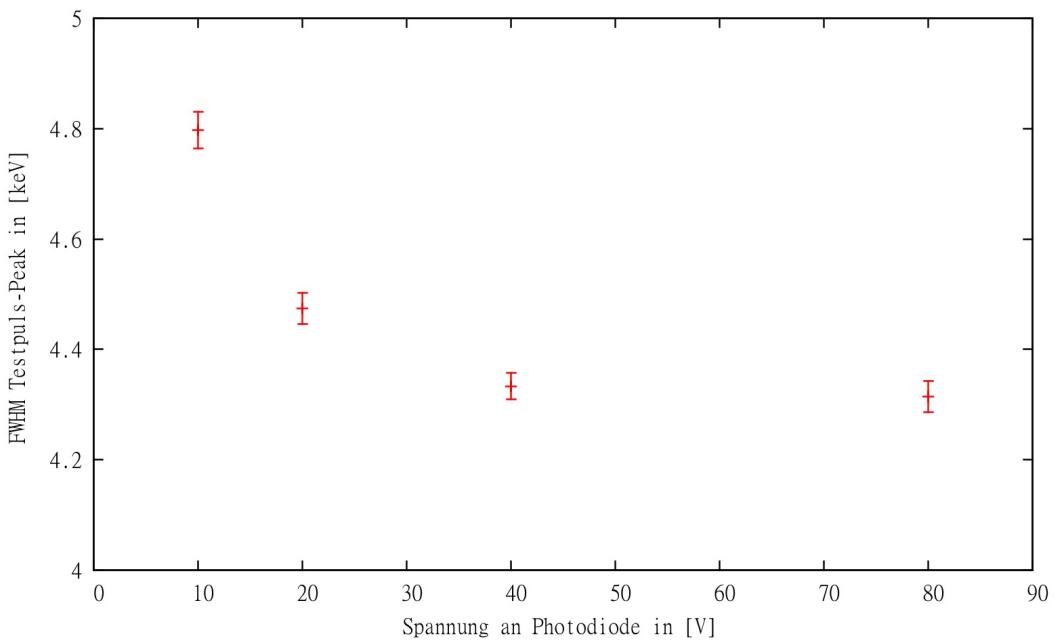


Abbildung 4.16: Abhängigkeit der Halbwertbreite FWHM von der Spannung an der Photodiode. Dargestellt ist die Halbwertsbreite des Testpuls-Peaks der Spannung $U_1 = (0,9 \pm 0,1)$ mV bei den Spannungen $U_V = [10, 20, 40, 80]$ V. Die shaping-Zeit betrug $3 \mu\text{s}$ bei einer Temperatur von $T = (-61 \pm 1)^\circ\text{C}$.

$\Delta E_{el,det} = (4,797 \pm 0,033)$ keV, wohingegen bei einer Spannung von $U = 80$ V eine Halbwertsbreite von $\Delta E_{el,det} = (4,314 \pm 0,028)$ keV erreicht wurde. Dieser Wert wurde näherungsweise auch bei der ersten Messung für den Testpuls erreicht.

In allen durchgeführten Messungen lässt sich eine höhere Energieauflösung $\Delta E_{el,det}$ bzw. ΔE_e bei einer größeren Spannung am Detektor erkennen. Bei den folgenden Messungen wurde an den Detektor eine Spannung $U = 80$ V angelegt.

4.5 Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite

Der Detektor und die erste und zweite Stufe des ladungsempfindlichen Vorverstärkers wurden mit Hilfe eines Kaltkopfes auf Temperaturen bis zu etwa -100°C heruntergekühlt, um einerseits den Sperrstrom der Photodiode und andererseits das temperaturabhängige Rauschen zu minimieren. Das Funktionsprinzip des Kaltkopfes beruht wie schon beschrieben auf der Expansion des Edelgases Helium, welches mit Hilfe eines Kompressors wieder komprimiert wird. Bei diesem Prozess kommt es am Kaltkopf, an dem der Detektor befestigt ist, zu starken Vibrationen. Aus diesem Grund konnten nur Messungen bei ausgeschaltetem Kaltkopf durchgeführt werden, da das Vorverstärkersignal durch die Vibrationen zu stark verrauscht war. Weil die Temperatur ohne eingeschalteten Kaltkopf um bis zu $0,5^\circ\text{C}$ pro Minute anstieg, konnten die Messungen in

der Regel für lediglich 5 bis 20 Minuten pro Temperaturintervall durchgeführt werden. In den folgenden drei Unterkapiteln sind die zur Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite durchgeführten Messungen mit verschiedenen Messkonfigurationen beschrieben. Auf das Setup, mit dem auch die meisten bisherigen Messungen durchgeführt wurden, folgt aufgrund der hohen Halbwertsbreiten im Bereich von ca. 4 - 5 keV eine Messung mit ausgeschalteter Turbomolekularpumpe. Im letzten Teil wurde die Photodiode ausgebaut, um die Energieauflösung der Elektronik ohne Detektor zu messen.

4.5.1 Messungen bei eingeschalteter Turbopumpe

Die erste Messreihe wurde über ein Temperaturintervall von -78°C bis 22°C bei einer shaping-Zeit von $\tau = 3 \mu\text{s}$ durchgeführt. Zusätzlich zu den 20 keV-Elektronen wurde ein Testpuls der Spannung $U_3 = (4,7 \pm 0,2) \text{ mV}$ auf den Vorverstärker gegeben. Der Einzelelektronen-Peak und der Testpuls-Peak wurden jeweils mit einer Gauß-Funktion gefittet und die Halbwertsbreiten wurden bestimmt. In Tabelle 4.7 sind die Daten aufgelistet.

Tabelle 4.7: Halbwertsbreiten FWHM des Einzelelektron-Peaks und des Testpulspeaks bei verschiedenen Temperaturen T.

T in $^{\circ}\text{C}$	FWHM e^- -Peak in [keV]	FWHM Testpuls in [keV]
-77 ± 1	$4,849 \pm 0,033$	$4,380 \pm 0,024$
-73 ± 1	$4,799 \pm 0,026$	$4,554 \pm 0,016$
-53 ± 2	$4,728 \pm 0,033$	$4,552 \pm 0,024$
-47 ± 1	$4,710 \pm 0,026$	$4,587 \pm 0,021$
-33 ± 1	$5,155 \pm 0,033$	$5,006 \pm 0,024$
-17 ± 2	$8,397 \pm 0,052$	$7,839 \pm 0,057$
-2 ± 1	$8,138 \pm 0,052$	$7,446 \pm 0,049$
11 ± 1	$6,848 \pm 0,031$	$6,422 \pm 0,033$
19 ± 1	$6,026 \pm 0,042$	$5,728 \pm 0,049$

In Abbildung 4.17 ist die Halbwertsbreite der Peaks gegen die Temperatur aufgetragen. Sowohl beim Testpuls-Peak, als auch bei beim Elektron-Peak ist ein Sprung der Halbwertsbreite im Bereich von -30°C bis -20°C zu sehen. Die Energieauflösung wird in diesem Bereich signifikant schlechter. Die Halbwertsbreite steigt für Testpuls- und Einzelelektron-Peak um etwa 3 keV auf 8,397 keV bzw. 7,839 keV an. Zwischen den beiden Messungen wurde bis auf die Temperatur nichts am Aufbau verändert. Die in dieser Messreihe aufgenommenen Daten weisen insgesamt die größten Halbwertsbreiten auf, die während des Testbetriebs gemessen wurden.

Wie in vorigen Messungen bereits beobachtet ist die Energieauflösung bei niedrigeren Temperaturen höher; allerdings ist im Temperaturbereich von etwa -15°C bis 20°C eine Verringerung der Halbwertsbreite zu beobachten, die so nicht erwartet wurde. Außerdem liegt die Auflösung des Testpuls-Peaks in allen Fällen in einem höheren Bereich als die des Einzelelektron-Peaks.

Generell erscheint die Halbwertsbreite bei allen Messungen sehr hoch (≈ 4 - 5 keV) im Vergleich zu früheren Experimenten mit vergleichbarem Aufbau [Wei92]. Mit Hilfe eines Oszilloskops ließ sich bei der Betrachtung des Vorverstärkersignals eine sinusförmige Schwingung des Signals er-

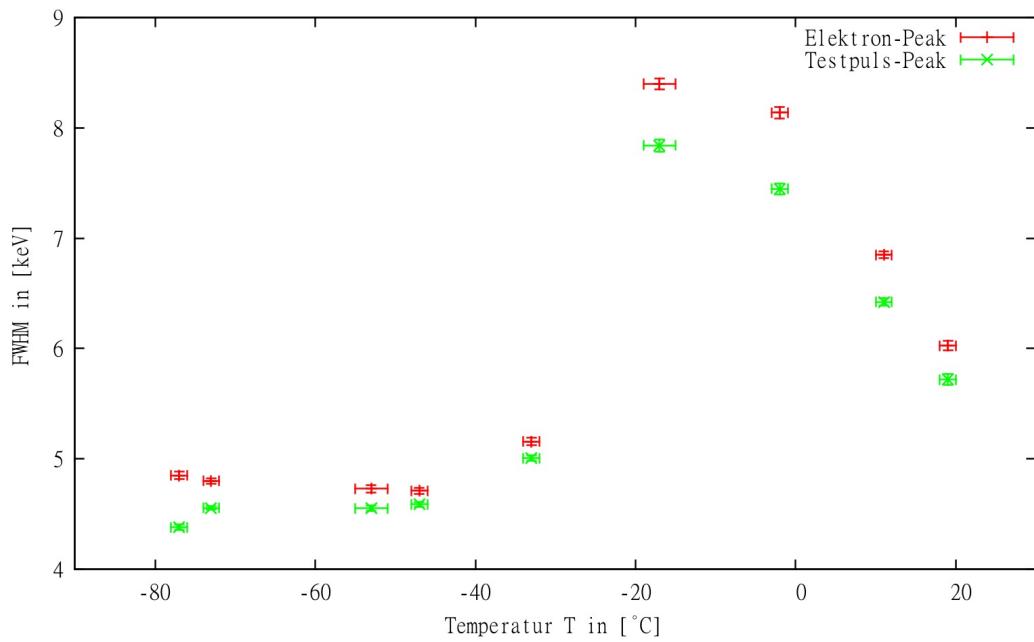


Abbildung 4.17: Energieauflösung des Einzelelektron-Peaks und des Testpuls-Peaks, der mit einer Spannung von $U_3 = (4,7 \pm 0,2)$ mV auf den Testeingang des Vorverstärkers gegeben wurde, als Funktion der Temperatur. Die Messungen wurden bei einer Spannung von 80 V an der Photodiode und einer shaping-Zeit von 3 μ s durchgeführt.

kennen, deren Frequenz im Bereich von 800 - 1000 Hz lag (Abbildung 4.18). In diesen Bereich fällt auch die Frequenz der Turbomolekularpumpe. Je nachdem, zu welchem Zeitpunkt ein Elektron durch den Detektor registriert wird, befindet sich der Elektron-Peak an einer anderen Position auf dem Sinus-Signal. Dadurch kommt es zu unterschiedlichen Spannungen für ein Ereignis, was möglicherweise eine Vergrößerung der Halbwertsbreite zur Folge hatte. Weil der Betrieb der Turbomolekularpumpe erforderlich für die Erhaltung des Vakuums ist - das Ausschalten der Turbopumpe führte innerhalb weniger Minuten zu einem um bis zu 4 Größenordnungen höheren Druck in der Vakuumkammer - konnten die Messungen größtenteils nicht bei ausgeschalteter Turbopumpe durchgeführt werden, da bei höheren Drücken einerseits Verunreinigungen auf den gekühlten Detektor auffrieren können und es andererseits möglicherweise zu Spannungsüberschlägen durch die angelegte Hochspannung kommt.

Die Sinus-Schwingung verschwand, als das reine Vorverstärkersignal bei ausgeschalteter Turbopumpe betrachtet wurde (Abbildung 4.19). Somit ist davon auszugehen, dass durch die Turbopumpe Messungen mit einer höheren Energieauflösung verhindert wurden. Es wurden zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit mehrere Messreihen aufgenommen. Mit Hilfe eines Bandpassfilters wurde außerdem versucht, die störende Schwingung der Turbopumpe herauszufiltern. In keinem Fall ließ sich jedoch eine signifikant bessere Auflösung erreichen.

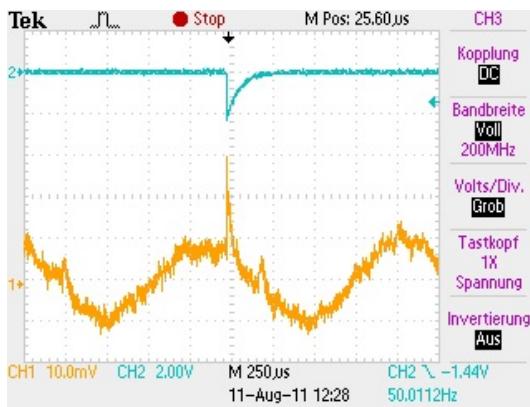


Abbildung 4.18: Mit Oszilloskop aufgenommenes Bild des Vorverstärkersignals (gelb) bei eingeschalteter Turbomolekularpumpe. Der zu sehende Peak stammt vom Testpuls der Spannung ($U_2 = 1,9 \pm 0,1$) mV. Außerdem ist das nicht abgeschwächte Testpulssignal (blau) abgebildet. Auf dem Vorverstärkersignal ist eine sinus-ähnliche Schwingung mit einer Amplitude von etwa 20 mV zu erkennen.

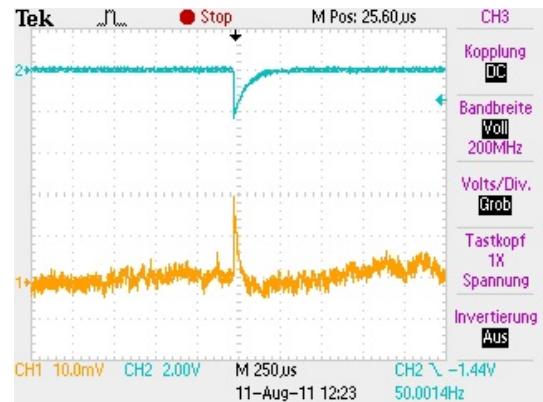


Abbildung 4.19: Mit Oszilloskop aufgenommenes Bild des Vorverstärkersignals bei ausgeschalteter Turbomolekularpumpe. Der zu sehende Peak stammt vom Testpuls der Spannung ($U_2 = 1,9 \pm 0,1$) mV. Im Gegensatz zum Signal bei eingeschalteter Turbopumpe ist hier die störende Schwingung nicht vorhanden.

Die höchste Energieauflösung, das heißt die niedrigste Halbwertsbreite, ist bei diesem Setup mit $\Delta E_e = (4,710 \pm 0,026)$ keV für den Einzelelektron-Peak bei einer Temperatur von $T = (-47 \pm 1)^\circ\text{C}$ zu beobachten.

Für den Testpuls-Peak erscheint die niedrigste Halbwertsbreite $\Delta E_{el,det} = (4,380 \pm 0,024)$ keV bei einer Temperatur von $T = (-77 \pm 1)^\circ\text{C}$.

4.5.2 Messungen bei ausgeschalteter Turbomolekularpumpe

Um den Einfluss der Temperatur auf die Energieauflösung besser untersuchen zu können wurde eine Messreihe bei ausgeschalteter Turbopumpe durchgeführt. Bei einem Druck von $p = 9 \cdot 10^{-8}$ mbar in der Vakuumkammer und einer Temperatur von -111°C an der Vorverstärkerplatine wurde die Turbomolekularpumpe ausgeschaltet. Der Druck stieg innerhalb weniger Minuten auf $p = 1,5 \cdot 10^{-4}$ mbar an. Unter diesen Bedingungen wurde ausschließlich das Testpulssignal vermessen, da einerseits eine Testmessung von 20 keV Elektronen ergab, dass vermutlich etwas auf die fensterlose PIN-Diode aufgefroren war und weil andererseits für eine Elektronenmessung 20 kV Hochspannung an der e-gun anliegen muss. Bei den Drücken, die sich mit ausgeschalteter Turbopumpe einstellten, ist die Gefahr eines Überschlags gegeben.

Dieses Problem ist außerdem - wenn auch nicht stark ausgeprägt - bei der Spannung an der Photodiode vorhanden, sodass nach dem Zeitpunkt des Ausschaltens der Turbopumpe nur eine kurze Messzeit zur Verfügung steht. Die mit diesem Setup aufgenommenen Messwerte sind in Tabelle 4.8 aufgelistet und in Abbildung 4.20 graphisch dargestellt. Der Testpuls, der auf die Vorverstärkerplatine gegeben wurde, simuliert eine Energie von $E_{Testpuls} = (43,182 \pm 2,273)$ keV. Insgesamt wurde ein Temperaturintervall von -100°C bis 30°C abgedeckt. Aus den oben erläuterten Gründen konnten jedoch in dem Temperaturbereich, wo die größten Änderungen der Halbwertsbreite stattfinden, nur zwei Messwerte aufgenommen werden. Man kann der Tabelle bzw. der Abbildung entnehmen, dass die Halbwertsbreite im Temperaturbereich bis -37°C für alle Messungen im Rahmen der Messunsicherheit ungefähr im Bereich von 3,7 keV bis 3,8 keV liegt. Bei einer Temperatur von 30°C beträgt die Halbwertsbreite $\Delta E_{el,det} = (4,731 \pm 0,108)$ keV. Der Temperaturbereich von -30°C bis 20°C konnte in der Messreihe nicht vermessen werden.

Durch das Ausschalten der Turbopumpe konnte im Vergleich zur Messreihe in 4.5.1 eine um etwa 1 keV höhere Energieauflösung erreicht werden. Die höchste Energieauflösung liegt mit $\Delta E_{el,det} = (3,629 \pm 0,068)$ keV bei etwa -53°C .

Tabelle 4.8: Halbwertsbreiten FWHM des Testpuls-Peaks in Abhängigkeit von der Temperatur.

Temperatur T in $^\circ\text{C}$	FWHM des Testpuls-Peaks in [keV]
$-100 \pm 0,5$	$3,911 \pm 0,078$
$-92 \pm 0,5$	$3,961 \pm 0,078$
$-81 \pm 0,5$	$3,808 \pm 0,064$
$-67 \pm 0,5$	$3,876 \pm 0,040$
$-53 \pm 0,5$	$3,629 \pm 0,068$
$-37 \pm 0,5$	$3,645 \pm 0,068$
$30 \pm 0,5$	$4,731 \pm 0,108$

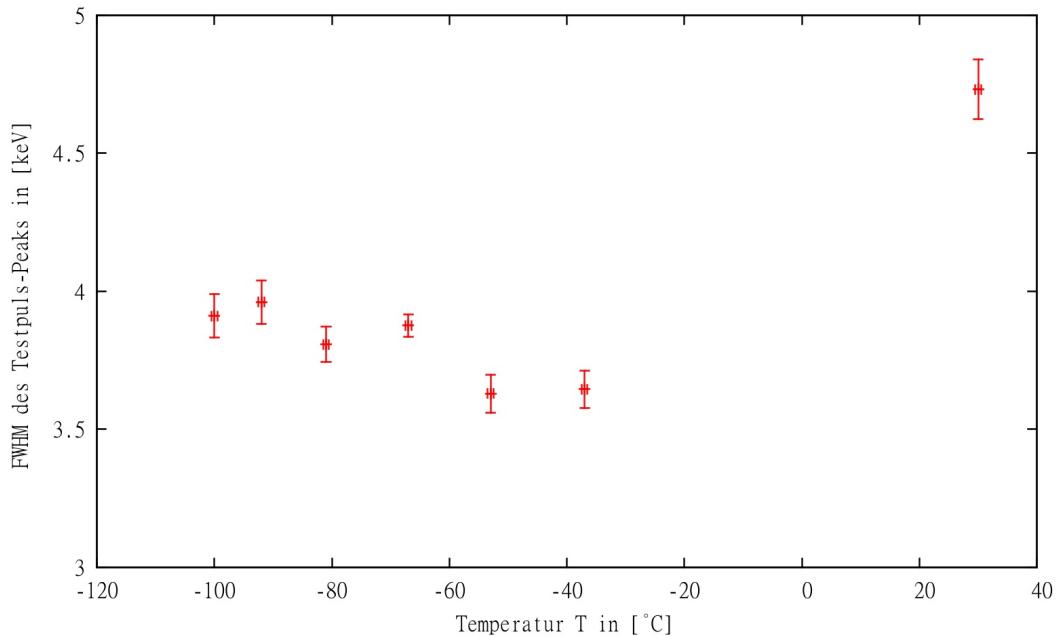


Abbildung 4.20: Energieauflösung des Testpuls-Peaks, der eine Energie von $E_{Testpuls} = (43,182 \pm 2,273)$ keV simuliert, als Funktion der Temperatur. Die Messungen wurden bei einer Spannung von 80 V an der Photodiode und einer shaping-Zeit von $3 \mu\text{s}$ bei ausgeschalteter Turbomolekularpumpe durchgeführt.

4.5.3 Messungen ohne Detektor bei eingeschalteter Turbopumpe

Um den Rauschanteil der Elektronik ohne Photodiode ΔE_{el} zu bestimmen, wurde die Vakuumkammer belüftet und der Detektor ausgebaut. Nach der Entfernung der Photodiode wurde die Kammer wieder evakuiert. Die Messreihe wurde ohne Hochspannung an der e-gun und ohne Magnetfeld durchgeführt, da ohne die Photodiode keine Elektronen detektiert werden können. Bei einer shaping-Zeit von $\tau = 3 \mu\text{s}$ wurde eine Messreihe im Temperaturbereich von -78°C bis 23°C mit eingeschalteter Turbomolekularpumpe durchgeführt. Da aufgrund der Entfernung der Photodiode aus dem Setup keine Elektronen detektiert werden konnten, wurde die Energiekalibrierung mit Hilfe eines Testpulses der Spannung $U_1 = (0,9 \pm 0,1)$ mV, die einer Energie von $E_{Testpuls} = (20,455 \pm 2,273)$ keV entspricht, durchgeführt. Die Testpuls-Peaks wurden mit einer Gauß-Funktion gefitett und aus den Fitparametern wurden die Halbwertsbreiten bestimmt. In Tabelle 4.9 sind die bestimmten Werte aufgelistet.

In Abbildung 4.21 wurden die Daten aus Tabelle 4.9 graphisch dargestellt. Es ist bei diesem Setup eine Abhängigkeit der Energieauflösung ΔE_{el} von der Temperatur zu erkennen. Mit steigender Temperatur steigt insgesamt auch die Halbwertsbreite der Peaks an. Dieses Verhalten wurde so erwartet, da unter anderem das thermische Rauschen einen Einfluss auf die Halbwertsbreite hat. Bei höheren Temperaturen ist die kinetische Energie der Ladungsträger in den

Tabelle 4.9: Halbwertsbreite FWHM des Testpulspeaks bei verschiedenen Temperaturen T. Die Messreihe wurde ohne Photodiode durchgeführt.

Temperatur T in [°C]	FWHM Testpuls-Peak in [keV]
-77 ± 1	3,155 ± 0,012
-66 ± 2	3,047 ± 0,012
-56 ± 2	3,035 ± 0,012
-46 ± 2	3,094 ± 0,012
-38 ± 3	3,064 ± 0,007
-21 ± 1	3,193 ± 0,012
-12 ± 2	3,151 ± 0,019
0 ± 1	3,259 ± 0,014
11 ± 1	3,374 ± 0,014
20 ± 1	3,341 ± 0,014

Leitungen und somit der Bewegungsanteil größer.

Insgesamt ergaben die Messungen eine bestmögliche Energieauflösung von $\Delta E_{el} = (3,035 \pm 0,012)$ keV bei einer Temperatur von $T = (-56 \pm 2)$ °C.

Inwieweit die Turbopumpe einen störenden Einfluss auf diese Messung hat lässt sich nicht eindeutig beurteilen. Die bestimmten Halbwertsbreiten sind wie erwartet geringer als bei den Messungen mit Detektor, da hier nach Kapitel 2.4 signifikante Rauschquellen entfernt wurden. Weil die Messwerte jedoch teilweise stark von ihrer erwarteten Position abweichen (wie beispielsweise der Wert bei -77°C, für den eine geringere Halbwertsbreite erwartet wurde) ist davon auszugehen, dass sich auch in dieser Messung die eingeschaltete Turbomolekularpumpe negativ auf die Energieauflösung des Vorverstärkers ausgewirkt hat.

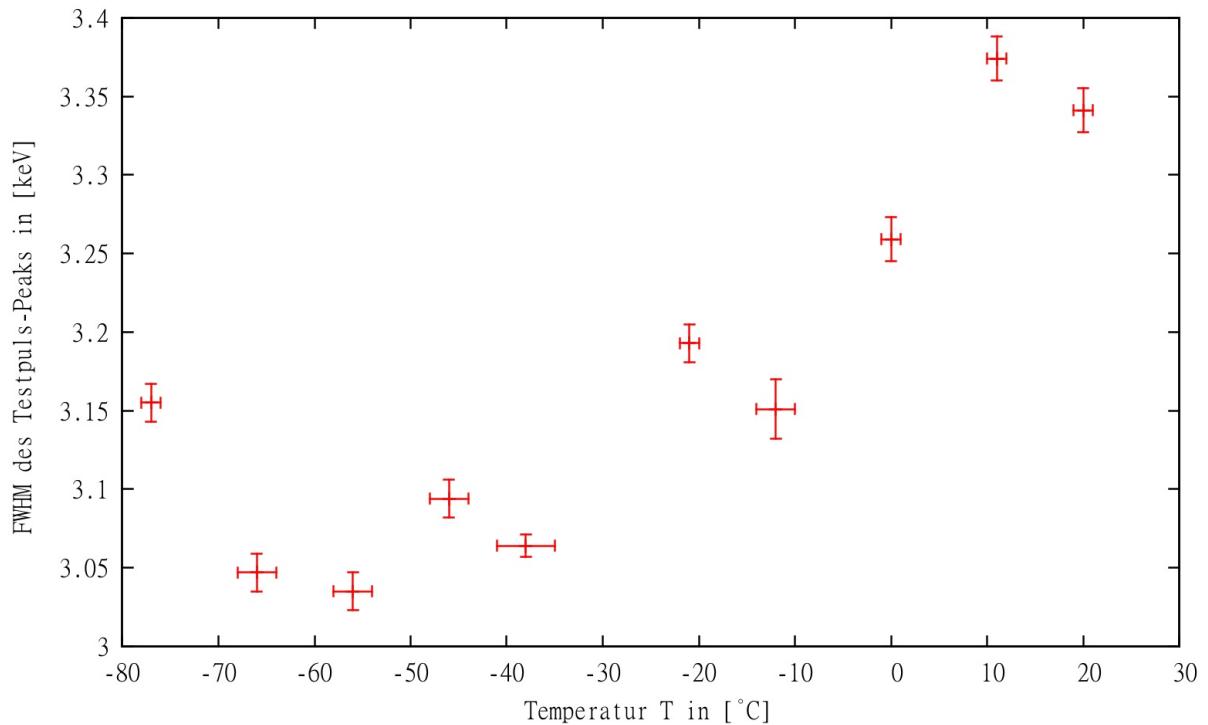


Abbildung 4.21: Energieauflösung des Testpuls-Peaks, der mit einer Spannung von $U_1 = (0,9 \pm 0,1)$ mV, die eine Energie von $E_{Testpuls} = (20,455 \pm 2,273)$ keV simuliert, auf den Testeingang des Vorverstärkers gegeben wurde, als Funktion der Temperatur. Die Messungen wurden bei einer Spannung von 80 V an der Photodiode mit einer shaping-Zeit von $3 \mu\text{s}$ durchgeführt. Die Photodiode wurde vor der Messung ausgebaut.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Bachelorarbeit waren der Aufbau und Testbetrieb eines Elektronenmonitordetektors, der auf der Rückseite der Kryptonkonversionselektronenquelle im Rahmen des KATRIN-Experiments eingesetzt werden soll. Als Detektor dient eine fensterlose Silizium-PIN-Diode, die zusammen mit der ersten und zweiten Stufe des ladungsempfindlichen Vorverstärkers im Vakuum platziert ist. Für diese Komponenten wurde eine Haltevorrichtung entwickelt, die von der feinmechanischen Werkstatt im Institut für Kernphysik gebaut wurde. Um Messungen bei tiefen Temperaturen durchführen zu können und die Temperaturabhängigkeit der Energieauflösung zu untersuchen, wurde das Detektorsystem an einem Kaltkopf montiert, sodass Messungen im Temperaturbereich von etwa -100°C bis Raumtemperatur durchgeführt werden konnten. Als Elektronenquelle fungierte eine auf Photoelektronen basierende Elektronenkanone, mit der Elektronen mit einer Energie von bis zu 25 keV emittiert werden konnten.

Mit dem aufgebauten Setup konnten nach anfänglichen Rauschproblemen Elektronen detektiert werden. Bei verschiedenen Setups wurden mehrere Messreihen zur Energieauflösung durchgeführt. Dabei wurde der Einfluss der shaping-Zeit auf die Auflösung untersucht, die Spannung an der Photodiode variiert und Messungen zur Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite bei ein- und ausgeschalteter Turbomolekularpumpe sowie bei ausgebauter Photodiode durchgeführt. Als Hauptproblem stellte sich der Betrieb der Turbomolekularpumpe während der Messungen heraus. Bei der Betrachtung des Vorverstärkersignals mit einem Oszilloskop konnte eine sinusförmige Schwingung beobachtet werden, die bei ausgeschalteter Turbopumpe nicht mehr vorhanden war. Diese Störung wurde durch den Vergleich der Messungen mit ein- bzw. ausgeschalteter Turbopumpe untersucht. Ohne Turbopumpe wurde eine Auflösung von etwa $\Delta E_{el,det} = 3,6$ keV des Testpulses bei einer shaping-Zeit von $\tau = 3 \mu\text{s}$ erreicht. Mit eingeschalteter Turbopumpe war die beste Auflösung $\Delta E_{el,det} = 4,3$ keV bei der gleichen Zeitkonstanten τ .

Für die Messungen mit Elektronen, die nur bei eingeschalteter Turbopumpe durchgeführt werden konnten, wurde im besten Fall eine Auflösung von $\Delta E_e = 4,7$ keV mit $\tau = 3 \mu\text{s}$ erreicht.

Bei den Messungen zur Untersuchung der Auflösung des Vorverstärkers ohne Detektor war die niedrigste Halbwertsbreite des Testpuls-Peaks etwa $\Delta E_{el} = 3,0$ keV. Diese Messreihen wurden bei eingeschalteter Turbopumpe durchgeführt, sodass davon auszugehen ist, dass ohne den störenden Einfluss der Turbopumpe eine geringere Halbwertsbreite erreicht werden kann. Generell kam es bei einigen Messungen zu unerwarteten Ergebnissen (zum Beispiel die Reduzierung der Halbwertsbreite bei steigender Temperatur bei den Messungen zur Temperaturabhängigkeit). Dieses Verhalten kann möglicherweise darin begründet sein, dass je nach Position auf der Sinus-Schwingung des Signal eine andere Amplitude des Testpuls- bzw. Elektronenpeaks registriert wird. Dabei handelt es sich um einen statistisch verteilten Prozess, sodass die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Temperatur nur eingeschränkt beobachtet werden konnte.

Um die Energieauflösung des Detektors zu verbessern bietet sich zunächst an, den störenden Einfluss der Turbomolekularpumpe zu reduzieren bzw. zu eliminieren. Die Turbopumpe kann gegen eine andere Vakuumpumpe zur Erzeugung eines Ultrahochvakuums (beispielsweise eine Ionengetterpumpe) ausgetauscht werden. Als Alternative dazu kann die Turbomolekularpumpe, anstatt direkt an der zentralen Kammer, über einen Wellbalg an die Kammer angeflanscht werden, der die störenden Vibratoren möglicherweise dämpft. Dadurch könnte einerseits die Auflösung verbessert und andererseits die Temperaturabhängigkeit ohne diesen Störfaktor untersucht werden. Zu diesem Zweck ist es außerdem möglich einige Komponenten der Vorverstärkerplatine zu modifizieren. So führt eine kleinere Feedbackkapazität einerseits zu einer größeren Verstärkung des Signals, andererseits wird das Rauschen jedoch gleichermaßen verstärkt. Dabei muss außerdem auf die Problematik von Streukapazitäten geachtet werden, die weitere Rauschquellen für das Detektorsignal darstellen können.

Zur Optimierung der Detektion von Elektronen aus der e-gun kann die Position der Spule verändert werden. Möglich wäre eine Entfernung der zentralen Kammer aus dem Setup, sodass die Kammer mit dem Kaltkopf und dem Detektor über einen Adapterflansch direkt an den Keramikisolator angeflanscht werden. Die Vakuumpumpen könnten an einem freien Flansch der Kammer angeschlossen werden. Dadurch wird die Entfernung zwischen Detektor und e-gun reduziert. Die Spule könnte in diesem Fall in der Mitte zwischen Detektor und e-gun platziert werden. Das Magnetfeld wäre somit unmittelbar vor der Metallplatte der e-gun stärker als im aktuellen Aufbau, sodass möglicherweise eine größere Anzahl Photoelektronen auf den Detektor geführt wird. Bezuglich der Elektronenquelle ist außerdem ein Austausch gegen eine radioaktive Quelle möglich, die Betazerfallselektronen emittiert. Diese liefert in der Regel zwar keine monoenergetischen Elektronen, andererseits kann dadurch jedoch ein Einfluss von Photonen auf die Messungen, der bei der Photoelektronenquelle nicht zu 100 Prozent ausgeschlossen werden kann, verhindert werden. Falls eines der Zerfallsprodukte der radioaktiven Quelle außerdem ein (geeigneter) Gammastrahler ist, kann über den Peak im Spektrum außerdem eine unabhängige Kalibrierung der Energieskala vorgenommen werden.

Anhang

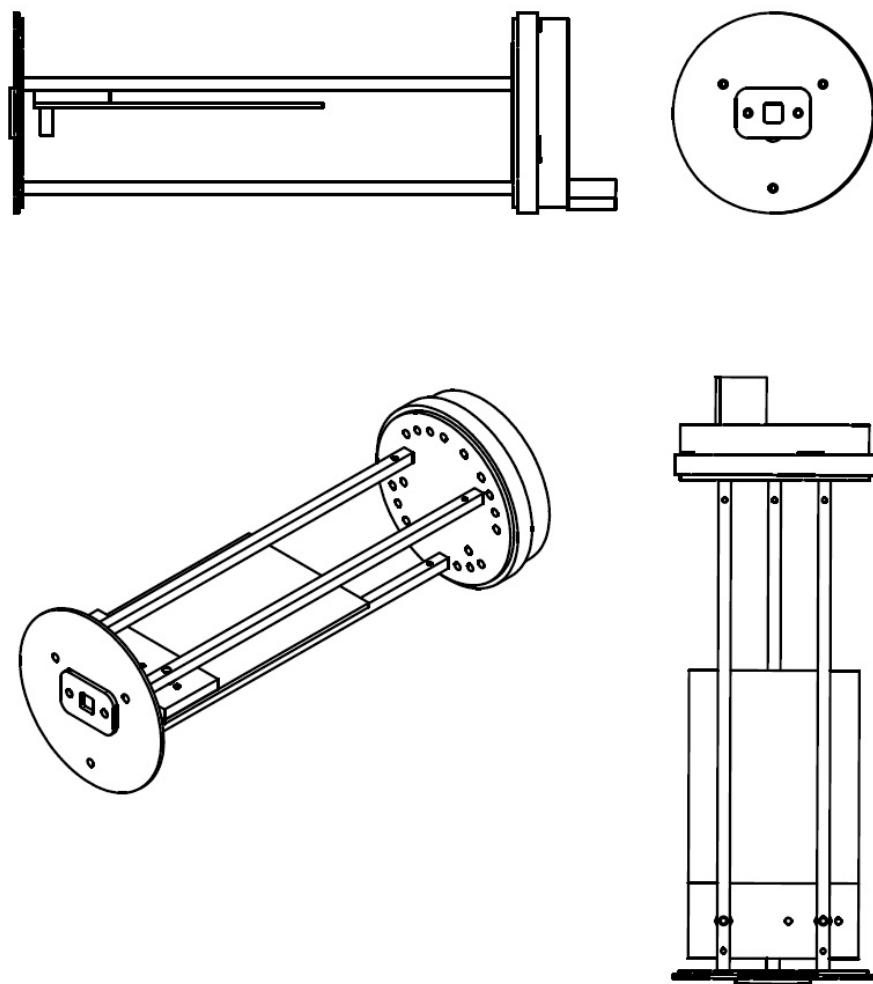


Abbildung 5.1: Überblick über das Detektorsystems ohne Kupferrohr. Die einzelnen Komponenten, aus denen das Detektorsystem und Teile der e-gun bestehen, sind in den folgenden Abbildungen zu sehen.

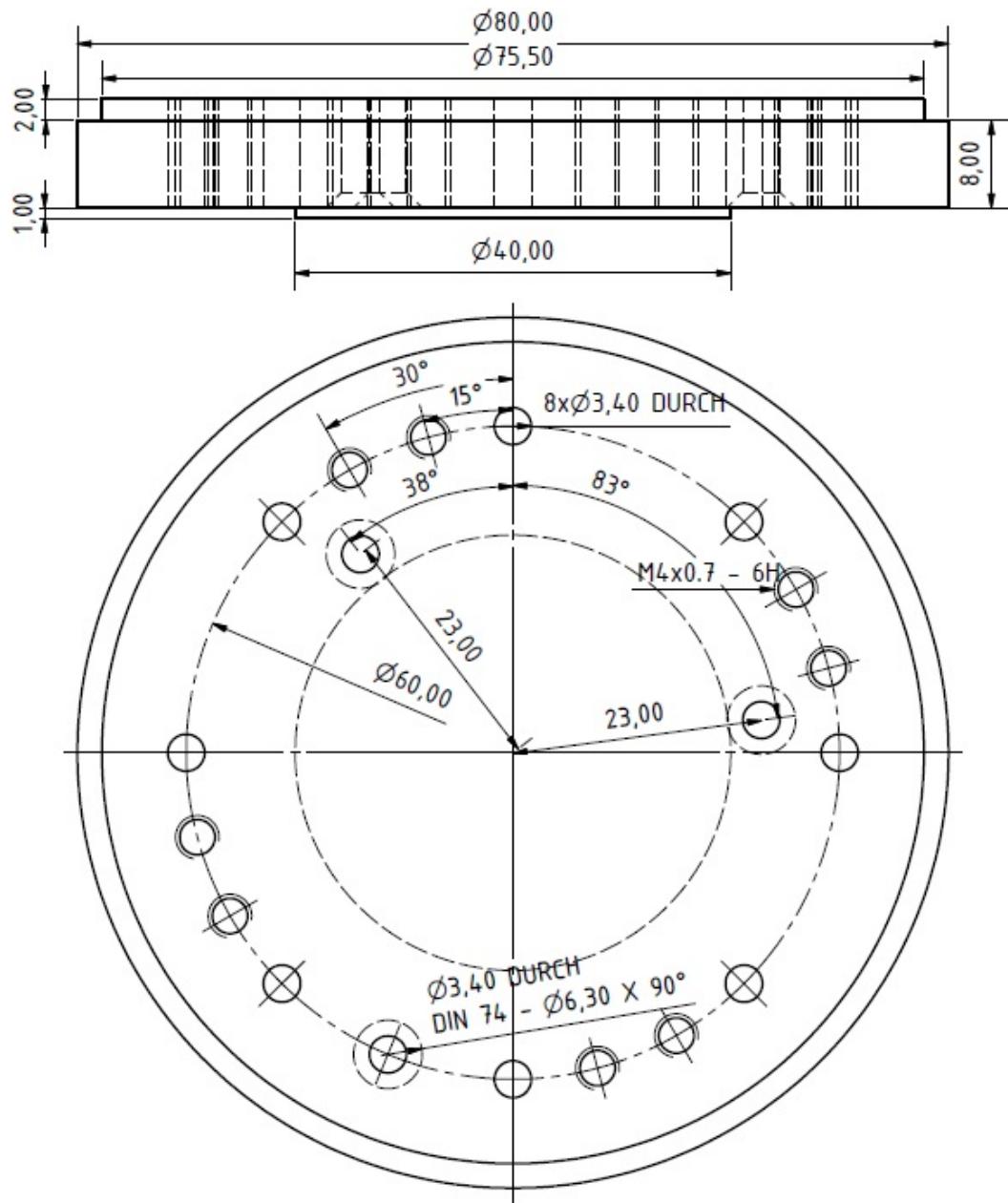


Abbildung 5.2: Bemaßungsskizze der hinteren Platte des Detektorsystems, durch die das System am Kaltkopf befestigt ist.

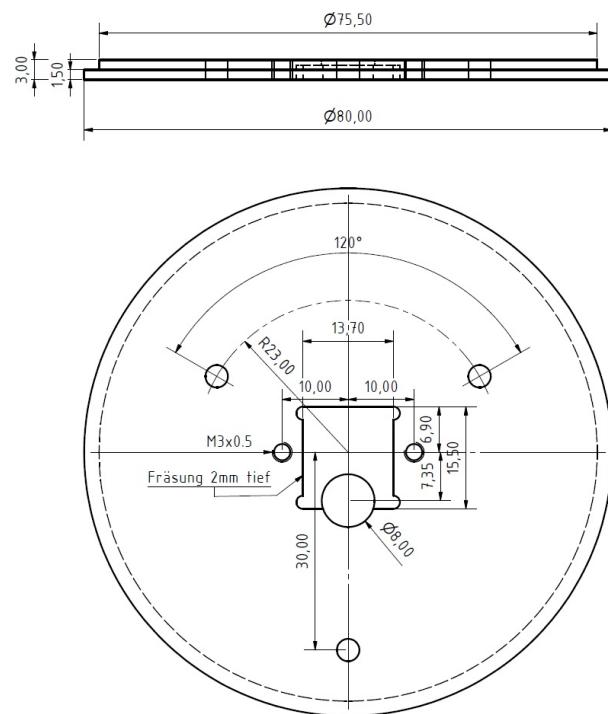


Abbildung 5.3: Bemaßungsskizze der vorderen Platte des Detektorsystems. An zentraler Position befindet sich eine Vertiefung, in welche die PIN-Diode eingeführt wird.

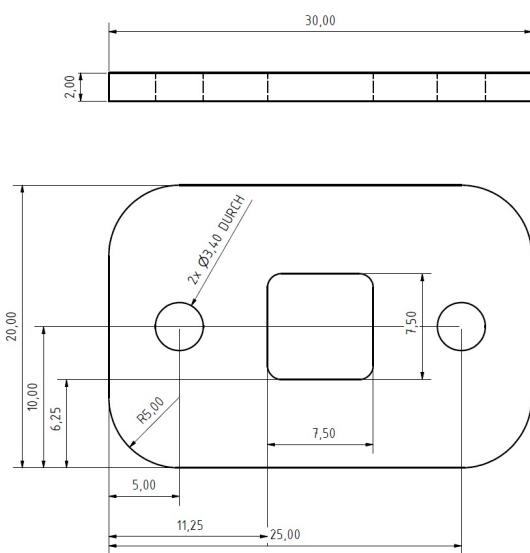


Abbildung 5.4: Bemaßungsskizze der Abdeckung, die zum Schutz der Randbereiche vor der Photodiode montiert wird.

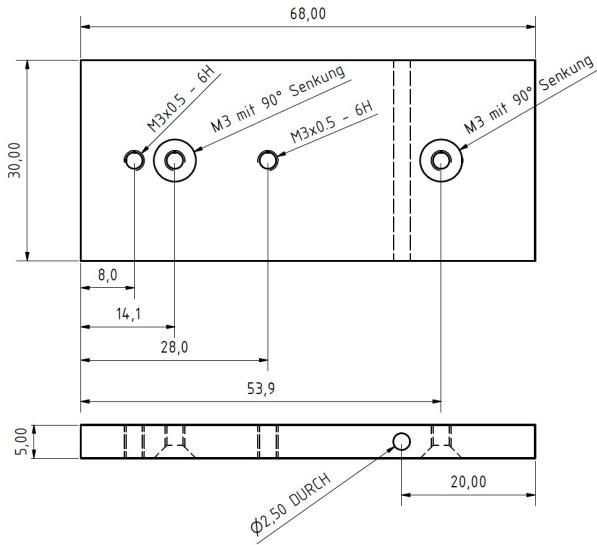


Abbildung 5.5: Bemaßungsskizze der Querplatte zwischen den Kupferstäben, die zwischen vor-
derer und hinterer Abdeckung montiert sind. Auf dieser Platte ist die Vorverstär-
kerplatine befestigt. Außerdem befindet sich in der Querplatte eine Bohrung, in
der ein PT1000 Temperatursensor zur Temperaturbestimmung eingeführt werden
kann.

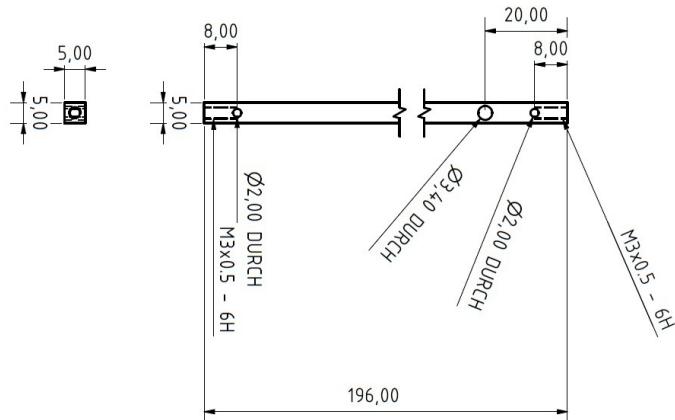


Abbildung 5.6: Bemaßungsskizze Kupferstäbe, die zwischen den beiden Abdeckplatten des Detektorsystems montiert sind. Die Stäbe dienen zur Befestigung der Vorverstärkerplatine und der vorderen Abdeckplatte.

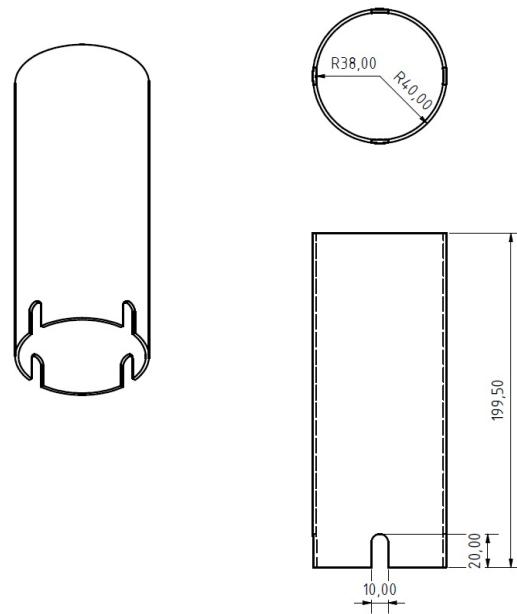


Abbildung 5.7: Bemaßungsskizze des Kupferrohrs, welches die Vorverstärkerplatine umgibt und somit für bessere Kühlung und zum Schutz vor auffrierendem Restgas dient.

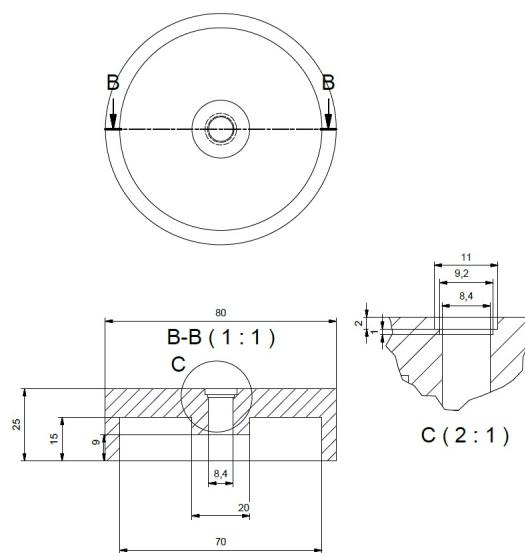


Abbildung 5.8: Bemaßungsskizze der POM-Halterung, mit der die UV-Diode der e-gun vor dem UV-durchlässigen gehalten wird.

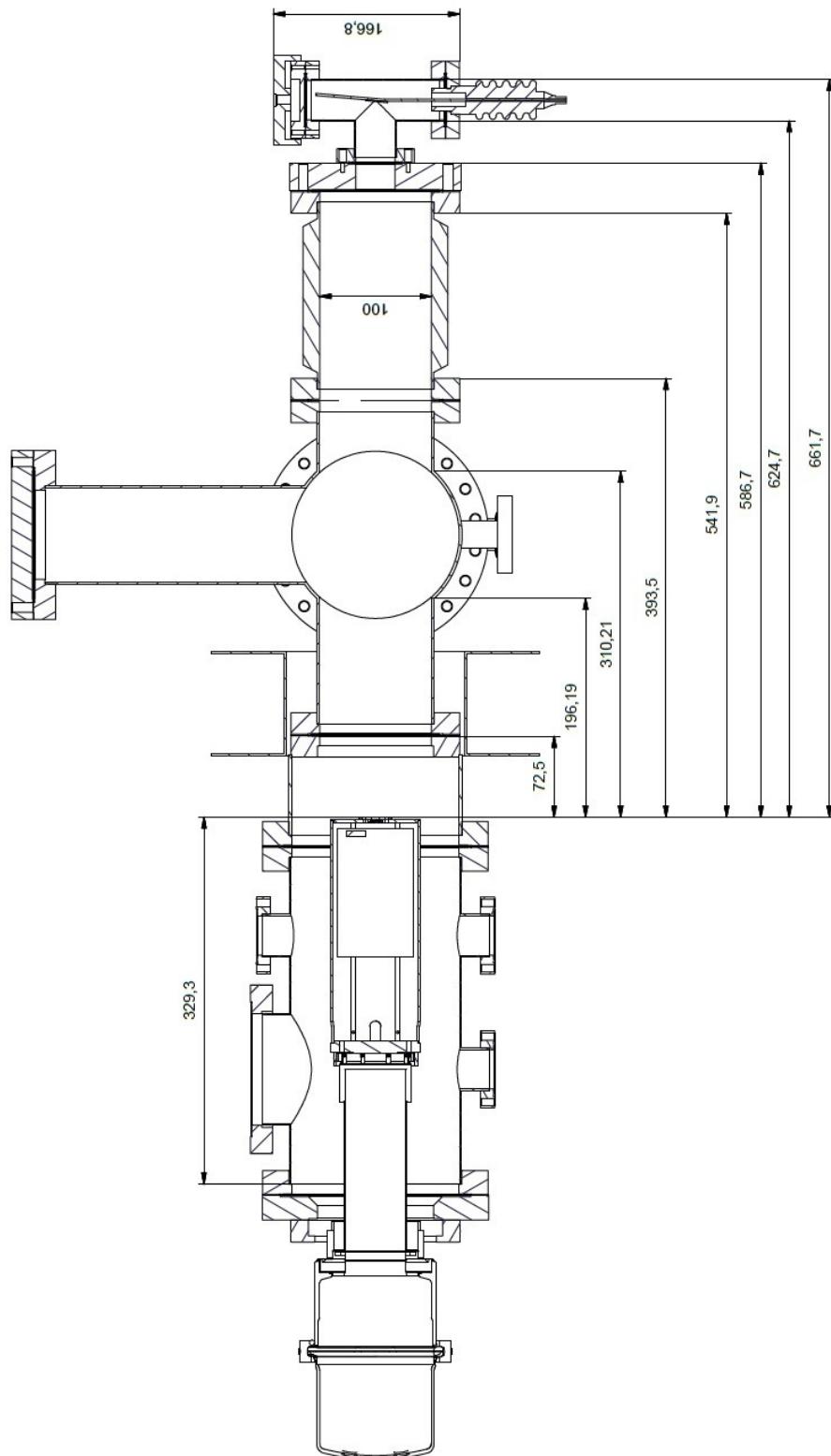


Abbildung 5.9: Skizze des kompletten Aufbaus von oben gesehen. Der Abstand zwischen dem Detektor und der Platte, aus der die Photoelektronen ausgelöst werden, beträgt etwa 640 mm.

```

1 {
2
3 gROOT->Reset();
4 gROOT->SetStyle("Plain");
5 using namespace std;
6
7 ifstream in;
8 in.open("messung_m18.txt");//Inputdatei
9 Float xi;//Variableneinführung
10 float yi;
11 float h;
12 float ei;
13
14 TH1F* _histo = new TH1F("_histo","Messung 1", 8193, 0., 8192 );//Erstellung eines Histogramms mit 8193 Bins;
15 //Kanal 0 bis 8192
16 while (!in.eof()) { //while-Schleife zur Auslese der Inputdatei
17     for (h=0; h<8193; h++) {
18         in >> xi >> yi;//Die erste Spalte der Inputdatei beinhaltet die x-Werte; die zweite die y-Werte
19         ei = xi * 25,93;//Zeile zur Umrechnung von Kanal in Energie
20         _histo->Fill(xi,yi);
21     }
22 }
23
24 in.close();
25
26
27 TF1* fitFunc = new TF1("fitFunc","gaus",800,1200); //Erstellung der Gauß-Fit-Funktion
28
29 gStyle->SetOptLogy(); //Logarithmische Darstellung der y-Achse
30 gStyle->SetOptFit(); //Anzeige der Fit-Parameter im Histogramm
31 gStyle->SetOptStat("ne"); //Anzeige einiger Parameter der Daten
32
33 _histo->SetXTitle("Kanal"); //Titel der x-Achse
34 _histo->SetYTitle("Rate der Ereignisse"); //Titel der y-Achse
35
36
37 fitFunc->SetLineColor(2); //Fit-Funktion hat andere Farbe als Histogramm
38
39 _histo->Fit("fitFunc","RQ","","800,1200"); //Fit-Befehl mit Angabe des Fit-Bereichs 800 bis 1200
40
41 _histo->Draw("") //Histogramm wird gezeichnet
42
43 }

```

Abbildung 5.10: Bildschirmfoto des selbst geschriebenen ROOT-Skripts zur Analyse der aufgenommenen Spektren. Die Inputdatei besitzt zwei Spalten: in der ersten Spalte ist die Kanalnummer eingetragen; in der zweiten Spalte befindet sich die Anzahl der Counts für den jeweiligen Kanal. Die Datei wird eingelesen, indem die Kanäle als x-Werte und die Counts als zugehörige y-Werte gespeichert werden. Bei bekannter Kanalbreite ggf. bekanntem Offset wird auf der x-Achse statt der Kanalnummer die entsprechende Energie aufgetragen. Als Fit-Funktion wird eine in ROOT integrierte Gauß-Funktion verwendet, für die ein Intervall auf der x-Achse angegeben werden muss. Zur besseren Übersichtlichkeit wird die y-Achse logarithmisch dargestellt. Wichtige Parameter wie beispielsweise die Standardabweichung oder das Maximum der Gaußkurve werden im Diagramm angezeigt.

PHOTODIODE

**Si PIN photodiode
S3590-18/-19**

Large area Si PIN photodiode for scintillation counting

Features

- Suitable for coupling with blue scintillator (LSO, GSO, etc.)
- Internal quantum efficiency: 100 % ($\lambda=420$ nm)
- S3590-19: bare chip type (without window)

Applications

- Radiation detection (PET, etc.)
- X-ray detection

■ Absolute maximum ratings

Parameter	Symbol	Value			Unit
Reverse voltage	VR	100			V
Power dissipation	P	100			mW
Operating temperature	Topr	-20 to +60			°C
Storage temperature	Tstg	-20 to +80			°C

■ Electrical and optical characteristics (Ta=25 °C)

Parameter	Symbol	Condition	S3590-18			S3590-19			Unit
			Min.	Typ.	Max.	Min.	Typ.	Max.	
Spectral response range	λ		-	320 to 1100	-	-	320 to 1100	-	nm
Peak sensitivity wavelength	λ_p		-	960	-	-	960	-	nm
Photo sensitivity	S	$\lambda=\lambda_p$	-	0.65	-	-	0.58	-	A/W
		$\lambda=420$ nm (LSO)	-	0.28	-	-	0.33	-	A/W
		$\lambda=480$ nm (BGO)	-	0.34	-	-	0.37	-	A/W
		$\lambda=540$ nm (CsI)	-	0.38	-	-	0.4	-	A/W
Short circuit current	Isc	100 I_x	-	100	-	-	86	-	μ A
Dark current	Id	V _R =70 V	-	4	10	-	4	10	nA
Temperature coefficient of Id	T _{CID}		-	1.12	-	-	1.12	-	times/°C
Cut-off frequency	fc	V _R =70 V, -3 dB R _L =50 Ω	-	40	-	-	40	-	MHz
Terminal capacitance	C _t	V _R =70 V, f=1 MHz	-	40	-	-	40	-	pF
Noise equivalent power	NEP		-	7.6×10^{-14}	-	-	7.6×10^{-14}	-	W/Hz ^{1/2}

SOLID STATE DIVISION

HAMAMATSU

Abbildung 5.11: Datenblatt der verwendeten Photodiode Hamamatsu S3590-19 Si PIN-Diode [Ham].

Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen der Arbeit, die anderen Werken dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, wurden unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Ort, Datum

Unterschrift

Literaturverzeichnis

[KAT04] "KATRIN Design Report 2004", KATRIN Collaboration;
<http://www-ik.fzk.de/katrin/index.html>

[Kra05] "Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β decay", Ch. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, A. Kovalik, B. Ostrick, E.W. Otten, J.P. Schall, Th. Thümmler, Ch. Weinheimer; Eur. Phys. J. C 40, 447468 (2005)

[Lob03] "The search for the neutrino mass by direct method in the tritium beta-decay and perspectives of study it in the project KATRIN", V. M. Lobashev, Nucl. Phys. A 719 C153-C160 (2003)

[Ost08] "Eine kondensierte 83mKr-Kalibrationsquelle für das KATRIN-Experiment", Dissertation Beatrix Ostrick, 2008

[Dem05] "Experimentalphysik 3; Atome, Moleküle und Festkörper", 3. Auflage, Wolfgang Demtröder, Springer-Verlag 2005

[SDA08] "Signal and Data Analysis" Skript zur Vorlesung SS08, Ch. Weinheimer, J. Wessels; Institut für Kernphysik WWU Münster

[Jöh12] Raphael Jöhren, Dissertation, voraussichtlich 2012

[Ele07] "Elektronik-Fibel; Elektronik Grundlagen, Bauelemente, Schaltungstechnik, Digitaltechnik", 4. Auflage, Patrick Schnabel, Books on Demand GmbH Norderstedt 2007;
<http://www.elektronik-kompendium.de/sites/bau/1101211.htm>

[Wei92] "Measurement of energy resolution and dead layer thickness of LN2-cooled PIN photodiodes", Ch. Weinheimer, M. Schrader, J. Bonn, Th. Locken, H. Backe; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A311 (1992) 273-279

[Ham] http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/S3590-18_-19.pdf

Danksagung

Hiermit möchte ich allen Personen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Zunächst möchte ich mich bei Prof. Dr. Christian Weinheimer für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe und die Bereitstellung dieser Bachelorarbeit bedanken und insbesondere dafür, dass er es mir ermöglicht hat, nach Karlsruhe zum Aufbau des KATRIN-Experiments am KIT zu reisen und sich außerdem bei Fragen stets Zeit nahm.

Ein besonderer Dank gilt Stephan Bauer, der mich während dieser Arbeit umfassend betreute und mir stets helfend zur Seite stand. Für das Korrekturlesen dieser Arbeit und dafür, dass er sich bei Fragen und Problemen immer Zeit nahm mir Tipps und Ratschläge zu geben, möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.

Der feinmechanischen Werkstatt und der Elektronikwertstatt danke ich für die Fertigstellung vieler Bauteile und Komponenten. Hans-Werner Ortjohann danke ich für die Durchsicht des Aufbaukonzepts und wertvolle Verbesserungsvorschläge.

Außerdem danke ich Raphael Jöhren, der durch seine Erfahrung mit diesem Detektorsystem einen wesentlichen Beitrag zur Funktionsfähigkeit des Aufbau lieferte, für seine Hilfe.

Sebastian Benning danke ich, dass er mir durch seine Erfahrungen mit dem Aufbau ebenfalls sehr wertvolle Hilfestellungen geben konnte und mich beim Aufbau und der Inbetriebnahme unterstützt hat.

Im Allgemeinen danke ich "Team Krypton" (Daniel, Richard, Benjamin und Michael) für die immer angenehme und motivierende Arbeitsatmosphäre im Büro 110, sowie für zahlreiche Tipps und den Spaß an der Arbeit.

Insgesamt möchte ich mich bei der gesamten AG Weinheimer für die freundliche Zusammenarbeit und zahlreiche Hilfe bei Fragen und Problemen bedanken.

Zuletzt danke ich meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglichen und mich stets unterstützen.