



JOHANNES-GUTENBERG-UNIVERSITÄT MAINZ

Institute of Physics
Staudingerweg 7
55128 Mainz

26. Oktober 2012

Abschlussarbeit des Bachelor-Studiengangs Physik

**Aufbau einer Testkammer zur
Charakterisierung von
Avalanche-Photodioden für eine flüssig
Xenon TPC**

Matthias MORBITZER

“In der Wissenschaft beginnt alles Neue damit, daß jemand brummt ‘Hmmm...ist ja komisch.’ ” -Isaac Asimov

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst habe. Alle verwendeten Hilfsmittel und Quellen wurden genannt und Zitate gekennzeichnet.

Mainz, den 26. Oktober 2012
Matthias Morbitzer

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Dunkle Materie	5
2.1	Hinweise auf Dunkle Materie	5
2.2	Weakly Interacting Massive Particles	5
2.3	Der direkte Nachweis von Dunkler Materie	6
3	Die Mainz Flüssig-Xenon TPC	7
4	Avalanche-Photodioden	8
5	Der experimentelle Aufbau	10
5.1	Die Kühlung	13
5.2	Der PID-Regler	15
6	Messungen und Auswertung	17
6.1	Raumwinkel	17
6.1.1	Die Simulation	18
6.1.2	Eine analytische Methode	19
6.1.3	Raumwinkelmessungen	21
6.2	Ergebnisse der Raumwinkelbestimmung	22
6.3	Raumwinkelsymmetrie	24
6.4	Störsignale und Rauschen	27
6.5	Gain-Bestimmung bei Raumtemperatur	28
6.6	Gain-Bestimmung bei 175K	32
6.7	Zusammenfassung und Ausblick	35
7	Persönliche Anmerkung	36
8	Anhang	37
8.1	sonstige Bilder und Graphen	37
8.2	Quell-Code der Raumwinkelsimulation	40

Literaturverzeichnis47

1 Einleitung

Wir wissen, dass unser Universum zu 72% aus Dunkler Energie besteht. Die restlichen 28% sind Materie. Allerdings nur rund 4% davon sind überhaupt sichtbar. Etwas über die Dunkle Materie (DM), nämlich den Teil, den wir nicht sehen können, zu erfahren, gestaltet sich nicht einfach. Zwar gibt es einige Kandidaten in Form von Teilchen (z.B. Weakly Interacting Massive Particles, kurz WIMPs) oder astrophysikalischen Objekten (z.B. Massive Astrophysical Compact Halo Objects, kurz MACHOs), diese wurden bisher jedoch nicht nachgewiesen. Der Nachweis von WIMPs ist das Ziel der Xenon Kollaboration, die mit Hilfe von sogenannten Zeitprojektionskammern (Time Projection Chamber, TPC) versucht, WIMPs durch Szintillationslicht von flüssigem Xenon zu detektieren. Flüssiges Xenon eignet sich besonders gut als Detektionsmedium, da es als Edelgas kein Bestreben besitzt, mit anderen Atomen, insbesondere Elektronen, zu interagieren. Außerdem besitzt Xenon aufgrund seiner hohen Nukleonenzahl einen relativ großen Wirkungsquerschnitt.

Das derzeit sensitivste DM Experiment ist das XENON100 Experiment in Gran Sasso, Italien. Das Nachfolgeexperiment XENON1T befindet sich derzeit im Aufbau. Sowohl in XENON100, als auch in XENON1T wird eine zweiphasen TPC verwendet um eine drei-dimensionale Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes durchzuführen und gleichzeitig die Rückstoßenergie zu bestimmen. Über das Verhältnis aus Ionisation und direkter Szintillation lässt sich der Rückstoßtyp bestimmen, welcher dann zur Untergrunddiskriminierung verwendet wird. Da die Sensibilität bei der Suche nach DM eine sehr große Rolle spielt, ist es wichtig, den Untergrund genau zu kennen, wozu auch die Szintillationseigenschaften von Xenon gehören.

In Mainz wird von der Xenon-Gruppe eine TPC aufgebaut um die Szintillationseigenschaften von Xenon zu untersuchen, wofür Avalanche-Photodioden benutzt werden sollen. Ziel dieser Bachelor-Arbeit war es, ein Experiment aufzubauen, mit dessen Hilfe diese Dioden charakterisiert werden können. Außerdem wurden erste Tests durchgeführt, die der genaueren Untersuchung der Dioden dienlich sind. Desweiteren ist die Kenntnis der Eigenschaften der APDs wichtig um die richtigen Schlüsse und Interpretationen aus den Messdaten der Mainz-TPC ziehen zu können.

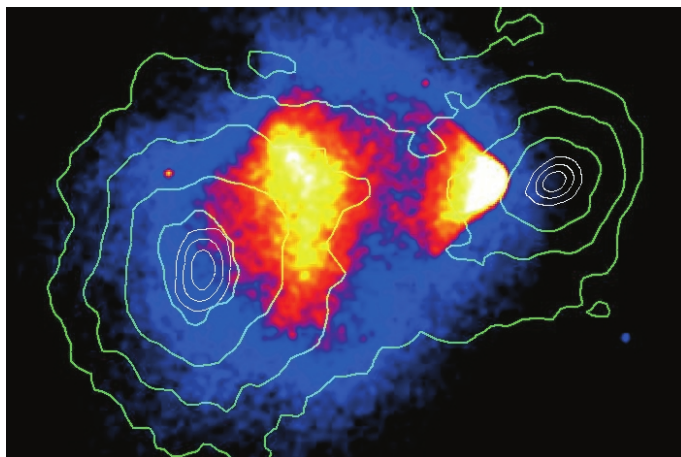


Abbildung 1: Bullet Cluster[1]. Die eingezeichneten Linien im Bild stellen die Massenverteilung für die beiden kollidierenden Galaxiencluster dar. Wie man erkennen kann, unterscheidet sich die Massenverteilung der Galaxiencluster von den über die Röntgenstrahlung bestimmten Schwerpunkten der Clustermaterie (im Bild rot).

2 Dunkle Materie

2.1 Hinweise auf Dunkle Materie

Dunkle Materie macht einen relativ großen Teil unseres Universums aus. Dafür gibt es verschiedene Hinweise. Man kann durch Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeiten von Galaxien und dem Gravitationspotential ihrer sichtbaren Materie berechnen, dass sie sich zu schnell für ihre Masse drehen. Aus diesem Grund müssen sie mehr Masse besitzen, als die, die sichtbar ist. Sogenannte Halos aus Dunkler Materie umgeben die Milliarden von Sternen und sorgen dafür, dass die Gravitation diese in Form einer Galaxie zusammenhält. Ein weiterer Effekt, der auf die Existenz von Dunkler Materie schließen lässt, ist der Gravitationslinsen-Effekt. Zieht ein schweres Objekt zwischen einer Lichtquelle (z.B. einem Stern) und einem Beobachter vorbei, so wird das Licht um das Objekt herum gebogen, ähnlich wie bei einer Linse. Kennt man die Position der Quelle, so lässt sich die Masse des Objekts berechnen. Es zeigt sich, dass auch hier die Masse der sichtbaren Materie von Galaxien nicht ausreicht, um die berechnete Masse erklären (vgl. Abbildung 1).

2.2 Weakly Interacting Massive Particles

Ein möglicher Kandidat für Dunkle Materie soll hier im Folgenden vorgestellt werden. Das "nur schwach wechselwirkende schwere Teilchen" (Weakly Interacting Massive Particle, WIMP) besitzt keine elektrische Ladung und kein Magnetfeld, weshalb es nicht elektromagnetisch wechselwirken kann. Außerdem ist es unfähig, mittels der starken

Wechselwirkung mit anderen Teilchen zu interagieren. Seine Wirkung beschränkt sich lediglich auf die schwache Wechselwirkung und vor allem die Gravitation. Diese Eigenschaften lassen es, ähnlich wie Neutrinos, aufgrund eines kleinen Wechselwirkungsquerschnitts jegliche Materie durchdringen. Im Gegensatz zu den leichten Neutrinos besitzen WIMPs, mit einem Bereich von einigen $\frac{GeV}{c^2}$ bis einigen $\frac{TeV}{c^2}$, eine sehr viel höhere Masse. Demgegenüber sind sie mit etwa $10^{-3}c$ verhältnismäßig langsam. Aufgrund ihrer Eigenschaften besitzen WIMPs einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt, was sie schwer detektierbar macht.

Ziel der XENON-Gruppe ist es, dieses Teilchen mit Hilfe einer Zeitprojektionskammer (Time Projection Chamber, TPC) nachzuweisen. Innerhalb einer TPC soll flüssiges Xenon durch Stöße mit WIMPs zur Abstrahlung von Szintillationslicht angeregt werden. Durch Detektion dieses Szintillationslichtes kann die Position der Streuung der WIMPs mit dem Xenon bestimmt werden.

2.3 Der direkte Nachweis von Dunkler Materie

Aus Rotationsmessungen von Galaxien geht hervor, dass diese umgeben von einer großen Menge an Dunkler Materie ist. Da sich die Sonne, und mit ihr die Erde, um das galaktische Zentrum dreht, liegt der Schluss nahe, dass die Erde permanent von kosmischen Teilchen durchdrungen wird, ohne dass diese dabei wechselwirken. So wie Neutrinos dies tun, ist es auch WIMPs möglich die Erde ohne Wechselwirkung zu durchdringen. Aus diesem Grund ist es sehr schwer ein solches Teilchen wie das WIMP nachzuweisen. Spezielle Detektoren verwenden schwere Elemente ohne Eigenstrahlung (beispielsweise schwere Edelgase wie Argon oder Xenon), mit denen ein Wirkungsquerschnitt der Größenordnung $10^{-2} \frac{\text{Teilchen}}{\text{kgTag}}$ abgeschätzt werden kann. Das Teilchen soll dann an den Kernen dieser Elemente streuen und diese zur Szintillation oder Ionisation anregen oder aber im Falle eines Supraleiter-Detektors das Material erwärmen und so den elektrischen Widerstand erhöhen. Um solch ein schwach wechselwirkendes Teilchen noch detektieren zu können, müssen Nachweisexperimente sehr sensitiv sein. Das Xenon100 Experiment wurde beispielsweise in Gran Sasso, Italien in einem Minenschacht aufgebaut. Über dem Experiment befindet sich ein Gebirge, dessen Gestein einen Großteil der kosmischen Strahlung abschirmt und die Ereignisrate von kosmischen Teilchen deutlich senkt.

3 Die Mainz Flüssig-Xenon TPC

Um die Szintillationseigenschaften von flüssigem Xenon besser verstehen zu können baut die Xenon-Gruppe Mainz eine kleine TPC. In dieser werden neben Photomultipliern die kleineren Avalanche-Photodioden zur Detektion des S2-Signals verwendet. Insgesamt werden acht solcher Dioden verwendet. Sie sind kreisförmig an der Grenze zwischen flüssiger und gasförmiger Phase angebracht (s. Abbildung 2). Zwar ist es auch möglich, mit Photomultipliern das S2-Signal zu detektieren, allerdings sind diese nicht sensitiv genug um eine hinreichend genaue Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes zu ermöglichen. Die Aufgabe der Photomultiplier ist es aber das S1-Signal zu detektieren, welches aus der Anregung der Xenon-Atome entsteht. Wird ein Xenon-Atom angeregt, so verbindet es sich mit einem Xenon-Atom im Grundzustand zu Xe_2^* . Beim Zerfall zu $2Xe + \gamma$ entsteht ein Photon der Wellenlänge $\lambda = 178 \text{ nm}$. Dieses entstehende Licht kann von den Photomultipliern detektiert werden, woraus sich dann die Energie der Wechselwirkung bestimmen lässt.

Während die zwei Photomultiplier, einer oben, einer unten, das direkte Szintillationslicht des Xenons (S1-Signal) detektieren, werden die APDs verwendet um das sogenannte S2-Signal zu detektieren, bzw. dessen X- und Y-Komponente zu bestimmen. Aus diesen Daten wird bestimmt, an welchem Punkt die Wechselwirkung stattfand. Das S2-Signal entsteht, da zwischen Kathode und Gate eine Spannung anliegt, die die durch Ionisation frei gewordenen Elektronen nach oben driften lässt. Ionisation kommt zustande wenn die Energie des wechselwirkenden Teilchens genug Energie besitzt, um das Elektron vom Xenon-Atom zu lösen. Diese Elektronen werden dann zwischen Gate und Anode durch ein sehr starkes elektrisches Feld erneut beschleunigt und somit aus dem flüssigen Xenon extrahiert. Da in der gasförmigen Phase eine niedrigere Dielektrizität ϵ_r herrscht, werden die Elektronen noch weiter beschleunigt. Durch stöße mit den Xenon-Atomen entsteht hier eine zur Anzahl der Elektronen proportionale Szintillation. Eben diese Photonen bilden das S2-Signal.

Da unter anderem mit diesen Dioden die Eigenschaften von flüssigem Xenon untersucht werden, ist es wichtig, die genauen Spezifikationen, wie Verstärkung bei verschiedenen Spannungen und verschiedenen Temperaturen im Bereich um die -100°C sowie die Neigungswinkelabhängigkeit der Quelle zur Flächennormalen der Diode, zu untersuchen und zu bestimmen.

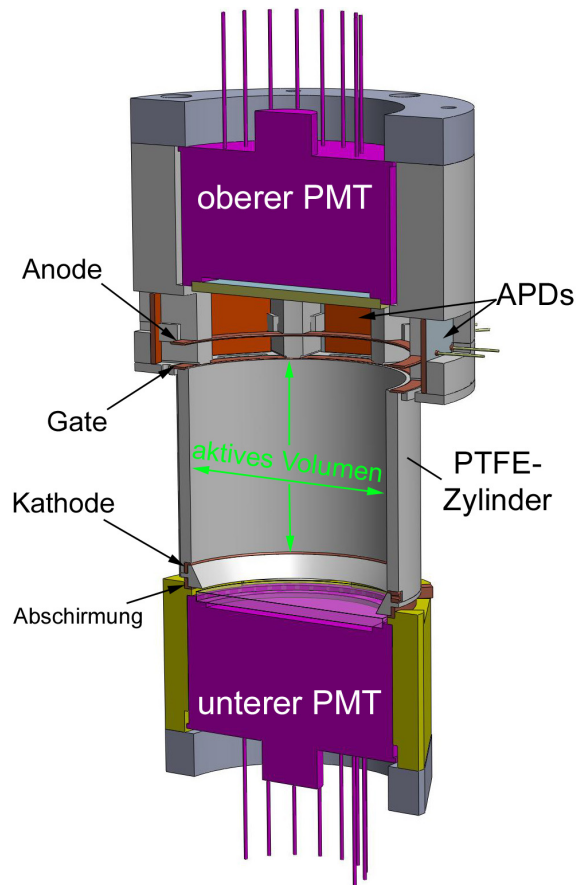


Abbildung 2: CAD-Zeichnung der TPC[4], die in Mainz gebaut werden soll.

4 Avalanche-Photodioden

Avalanche-Photodioden sind Photodioden mit durch ihre Bauweise bedingten nützlichen Eigenschaften. Sie bestehen im Wesentlichen aus vier Schichten. Die erste Schicht ist eine p-Schicht, an welche eine sogenannte i-Schicht angrenzt. "i" steht dabei für "intrinsisch", da diese Schicht nur sehr schwach bzw. gar nicht dotiert ist und der Ladungsträgertransport im Wesentlichen durch intrinsische Ladungsträger, also Eigenleitung, stattfindet. Nun folgt eine sehr hoch dotierte dünne p-Schicht und schließlich eine n-Schicht.

Treffen Photonen auf die verhältnismäßig große i-Schicht, so ionisieren sie dort die einzelnen Si-Atome. Die freien Elektronen im Leitungsband driften zur hochdotierten p-Schicht, die Löcher zur anderen Seite (Abbildung 3: nach oben bzw. nach unten). Durch die hochdotierte p-Schicht werden die Elektronen beschleunigt, was einen inneren Photoeffekt zur Folge hat. Da alle negativen Ladungsträger in der n-Schicht durch eine positive Spannung abgesaugt werden, herrscht dort ein positives Potential, wodurch

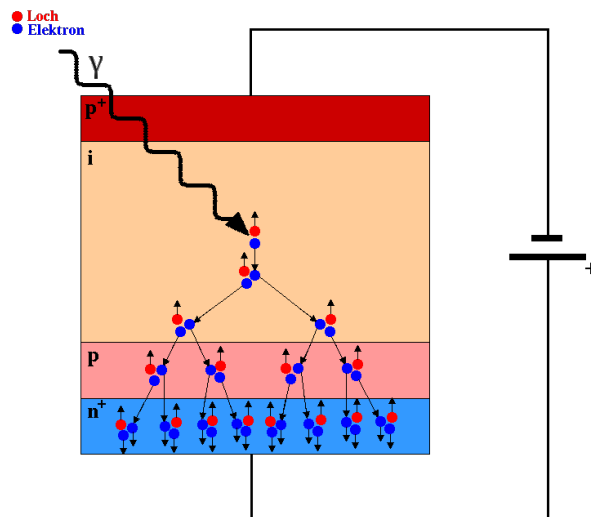


Abbildung 3: Aufbau einer Avalanche-Photodiode. Oben eine p-Schicht, gefolgt von einer i-Schicht. Unten ist ein hochdotierter p-n-Übergang erkennbar.

die Elektronen zusätzlich beschleunigt werden und sich weiterhin durch den inneren Photoeffekt vervielfältigen. Es entsteht ein Strom, der um ein Vielfaches stärker ist als der, den ein einzelnes Photon in einer einfachen Silizium-Photodiode oder einer PIN-Photodiode auslösen würde.

Durch ihre Bauweise sind APDs sehr anfällig für thermisches Rauschen. Besitzen die Valenzelektronen in der Si-Schicht eine hohe Temperatur, so ist es leichter, sie ins Leitungsband zu heben. Dadurch hat man ein relativ schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis. Da die TPC aufgrund des beinhaltenden Xenons auf -100°C abgekühlt wird, nimmt das thermische Rauschen im späteren Experiment ab.

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten APDs sind RMD APDs des Typs S1315 (s. Abbildung 4) mit einer aktiven Detektionsfläche von $13\text{ mm} \times 13\text{ mm}$. Die Verstärkung soll laut Hersteller bei einer Vorspannung von 1650 V bis 1750 V zwischen 300 und 2000 liegen. und in diesem Hochspannungsbereich das beste Signal-Rausch-Verhältnis besitzen. Es sei weiterhin angemerkt, dass jede APD herstellungsbedingt Eigenschaften aufweist, die sich leicht von denen unterscheiden, die der Hersteller für diesen Typ angibt. Dies macht es notwendig, jede der APDs, die verwendet werden sollen, einzeln zu untersuchen und deren Eigenschaften zu bestimmen. Um eine Vergleichsmöglichkeit zu haben, ob der Aufbau funktioniert und wie gut die zu bestimmenden Parameter der Dioden gemessen werden können, verwenden wir eine APD, deren Eigenschaften Prof. Uwe Oberlack schon in Rice testete[2]. Diese APD ist vom gleichen Typ.

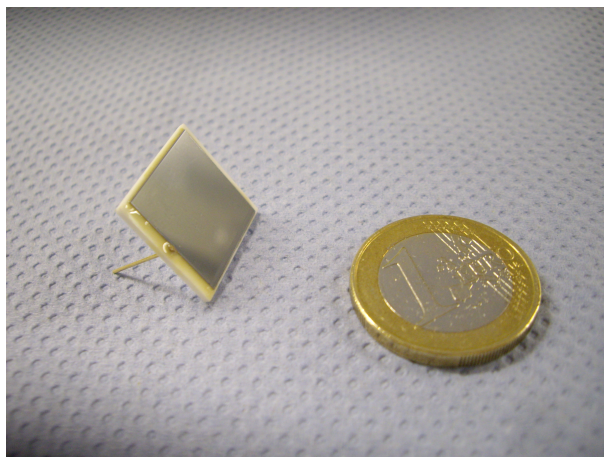


Abbildung 4: Foto einer Avalanche-Photodiode[4]

5 Der experimentelle Aufbau

Die APDs sind an einem Gestell angebracht, das in einer Kammer befestigt ist (s. Abbildung 5). Diese Kammer wiederum soll später mit flüssigem Xenon geflutet werden. In einer Höhe von $48,3\text{ mm}$ über den APDs ist eine Americium-241 Alpha-Quelle angebracht, deren Alpha-Teilchen eine Energie von $5,44\text{ MeV} \pm 20\text{ keV}$ besitzen. Im evakuierten Behälter ist es möglich mit den APDs direkt die Energie der Alpha-Teilchen zu messen, da auch diese den inneren Photoeffekt und die Verstärkung durch den Lawineneffekt in Gang setzen können. Wird das System mit flüssigem Xenon befüllt so, regen die Alpha-Teilchen das Xenon zur Szintillation an. Das Szintillationslicht von Xenon liefert ein isotropes Lichtsignal mit einer sehr diskreten Wellenlänge von $\lambda_{Xe} = 178\text{ nm}$. Weiterhin ist eine blaue LED angebracht, um Testpulse auf die APDs zu geben. Unterhalb der LED wurde ein Stück Teflon angeschraubt, um das Licht der LED etwas diffuser werden zu lassen. Das Teflonstück ist 1 mm dick. Des Weiteren sind LED und Alpha-Quelle an einer drehbaren Scheibe befestigt, die es erlaubt, die Quelle und die LED in acht verschiedene Positionen zu drehen. Der Abstand der LED von der Drehachse beträgt $22,5\text{ mm} \pm 1,1\text{ mm}$, der Abstand der Quelle beträgt $44\text{ mm} \pm 1\text{ mm}$. Dies ermöglicht es uns, das Testsignal von direkt über den einzelnen APDs, aber auch unter verschiedenen Winkeln, zu senden. Damit ändert sich der Raumwinkel, den die Fläche der APD einnimmt. Insgesamt verwenden wir drei APDs.

Die Positionen der Dioden sind auf der untersten Ebene des Gestells unter einem Winkel von 0° bzw. 180° . Der Innenrand jeder APD hat einen Abstand zur Drehachse von $36\text{ mm} \pm 1\text{ mm}$. Innerhalb dieses Behälters sind außerdem zwei Temperaturwiderstände vom Typ PT100 angebracht. Der erste Sensor befindet sich knapp über den Quellen. Er soll beim Befüllen des Systems durch einen Knick im Temperaturverlauf anzeigen ob der Füllstand des Xenons ausreichend hoch ist um die Alpha-Quelle in flüssiges Xenon zu tauchen. Das Xenon in einer solchen Reinheit ist sehr teuer, weshalb wir so wenig

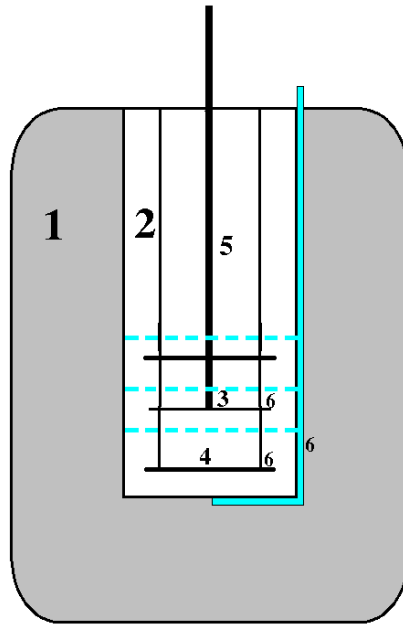


Abbildung 5: Eine Skizze des Aufbaus. 1 - äußerer Behälter mit Isoliervakuum; 2 - innerer Behälter, beinhaltet das Gestell; 3 - drehbare Scheibe mit installierter Alpha-Quelle und LED; 4 - Scheibe mit installierten APDs; 5 - Drehachse; 6 - Temperatursensoren; blau dargestellt: die Rohre des Kühlsystems

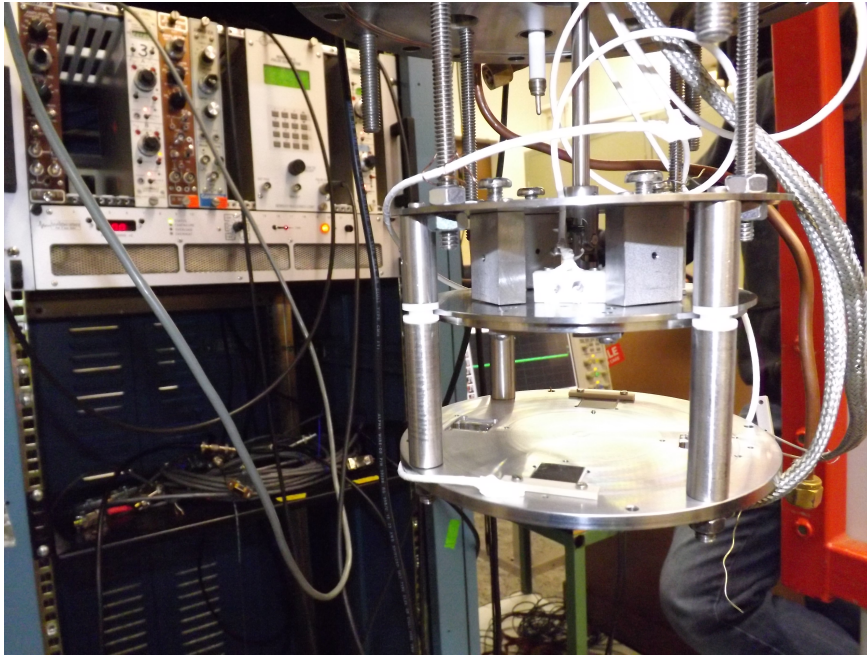


Abbildung 6: Aufbau des Gestells, das im inneren Behälter hängt. Es ist an vier Schrauben befestigt, in der Mitte führt eine Achse nach außen um die mittlere Scheibe rotieren lassen zu können. Die Blöcke zwischen den oberen Scheiben halten eine Kugel und eine Feder, sodass diese in eingefräste Löcher einrasten kann. So sind diskrete Winkel einstellbar. Auf der untersten Scheibe sind die APDs angeschlossen. Das weiße Kabel links ist an einen Temperaturwiderstand angeschlossen.

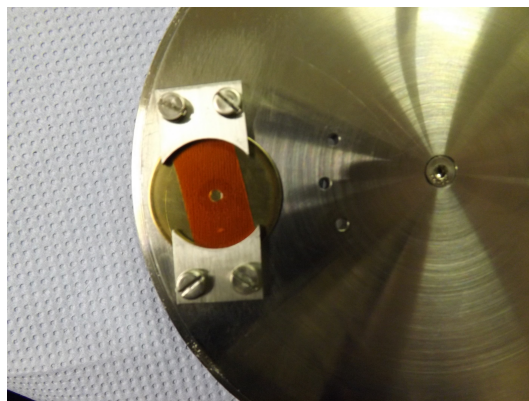


Abbildung 7: Alpha-Quelle, mit Kapton-Folie auf einen Quelldurchmesser von $2,1\text{ mm}$ reduziert. Weiter innen erkennt man die Löcher, um das Teflonstück fest zu schrauben. Ursprünglich sollte durch das mittlere Loch eine optische Faser geführt werden, was letztendlich nicht möglich war. Der Versatz führt zu einer Anisotropie (Abbildung 8).

wie möglich verwenden sollten. Aus demselben Grund wurde bei der Herstellung der Kabel, der Wahl des Materials und der Montage des Gestells sehr darauf geachtet, keine Verunreinigungen in das System zu bringen. Als Isolierung für Kabel wurde Teflonband verwendet und bei der Montage waren stets Handschuhe zu tragen. Alle Teile wurden zuvor mit Isopropanol gereinigt, die Teile des Gestells und die Kabel zusätzlich in einem Ultraschallbad. So können wir sicherstellen, dass das verwendete Xenon wiederverwendet werden kann und keine ungewollten Rekombinationen mit einer anderen Wellenlänge vorkommen.

Die LED wird mit einem Spannungssignal eines Präzessionspulsgenerators Model PB-5 von BNC betrieben. Das Signal der LED oder der Alpha-Teilchen wird, von einer APD detektiert, zu einem Vorverstärker mit einer Verstärkung von $9 \frac{\text{mV}}{\text{MeV}}$ geleitet. Ein Spektroskopie-Verstärker des Typs 671 von Ortec verstärkt und formt das Signal je nach Einstellung des Gains und der Shaping Time.

5.1 Die Kühlung

Um den inneren Behälter zu kühlen, verwenden wir flüssigen Stickstoff, der durch Verdampfen genug Kühlleistung erzeugt, um den Behälter auf 170 K abzukühlen. Dazu wird der Stickstoff in den äußeren Behälter geleitet und durch ein Kupferrohrsystem an der Außenwand des inneren Behälters geführt. Die Wärme des inneren Behälters wird vom Stickstoff aufgenommen und nach außen abtransportiert. Der Stickstoff wird dazu in einem 100l-Behälter aufbewahrt, der regelmäßig nachgefüllt werden muss. Es hat sich gezeigt, dass ein voller Behälter zu einigen Problemen führen kann. Zum einen lässt sich der Druck im Inneren nicht leicht regeln, da nur wenig Platz für Gas im Vorratsbehälter ist. Der Druck steigt und fällt sehr schnell, was die Regelung eines konstanten Flusses

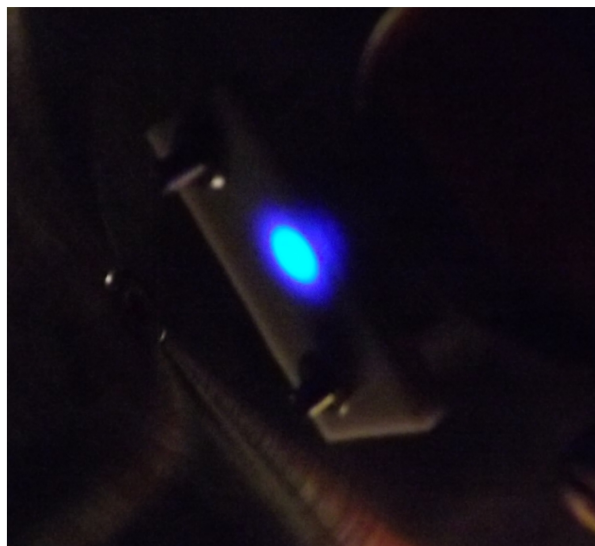


Abbildung 8: Das Licht der LED scheint durch das Teflonstück. Um die klar definierte Lichtquelle liegt zusätzlich ein Halo aus schwächerem Licht. Rechts oben ist die Anisotropie zu erkennen. Um dieses Bild aufzunehmen wurde die Pulslänge erhöht, so dass die LED sehr hell erschien.

sehr erschwert. Um einen zu hohen Druck abzulassen, kann man normalerweise das Gas-Ventil des Behälters öffnen. Bei zu hoher Füllhöhe, ragt der Schlauch für das Gas jedoch in die flüssige Phase und beim Öffnen droht die Gefahr von Kälteverbrennungen durch Spritzer. Wird zum anderen der Behälter jedoch zu oft nachgefüllt, da man ihn nicht zu voll machen möchte, so wird die Kühlkette öfters unterbrochen. In dieser Zeit erwärmt sich das System, wodurch anschließend viel Zeit benötigt wird, erneut eine tiefe Temperatur zu erreichen. Zusätzlich besteht die Gefahr, dass bei instabiler Temperatur der Druck im Gassystem signifikant steigt, wodurch mechanische Schäden am Rohrsystem entstehen können. Ein weiteres Problem liegt beim Öffnen des Stickstoffbehälters vor, wenn sich Eis an der Dichtung zu den Hähnen bildet und diese damit undicht werden lässt. Dies hat einen hohen permanenten Druckverlust im Stickstofftank zur Folge, was wiederum dazu führt, dass der Druck schon nach kurzer Zeit nicht mehr ausreicht, um den Stickstoff in der benötigten Menge durch das Kühlsystem zu drücken.

Zur Regelung des Systems sind insgesamt 4 Temperatursensoren in dem Aufbau installiert. Der erste Sensor sitzt, wie oben bereits erwähnt, knapp über der Quelle, bzw der LED. Der zweite Sensor wurde auf der Metallplatte, auf denen die APDs befestigt sind, mit einer speziellen Furche in der APD-Halterung an Position 0° befestigt und an das Metall gedrückt. So stellen wir sicher, dass hier die Temperatur der APD so korrekt wie möglich gemessen werden kann, da diese Anzeige später die Daten für die Temperatur-abhängigkeitsmessung liefert. Die Temperaturabhängigkeit ist deshalb

so wichtig, da schon sehr kleine Temperaturschwankungen von $\pm 1 K$ den Gain stark verändern können. Sensor drei befindet sich außerhalb des Behälters kurz vor dem M100B mass flow controller (MFC), um zu überprüfen, ob das Stickstoffgas wärmer als $0^\circ C$ ist. Dies ist wichtig, da sonst der MFC Schaden durch Frost nehmen kann. Meldet der Temperatursensor eine zu niedrige Temperatur, so springt eine Heizung an, die an einem Kupferrohrstück vor dem MFC befestigt ist, um das Gas im Inneren zu erwärmen. Der vierte und letzte Temperatursensor befindet sich an der Außenwand des inneren Behälters direkt an der Stickstoffleitung. Auch hier war darauf zu achten, dass der Sensor guten Kontakt zum Metall hat, um eine präzise Auskunft über die Temperatur des Kühlsystems zu erhalten, da mit diesem Sensor die Temperatur im Inneren geregelt wird. Gesteuert werden Heizung und MFC von einem sogenannten PID-Regler eines Cryogenic Temperature Controller CTC100.

5.2 Der PID-Regler

Der MFC wird gesteuert durch einen sogenannten Proportional-Integral-Differential-Regler (PID-Regler). Der vierte Temperatursensor liefert das Eingangssignal $y(t)$, welches dann, durch die Übertragungsfunktion des Reglers modifiziert, zurück zum MFC gesendet wird. Im Folgenden betrachte ich die Funktionen im Laplace-Raum und es ist $\frac{E(s)}{Y(s)} = G(s)$ mit $E(s)$ der Ausgangsfunktion und der sogenannten Übertragungsfunktion $G(s)$.

Der Proportional-Anteil besteht im Wesentlichen aus einer einfachen Konstante K_P , welche mit dem Eingangssignal multipliziert wird.

$$G(s) = K_P$$

Der Integral-Anteil hingegen benutzt zu einem Zeitpunkt nicht nur das Eingangssignal. Er integriert das Eingangssignal so lange, bis die Funktion den Wert 1 erreicht hat. Bis zu diesem Zeitpunkt wird die Zeit T_N gemessen, welche dann als Verstärkung $K_I = \frac{1}{T_N}$ in die Übertragungsfunktion mit einfließt. Somit greift der Integral-Anteil auf vergangene Werte von $y(t)$ zurück.

$$G(s) = \frac{K_I}{s}$$

Der Differential-Anteil schließlich benutzt die zeitliche Änderung von $y(t)$, also $\frac{dy}{dt}$. Dies multipliziert man mit der sogenannten Vorhaltzeit T_V oder dem Differenzierbeiwert K_D und man erhält die Antwortfunktion des idealen Differential-Anteils. Die Vorhaltzeit ist ein Maß dafür, wieviel Überschuss durch das Differenzierglied entsteht. Die Realisierung solcher elektronischen Elemente bringt jedoch eine kleine Verzögerung mit sich. Diese Verzögerung besitzt eine Zeitkonstante T_P , die in der Regel sehr viel kleiner ist als T_V .

$$G(s) = \frac{T_V s}{T_P s + 1} \text{ mit } T_V \gg T_P$$

Alle drei Teile werden bei einem PID-Regler nun aufaddiert, wodurch eine Gesamtübertragungsfunktion entsteht:

$$G(s) = K_P \left(1 + \frac{1}{T_N s} + \frac{T_V s}{T_P s + 1} \right)$$

Die Einstellungen des PID-Reglers und des Kühlsystems gestalteten sich als sehr langwierig. Das System musste auf -100°C abgekühlt werden und befand sich in einem Iso-liervakuum. Da aber der innere Behälter von außen gekühlt wird und die APDs an einem Gestell aus Stahl befestigt sind, wird die ganze Kühlleistung quasi vollständig über die Wärmeleitung des Gestells übertragen. Da dieses wiederum an vier Schrauben aufgehängt ist, dauerte dieser Prozess etwa sechs Stunden. Um die Einstellungen des PID-Reglers zu überprüfen musste man aber warten, bis der Tieftemperaturbereich erreicht war. Ein Autotuning war hier nicht mehr möglich, da, sobald nicht mehr gekühlt wird, das System relativ schnell beginnt sich zu erwärmen. Ein Autotuning, bei welchem die jeweiligen Konstanten für P-, I- und D-Anteil durch einen im CTC100 System integrierten Algorithmus bestimmt werden, ist nur bei einer konstanten Ausgangstemperatur möglich. Der PID-Regler hat die Aufgabe, die Temperatur im System so stabil wie möglich zu halten und trotzdem effizient zu arbeiten.

Zunächst bestand das Problem dabei, dass der Regler den MFC lediglich ein und aus schaltete. Dies hatte stets nur kurze Kühlstöße zur Folge, die zwar grob die gewünschte Temperatur hielten, in ihrer Genauigkeit allerdings eine Temperaturschwankung von bis zu 10 K aufwiesen. Nachdem der Stickstofffluss von $50 \frac{\text{l}}{\text{min}}$ auf $25 \frac{\text{l}}{\text{min}}$ reduziert wurde, war die Heizung deutlich weniger in Betrieb als zuvor. Dies lag daran, dass der Stickstoff bei zu hoher Fließgeschwindigkeit in flüssiger Form zu schnell durch die Kupferrohre floss. Er konnte die Wärme des Behälters nicht schnell genug aufnehmen und verdampfte außerhalb des äußeren Behälters. Die Kühlleistung war so nicht effektiv genutzt. Mit beschränkter Flussgeschwindigkeit konnte so die Effizienz des Kühlsystems gesteigert werden. Des weiteren wurde ein Kontrollsensor für die Temperatur (Sensor 4) an der Außenwand befestigt, mit dessen Hilfe von nun an der PID-Regler gesteuert wurde. Zuvor war es der Sensor direkt neben der APD, da diese Temperatur die entscheidende ist. Es war allerdings unklar, wie gut das Isoliervakuum die Außentemperatur abschirmte. Zusätzlich bestand das Problem, dass die Temperatur an Sensor 2 nur sehr langsam reagiert. Dadurch wurden die Tuningzeiten für den PID-Regler sehr lang und das System für Störeinflüsse sehr anfällig. Mit der Erkenntnis, dass nun das System hinreichend gut funktioniert, ist es nun möglich, die Temperatur von außen zu regeln und alle Wärme über Wärmetransport durch das Gestell abfließen zu lassen, bis alles im Gleichgewicht ist.

Abbildung 9 zeigt über eine Zeitspanne von 11 Stunden die Genauigkeit, mit der das Kühlsystem arbeitet. Die Temperatur wurde mit Sensor 2 gemessen. Sensor 3 lieferte die Daten zur Regelung des MFC. Über 11 Stunden hinweg konnte in der Nacht vom 1.10. auf den 2.10.2012 eine Temperatur von $167,55\text{K}$ erreicht werden. Bis 21 Uhr befand sich das System im Abkühlprozess. Wenige Minuten nach 8 Uhr wurde das Stickstoffventil manuell geschlossen. Betrachtet man den Zeitraum einer Messung, welcher etwa zwei bis drei Stunden entspricht, so kann eine Genauigkeit von $0,05\text{ K}$ erzielt werden, was hinreichend genau ist.

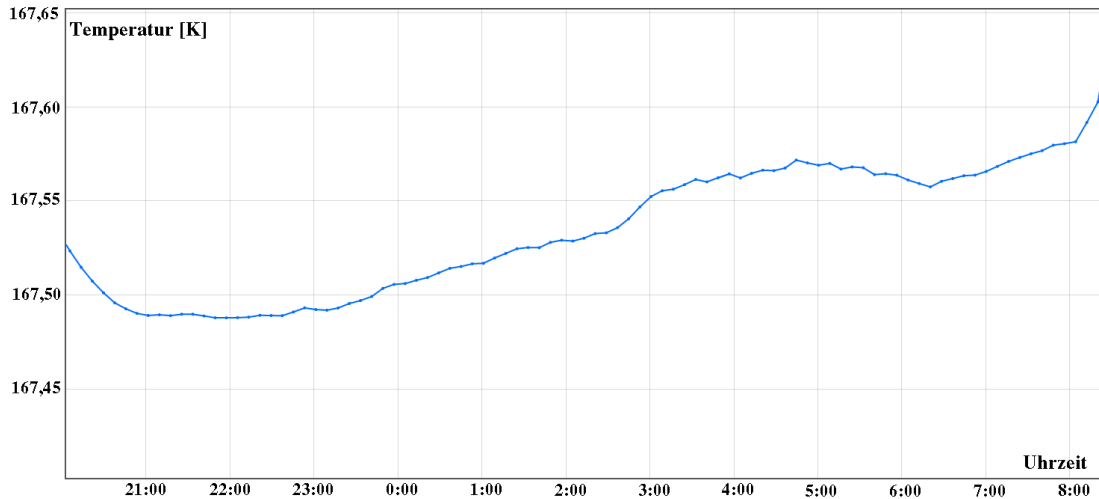


Abbildung 9: Diagrammausschnitt des Slow Control Systems. Diese Messung wurde am 1.10.2012 ab 20 Uhr GMT aufgenommen.

6 Messungen und Auswertung

Im Folgenden sind die Messungen beschrieben, die durchgeführt wurden. Alle Messungen wurden mit einem Multichannel Analyzer der MCA-3 Serie Typ P7882 von Fast Comtec aufgenommen. Zur Auswertung der Daten wurde ROOT verwendet. Dabei wurde über die Daten ein Gausfit gelegt, um die Position des Maximums und den Fehler dazu abzuschätzen. Der Fehler für die Peakposition ist daher stets die Standardabweichung des Gausfits oder eine Größe, die skaliert wurde, aber auf ein Sigma zurückzuführen ist. Insgesamt wurden acht Messreihen aufgenommen. Die erste Messung wurde mit Alpha-Teilchen direkt auf APD1 aufgenommen. Es folgten je eine Messung mit der LED für APD1 und APD2. Dabei wurde die Scheibe, auf der die Quellen installiert sind gedreht um die Position der Quellen zu ändern und den Raumwinkel zu untersuchen, den die Fläche der APD einnimmt. Das ist wichtig um später, sobald Xenon in das System gefüllt wird, den richtigen Raumwinkelanteil zu kennen und ihn herausrechnen zu können. Drei weitere Messungen wurden durchgeführt, um die Verstärkung der drei APDs bei Raumtemperatur zu bestimmen. Als das System abgekühlt wurde, folgten zwei Messungen um die Verstärkung von APD1 und APD2 bei einer deutlich tieferen Temperatur zu bestimmen.

6.1 Raumwinkel

Der Raumwinkel, den die APD-Fläche einnimmt, ist ein sehr wichtiger Faktor, den es noch zu bestimmen gilt. Dazu wurden zwei Messungen mit den Dioden durchgeführt. Da sowohl die Alpha-Quelle als auch die LED auf einer drehbaren Scheibe montiert sind, las-

sen sich Lichtemissionen aus verschiedenen Quellpositionen simulieren. Je nach Position der Quelle erscheint die APD unter einem anderm Raumwinkel. Somit ändert sich der effektive Raumwinkel, den die Fläche der APD bezüglich der Einheitskugel einnimmt. Dies wiederum bedeutet, dass sich je nach Position der Anteil der detektierten Photonen bzw. Alpha-Teilchen ändert. Die analytische Berechnung dieses Raumwinkelements ist allerdings, abhängig von den Annahmen und Vereinfachungen die man machen kann, recht schwierig.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Raumwinkelemente auf drei Weisen bestimmt. Im Folgenden werden zwei Winkel eine wichtige Rolle spielen: erstens der Neigungswinkel Θ , der den Winkel zwischen APD-Flächennormalen und der Verbindungslinie zwischen APD-Flächenmittelpunkt und Quelle angibt. Dieser Winkel ist abhängig vom Abstand der Quelle zur APD r und der Höhe über der APD z (vgl. Abbildung 10).

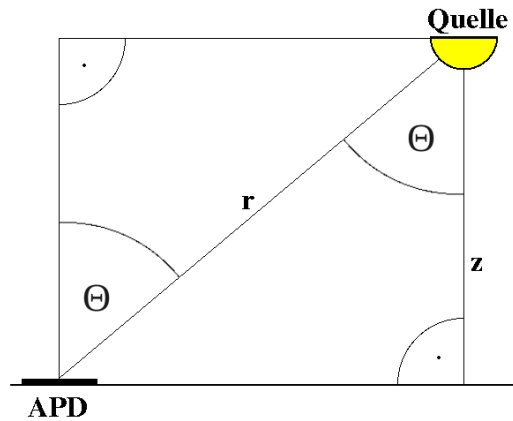


Abbildung 10: Skizze zur Veranschaulichung der Lage des Winkels Θ . Eingezeichnet sind außerdem Höhe z und der Abstand zwischen Quelle und APD r .

Der zweite wichtige Winkel ist der, der die Lage der Quelle, im Bezug auf die Drehachse beschreibt, hier ω genannt. ω wird vorallem dazu verwendet, die Symmetrie des Aufbaus zu beschreiben, da die Messungen diesbezüglich erwähnenswert sind (s.u.). Abbildung 11 zeigt in einer Skizze, wie ω zu verstehen ist.

6.1.1 Die Simulation

Als erste Methode wird eine Monte-Carlo-Simulation betrachtet, bei der, von einer Quelle ausgehend, zufällig in einer Halbkugel ein Vektor erstellt wird. Dieser Vektor wird berechnet, indem zwei Zufallszahlen generiert werden, die Winkel ϕ und Θ der Kugelkoordinaten. ϕ kann zwischen 0 und 2π liegen, Θ ist begrenzt auf den Bereich zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$, ist allerdings nicht gleichverteilt. Um zu verhindern, dass für kleine Θ die Dichte der simulierten Photonen zunimmt wurde die Verteilung von Θ mit einem Faktor $\sin \Theta$ korrigiert. Es scheint, als sei die Wahrscheinlichkeit für große Θ höher, als die Wahrscheinlichkeit für kleine Θ . Dies liegt daran, dass in Abbildung 12 die zwei dimensionale

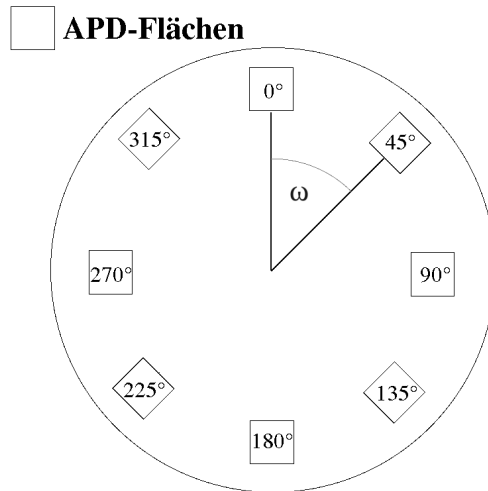


Abbildung 11: ω beschreibt den Winkel um den entlang der Drehachse gedreht wird. So können über die diskreten Winkel aus Abbildung 6 8 verschiedene Positionen eingestellt werden.

Projektion einer Halbkugel dargestellt ist. Schließlich können mit einem Radius von 1 hieraus die kartesischen Koordinaten X, Y und Z berechnet werden (vgl. Abbildung 12). Trifft dieser Vektor, bestehend aus X, Y und Z, wenn er verlängert wird, auf die Fläche einer APD, so zählt die Simulation dies als Treffer. Die Simulation beinhaltet die Annahme, dass es keine Rolle spielt, ob die APDs an den verschiedenen Positionen unterschiedlich ausgerichtet sind, oder nicht. Da zwei Positionen eine Rotation um 45° beinhalten, aber trotzdem angenommen wird, dass die Kanten der APD parallel zu den kartesischen Achsen verlaufen.

6.1.2 Eine analytische Methode

Die zweite Methode ist eine Näherungsformel, bei der die Detektionsfläche der APD in die Richtung der Quelle gedreht wird. Sie wird auf eine Ebene senkrecht zur Verbindungslinie zwischen Quelle und APD projiziert. Diese Fläche wird dann in Relation zur Kugeloberfläche gestellt, das Verhältnis gibt wieder, wieviele der emittierten Teilchen auf die APD treffen. Die Fläche der APD wird dabei aus der tatsächlichen Kantenlänge l_0 und der effektiven Länge l_1 berechnet. l_1 ist die Projektion der Kante auf die horizontale Ebene unter dem Azimutwinkel Θ . Die relative Fläche errechnet sich also aus

$$A = l_0 l_1 = l_0^2 \cos \Theta = l_0^2 \frac{z}{r}$$

mit $\Theta = \arccos \frac{z}{r}$. z ist die Höhe, in der die Quelle über der APD-Fläche angebracht ist und r ist der Abstand zwischen APD-Mittelpunkt und Quelle. Hier lässt sich auch

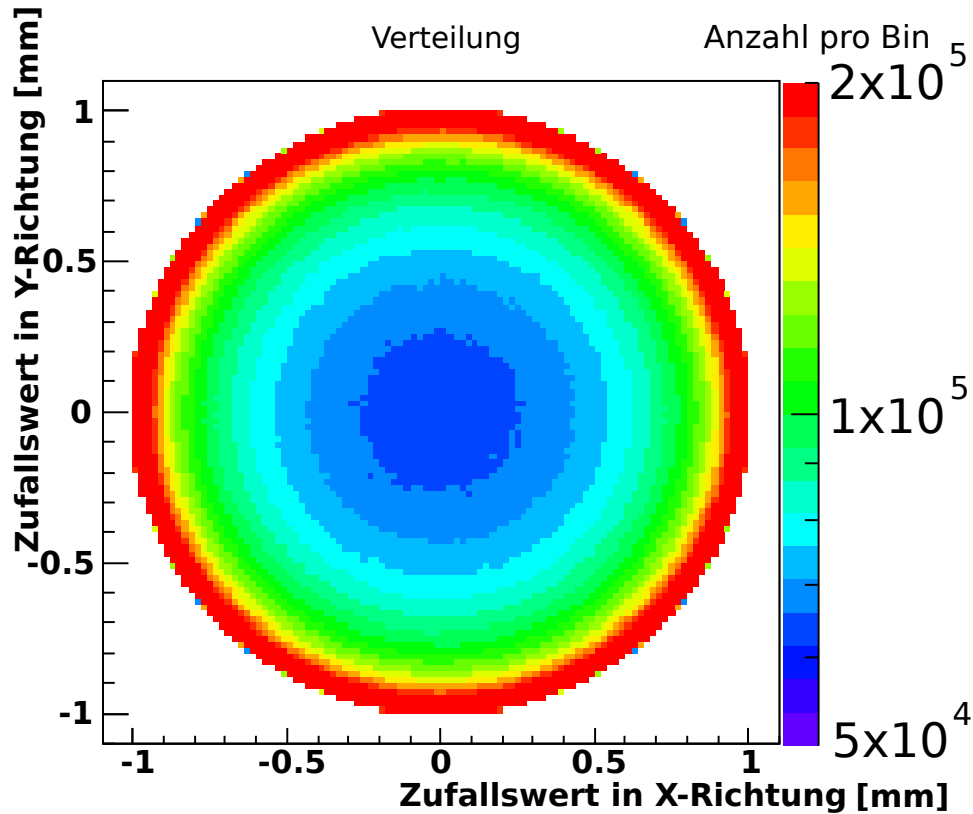


Abbildung 12: Die Verteilung der Zufallszahlen in X- und Y-Richtung, welche die X- bzw. die Y-Komponente des Zufallsvektors darstellen. Die Verteilung wurde nach außen mit $\sin \Theta$ korrigiert, so dass die Punkte homogen auf der Kugel verteilt sind.

ein Fehler abschätzen. Da sich die Höhe z aus dem Abstand der Gestellebenen und der Quelldicke bzw. der Dicke der Teflonscheibe unter der LED zusammensetzt und der Abstand von den drei kartesischen Koordinaten x , y und z abhängt, können Fehler sowohl für z , als auch für r angegeben werden:

$$\Delta z = 1 \text{ mm}$$

$$\Delta r = \frac{1}{2r} \sqrt{(x\Delta x)^2 + (y\Delta y)^2 + (z\Delta z)^2} \text{ mit } r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

Die Fehler für x und y sind ebenfalls durch den Aufbau bedingt.

$$\Delta x_{Alpha} = \Delta y_{Alpha} = \pm 2,05 \text{ mm}$$

$$\Delta x_{LED} = \Delta y_{LED} = \pm 5 \text{ mm}$$

Für die Alpha-Quelle ergibt sich der Fehler aus dem Radius des aktiven Bereichs, der durch ein Stück Kapton-Folie auf $1,05 \text{ mm}$ begrenzt wurde und dem Fehler, der durch die Position (ebenfalls 1 mm) entsteht. Der relativ große Fehler für die LED von 5 mm in jede Richtung besteht ebenfalls aus dem Fehler der Position, aber auch aus der Größe des Halo auf dem Teflonstück, welcher einen Radius von ca. 4 mm besitzt. Zusätzlich begeht man den Fehler davon auszugehen, die Quelle läge auf einer Symmetrieachse der APD, was nicht in allen Positionen der Fall ist.

6.1.3 Raumwinkelmessungen

Als letztes werden zwei Messreihen betrachtet. Es wurde das LED-Licht an verschiedenen Positionen gemessen, da die Anzahl der Photonen, die die APD erreichen, mit der detektierten Energie korreliert. Wichtig hierbei ist, dass die Intensität des LED-Lichtes, gesteuert durch die anliegende LED-Spannung, konstant bleibt. Zum Anderen wird die Alpha-Quelle an den verschiedenen Positionen genutzt. Hier werden die Alpha-Teilchen direkt gemessen, was allerdings keine Varianz in deren gemessenen Energie bringt. Deshalb wird hier die Messzeit für 100 Events bzw. die Eventrate verglichen. Die Zeit wurde mit dem Oszilloskop im Segmented-Modus aufgenommen. Segmented-Modus bedeutet, dass die Zeit gestoppt wird, bis eine bestimmte Anzahl an Trigger-Ereignissen detektiert wird. In diesem Fall wurde die Zeit gemessen, bis 100 Alpha-Teilchen detektiert wurden.

$$R = \frac{100}{t}$$

$$\Delta R = \frac{100 \Delta \sigma_t}{R(\Theta = 0)}$$

Da mehrere Messungen bei gleichem Winkel gemacht wurden, wird über diese gemittelt. Der Fehler für die Messzeit berechnet sich also aus der Standardabweichung σ_t durch die Mittelwertbildung.

Um hieraus den Raumwinkel zu bestimmen, werden die Messergebnisse normiert. Im Falle der LED wird dabei die Maximumposition des MCA-Signals verwendet, für die Alpha-Messung werden die Raten benutzt. Um nun Vergleichbarkeit herzustellen wird folgendes Verhältnis gebildet, wobei f stellvertretend für die jeweilige Messgröße steht.

$$\Omega = \frac{f(\Theta)}{f(\Theta=0)}$$

Entsprechend pflanzen sich die Fehler nach der gausschen Fehlerfortpflanzung fort:

$$\Delta \Omega = \sqrt{\left(\frac{\Delta f(\Theta)}{f(\Theta=0)}\right)^2 + \left(\frac{f(\Theta)\Delta(\Theta)}{f(\Theta=0)^2}\right)^2}$$

6.2 Ergebnisse der Raumwinkelbestimmung

Die Raumwinkel für jede Methode wurde auf die $\omega = 0^\circ$ Position normiert. So erhält man eine Normierung der Lichtintensität bei der Position, bei der am meisten Licht bzw. die höchste Rate an Alpha-Teilchen auf die APD treffen.

ω	Θ [rad]	Simulation	Formel	Messwert APD1	Messwert APD2
0°	0	1,000	$1,000 \pm 0,029$	$1,000 \pm 0,000$	$1,000 \pm 0,000$
45°	33,9	0,579	$0,552 \pm 0,018$	$0,547 \pm 0,248$	$0,544 \pm 0,248$
90°	51,2	0,251	$0,231 \pm 0,007$	$0,235 \pm 0,180$	$0,245 \pm 0,185$
135°	58,4	0,147	$0,133 \pm 0,004$	$0,138 \pm 0,119$	$0,132 \pm 0,115$
180°	60,4	0,123	$0,112 \pm 0,003$	$0,123 \pm 0,108$	$0,106 \pm 0,095$

Tabelle 1: Raumwinkelanteilwerte für die Alpha-Quelle. In der Simulation sind unter $\omega = 0^\circ$ 1056864 von 10^8 möglichen Treffern gezählt worden.

ω	Θ [rad]	Simulation	Formel	Messwert APD1	Messwert APD2
0°	23,2	1,000	$1,000 \pm 0,046$	$1,000 \pm 0,003$	$1,000 \pm 0,002$
45°	32,8	0,770	$0,758 \pm 0,040$	$0,698 \pm 0,002$	$0,690 \pm 0,002$
90°	44,6	0,469	$0,455 \pm 0,025$	$0,346 \pm 0,002$	$0,336 \pm 0,002$
135°	51,1	0,324	$0,311 \pm 0,017$	$0,214 \pm 0,002$	$0,201 \pm 0,001$
180°	53,0	0,284	$0,272 \pm 0,015$	$0,207 \pm 0,002$	$0,189 \pm 0,001$

Tabelle 2: Raumwinkelanteilwerte für die LED. In der Simulation sind unter $\omega = 0^\circ$ 8276056 von 10^9 möglichen Treffern gezählt worden.

Wie man in den Tabellen 1 und 2 sieht, liegen die Werte, die die Simulation liefert und die Werte, die man aus der Formel erhält relativ nah beieinander (vgl. Abbildungen 27 und 28). Um darzustellen, wie groß die Abweichung der Formel und der Messwerte von der Simulation ist, wurde die Differenz der Werte aus Simulation und Formel bzw. aus Simulation und Messung durch die Werte der Simulation geteilt. So kann eine relative Abweichung vom jeweiligen Simulationswert direkt dargestellt werden. Die Formel zur Umrechnung ist

$$Y = \frac{X-S}{S}$$

mit dem jeweiligen normierten Simulationswert S. X steht dabei für normierte Rate oder die normierte analytische Lösung. Y wird Residuum genannt.

Abbildung 13 zeigt die relative Abweichung des analytischen Ergebnisses (grün) und der Messwerte (rot für APD1 und blau für APD2) von den Simulationswerten für eine Lichtquelle, die sich an der Position der im Versuchsaufbau installierten Alpha-Quelle befindet. Wie sich erkennen lässt sind die Fehlerbalken für die Messwerte relativ groß.

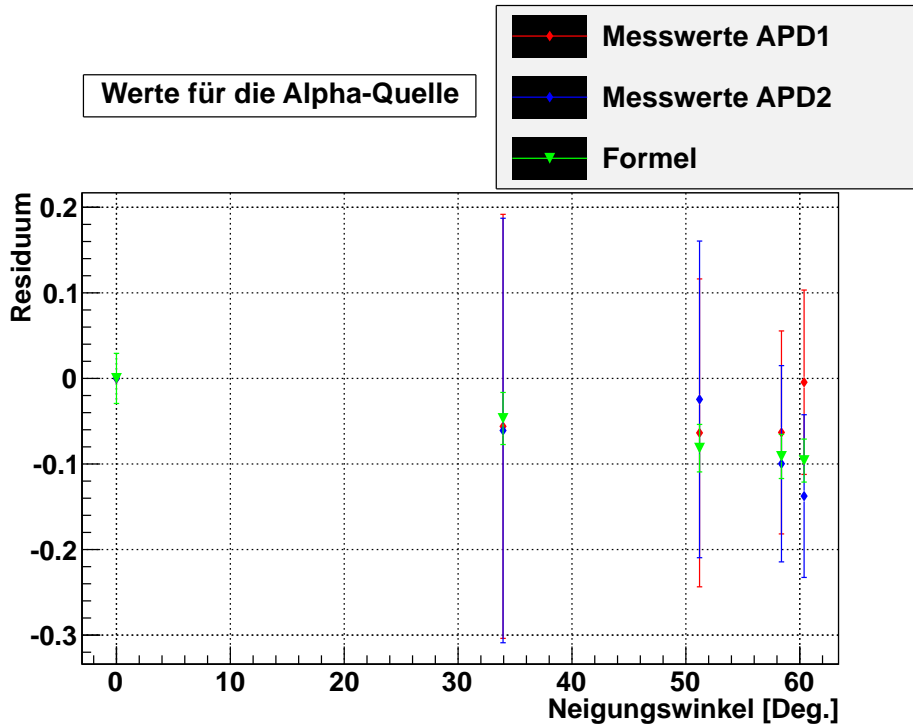


Abbildung 13: Relativer Raumwinkelanteil gegen Neigungswinkel θ für die Alpha-Quelle. Für große Theta weicht die Messung nach unten von der Simulation ab. Die Messung wurde nur mit APD1 durchgeführt.

Aufgrund der Messzeit wurde über wenige Werte gemittelt, wobei für jeden Messwert nur 100 Alpha-Teilchen registriert wurden. Die Fehlerbalken mit einbezogen, liegen die Messwerte im erwarteten Bereich.

Bei der LED-Messung, in Abbildung 14 dargestellt, wurde von APD1 und auch von APD2 weniger Licht gemessen, als die Simulation und die analytische Näherung vorausagen. Dies liegt, dass das Licht trotz des Teflonstücks nicht Isotrop abgestrahlt wird. Ein Kegel aus Licht, ausgehend von dem Teflonstück, würde für mehr Licht auf der APD an der zentralen Position ($\omega = 0^\circ$) sorgen. Durch die Normierung auf diesen Wert, würden folglich alle anderen Positionen dunkler als erwartet scheinen. Der Anisotropie entgegenwirkend ist das Streulicht im Behälter, das ebenfalls von den APDs detektiert werden kann. Dies könnte auch die relative Zunahme der Lichtmenge im Vergleich zu den Simulationsergebnissen ab einem Neigungswinkel Θ von ca. 51° erklären.

In beiden Fällen liegen die Ergebnisse des berechneten Raumwinkels unter dem Simulierten. Betrachtet man die Graphen (Abbildung 27 und 28 im Anhang) so scheint hier eine Systematik vorzuliegen, die dadurch begründet ist, dass die Formel nur den mittleren Radius der APD-Fläche zur Quelle beinhaltet und auch die Ausrichtung der Fläche nicht mit in die Rechnung mit einfließt. Durch diese Effekte ist die effektive Fläche der

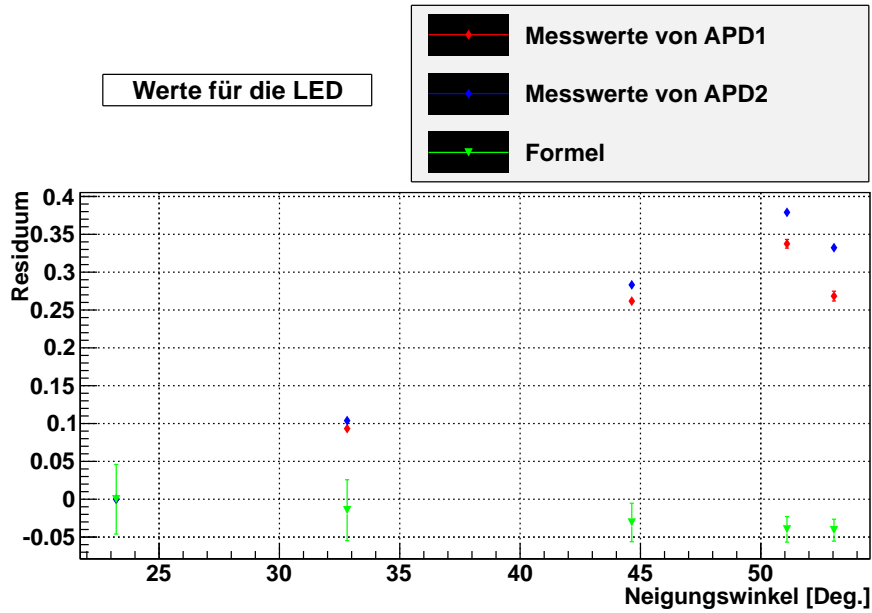


Abbildung 14: Relativer Raumwinkelanteil gegen Neigungswinkel θ für die LED. Für große Theta weicht die Messung nach oben von der Simulation ab.

APD von der Quelle aus gesehen nicht länger ein Quadrat, sondern ein unregelmäßiges Viereck bzw. ein Trapez im Fall der Position unter 180° . Die relativ großen Fehlerbalken in der Rechnung für die LED sind durch die relativ große Quellfläche auf dem Teflonstück zu begründen.

6.3 Raumwinkelsymmetrie

Hinsichtlich der Fehlerbalken erscheint die Symmetrie der Alpha-Teilchen-Rate auf den ersten Blick gewährleistet zu sein. Betrachtet man Abbildung 15 jedoch genauer, so stellt man fest, dass die Graphen für APD2 um etwa 20° im Vergleich zu den Graphen für APD1 nach rechts verschoben sind. Des Weiteren ist bemerkenswert, dass die Rückmessung von APD2 (dunkelblau) unter $\omega = 0^\circ$ eine niedrigere Rate aufweist, als zu Beginn der Messung. Die restlichen Punkte liegen hinsichtlich der Fehlerbalken gut bei einander, sodass hier keine weiteren Schlüsse auf Fehlerquellen wie eine Schiefelage der APD-Flächen oder des Gestells möglich sind.

Deutlich kleinere statistische Fehler entstanden bei der Aufnahme des LED-Signals. Hier zeigt sich deutlich eine systematische Abweichung. Es konnten zwei Messungen durchgeführt werden, bei denen jeweils eine andere APD-Spannung verwendet wurde. Abbildung 16 zeigt die Symmetrie des LED-Signals unter den verschiedenen möglichen Positionen wobei an den APDs eine Spannung von 400 V angelegt war. Bei der Messung, die in Abbildung 17 dargestellt ist, waren 1500 V an den APDs angelegt. Verglichen

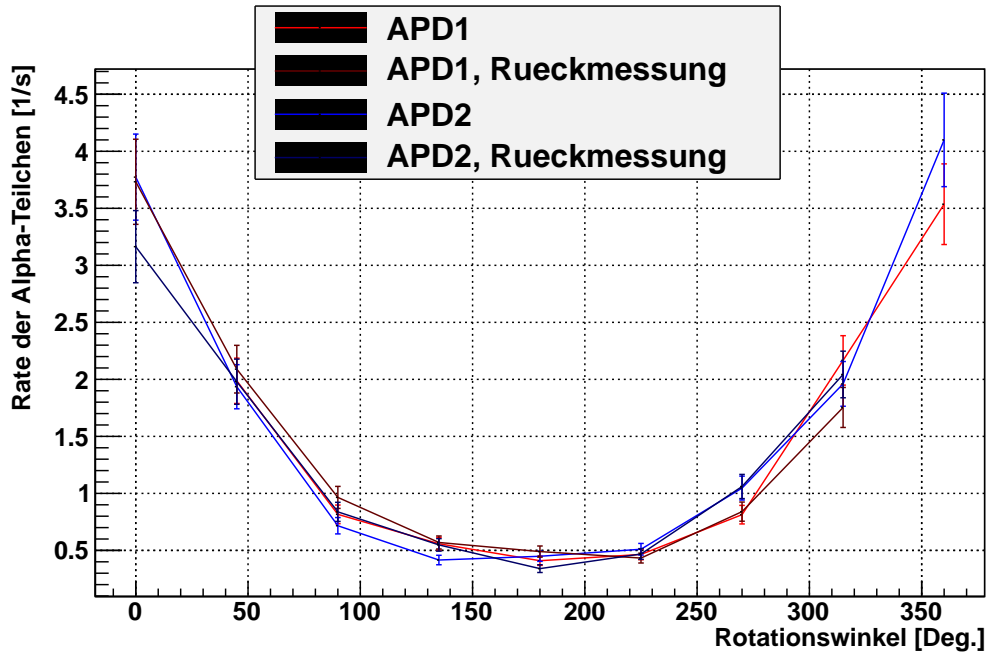


Abbildung 15: Rate der Alpha-Teilchen gegen die Position der Alpha-Quelle unter dem Winkel ω augetragen.

miteinander zeigen sich zwei auffällige Gemeinsamkeiten. Zunächst scheint APD2 bei der LED-Position $\omega = 0^\circ$ ein um etwa 20% erhöhtes Signal zu detektieren als eine Runde weiter bei $\omega = 360^\circ$. Während auf der rechten Seite, also bei Winkeln von $\omega > 180^\circ$, beide APDs in etwa die selbe Signalstärke registrieren, beginnen die Graphen schon ab $\omega = 180^\circ$ für kleiner werdende ω auseinander zu driften. Da das Signal für APD1 sehr ähnliche Werte für $\omega = 0^\circ$ und $\omega = 360^\circ$ liefert, und dieses Signal auch von APD2 bei $\omega = 360^\circ$ detektiert wird, liegt der Schluss nahe, dass hier ein systembedingter Fehler vorliegt. Eine Möglichkeit wäre, dass bei dieser Stellung der Scheibe, auf der die Quellen montiert sind, das Kabel der LED durch Verdrehung Kraft auf die LED selbst ausübt und diese damit relativ zur Scheibenebene geneigt wird. Dies kann durchaus eine Änderung der Lichtintensität zur Folge haben.

Die zweite Gemeinsamkeit, die die Graphen in Abbildung 16 und 17 aufweisen ist die Anomalie des Signals von APD1 bei $\omega = 180^\circ$. Diese Position entspricht der Position von $\omega = 0^\circ$ für APD2. Da hier schon der Graph für das APD2-Signal ein unerwartetes Verhalten zeigt, liegt der Schluss nahe, dass diese beiden Merkmale miteinander verknüpft sind. Betrachtet man die Positionen $\omega = 135^\circ$ und $\omega = 225^\circ$ für APD1, so stellt man fest, dass für den größeren Winkel auch das Lichtsignal einen höheren Wert aufweist. Die Tatsache, dass auf dem Rückweg ein deutlich höheres Signal verzeichnet ist, als auf dem Hinweg, lässt auf eine Änderung der Lichtintensität durch eine veränderte LED-Position vermuten.

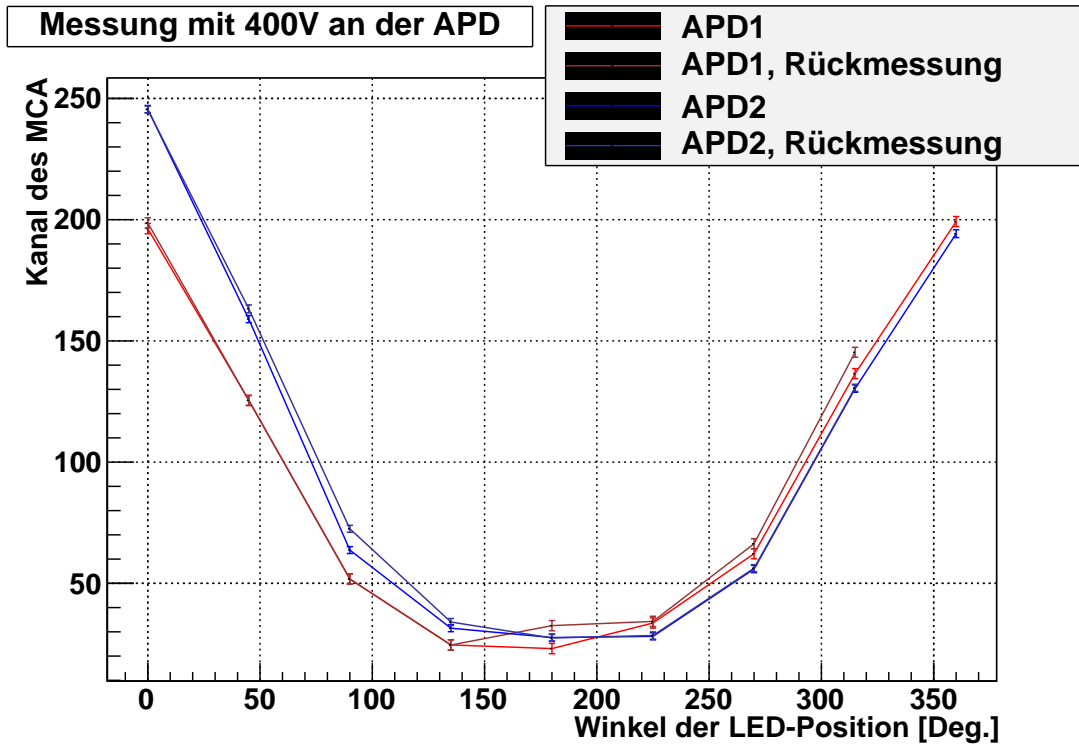


Abbildung 16: Der Kanal des MCA gegen ω bei einer APD-Spannung von 400 V.

Die beiden Graphen weisen jedoch auch unterschiede auf. Betrachtet man den Bereich $\omega > 225^\circ$, so sieht man, dass APD1, wenn 400 V angelegt sind, ein signifikant höheres Signal detektiert. Bei einer Spannung von 1500 V hingegen liegen beide APDs etwa gleich auf, wobei das Signal von APD2 auf dem Rückweg etwas höher liegt. Dass APD2 etwas mehr Licht zu detektieren scheint, sieht man auch anhand der Gain-Kurven (s.u.). Ein weiteres Problem, das allerdings nicht erklärt, warum Unterschiede von bis zu 20% entstehen, ist die Schiefelage von APDs in ihrer Halterung oder eine Schiefelage der untersten Gestellebene im Vergleich zur drehbaren Scheibe. Für zukünftige Messungen ist stets zu überprüfen, dass die Ebenen nicht schief oder versetzt in X- und Y-Richtung zueinander sind, um weiterhin mögliche Fehler zu minimieren. Zwar ist dieser Effekt allein nicht groß, allerdings kann er es erschweren andere Fehler zu identifizieren.

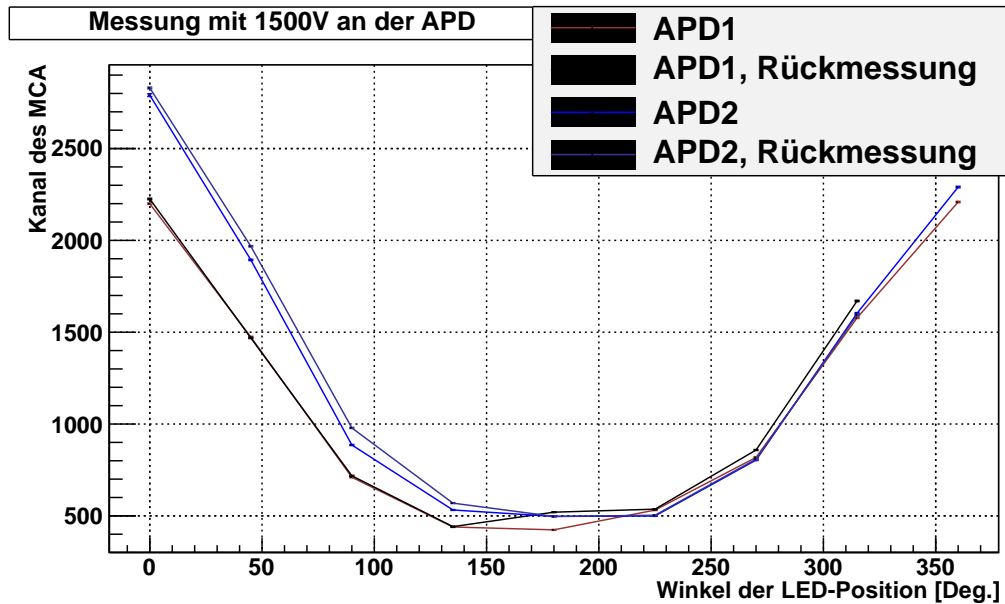


Abbildung 17: Der Kanal des MCA gegen ω bei einer APD-Spannung von 400 V.

6.4 Störsignale und Rauschen

Neben der Kalibrierung des PID-Reglers und der Justage des Kühlsystems wurde während dieser Arbeit viel Zeit damit verbracht Störsignale und Rauschen zu minimieren bzw. die Ursachen dafür zu finden und gegebenen falls aus zu schalten. Gegen externe Quellen, wie das Transformatorsignal des Controllers der Turbomolekularpumpe (s. Abbildung 18) half das Herstellen von verdrehten und extra geschirmten Kabeln. Der Schirm wurde zusätzlich am Behälter selbst auf der einen Seite des Kabels, auf der anderen Seite am Gestell befestigt. Da Überschläge ebenfalls sehr große Signale erzeugen und außerdem die APDs beschädigen können wurde der gesamte Behälter mit seinen Vakuumdichtungen auf Lecks untersucht. Nach dem Paschen-Gesetz ist die Durchschlagswahrscheinlichkeit für einen Druck der Größenordnung $\sim 1 \text{ mbar}$ am größten, was dem Bereich des Vakuums im Behälter entsprach, bevor alle Lecks behoben wurden. Minimiert, allerdings nicht behoben, wurde der so genannte Mikrophon-Effekt. Dabei ändert sich die Kapazität der einzelnen Kabel, wenn sie relativ zueinander bewegt werden, was durch Erschütterung ausgelöst werden kann. Bei konstanter Spannung U und sich ändernder Kapazität C fließt ein Strom I . Dieser Effekt wurde eingedämmt, indem alle Kabel gut im Behälter mit Drähten befestigt wurden. Die Signalstärke des durch Erschütterung verursachten Signal konnte so auf eine Spannung $\ll 10 \text{ mV}$ reduziert werden. Trotzdem ist weiterhin darauf zu achten, während einer Messung den Aufbau möglichst unbewegt zu lassen.

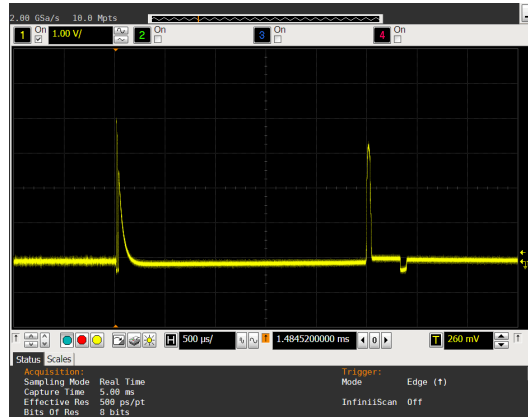


Abbildung 18: Störsignal mit einer Pulshöhe von bis zu 4 V. Was hier gemessen wurde ist das Signal des Transformators des Controllers der in der Nähe stehenden Turbo-Molekularpumpe. Es wurde durch einen Schild an den Kabeln abgeschirmt.

6.5 Gain-Bestimmung bei Raumtemperatur

Eine typische Gain-Kurve einer APD setzt sich zusammen aus zwei Teilen. Im niederen Hochspannungsbereich, wächst die Verstärkung an und nähert sich langsam der 1. Diesen Bereich nennt man Sättigungsbereich. Zustande kommt dieses Verhalten dadurch, dass Elektronen im Leitungsband von der anliegenden Spannung abgesaugt werden. Ist diese Spannung sehr niedrig, so können die freien Elektronen direkt wieder mit einem Loch rekombinieren. Wird die Spannung höher, so werden mehr und mehr Elektronen abgesaugt, bevor sie rekombinieren können. Werden alle freien Elektronen abgesaugt, so erreicht die Verstärkung 1. Dies ist allerdings ein asymptotisches Verhalten. Der zweite Effekt der zur Gain-Kurve beiträgt, ist der Lawinen-Effekt. Freie Elektronen werden von der anliegenden Spannung stark genug beschleunigt, dass sie genug Energie besitzen um durch den inneren Photoeffekt weitere Elektronen ins Leitungsband zu heben, welche dann ebenfalls abgesaugt werden. So entsteht eine exponentielle Kurve, wie sie im hinteren Teil einer Gain-Kurve beobachtet werden kann. Diese beiden Effekte überlagert ergeben, die vollständige Kurve. Um eine Vergleichbarkeit der Dioden untereinander herzustellen, wird Verstärkung 1 auf der Kurve bei 400V definiert. In den Abbildungen 21 bis 25 sieht man, dass im Bereich um 400 V ein linearer Bereich entsteht. Deshalb ist anzunehmen, dass in diesem Bereich die Verstärkung von 1 liegt, da sich die zwei zuvor erwähnten Effekte ausgleichen.

Um den Gain einer APD zu bestimmen wurden für zwei Lichtstärken jeweils ein Raster aus Gain des Spektroskopie-Verstärkers und Hochspannung an der APD aufgenommen. Die Lichtstärken wurden geändert, indem am Pulsgenerator die Dämpfung (Attenuation) von "x1" auf "x2" erhöht wurde. Eine höhere Dämpfung hat weniger Licht zur Folge. Beispielhaft sind die Signale, die APD1 bei einer Verstärkung von 50 am Spektroskopie-

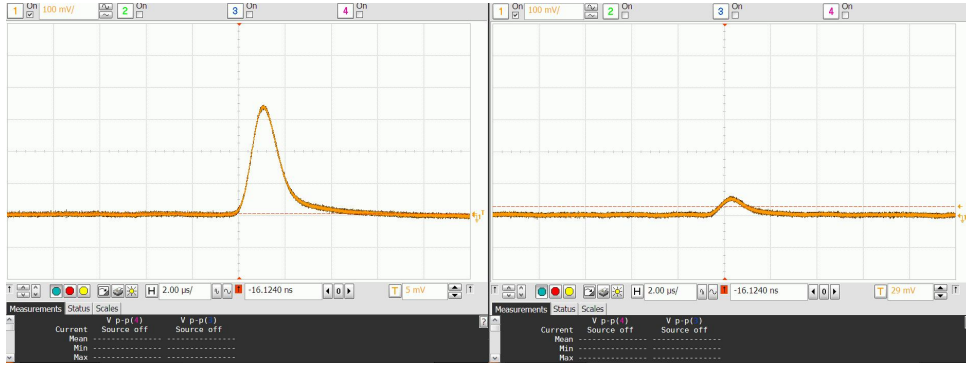


Abbildung 19: Signal von APD1 bei einer Verstärkung von 50 am Spektroskopie-Verstärker und einer Spannung von 1100 V. Links wurde das Signal im Pulsgenerator einfach gedämpft (Attenuation x1, starkes Licht), rechts wurde es zweifach gedämpft (Attenuation x2, starkes Licht).

Verstärker und einer Spannung von 1100 V lieferten in Abbildung 19 dargestellt. Aufgrund mangelnder Zeit und der Tatsache, dass die Bestimmung des Gains für eine tiefe Temperatur wichtig ist, wurden die Kurven bestimmt um ein Bild davon zu erhalten, wie die einzelnen APDs im Vergleich untereinander funktionieren und um zu Testen ob der Versuchsaufbau möglichst fehlerfrei funktioniert.

Da für jede Messung unterschiedliche Einstellungen des Spektroskopie-Verstärkers verwendet wurden, müssen die Messreihen entsprechend skaliert werden. Hierzu wurde der Testpulsengang des Vorverstärkers genutzt. Ein Testpuls mit vordefinierter Spannung wurde in die Verstärkerkette eingespeist und das Signal wurde am Multichannel Analyzer aufgenommen. Für jede verwendete Gain-Einstellung wurden mehrere Spannungssignale aufgenommen. Trägt man diese gegeneinander auf, so entstehen Geraden mit unterschiedlichen Skalierungsfaktoren (s. Abbildung 20). Durch jede dieser Geraden wird ein Geradenfit gelegt. Offset und Steigung dieser Fits werden benötigt um dann alle Werte auf die richtige Größe zu skalieren. Hier wurde als Referenzgröße jeweils die Kurve mit Verstärkung 100 am Spektroskopieverstärker gewählt. So werden alle Werte nach oben skaliert und es kommt nicht zu Rundungsfehlern. Um jeden Messpunkt nach oben zu skalieren wurde er mit dem Offset b_1 und der Steigung m_1 seiner eigenen Gain-Einstellung sowie dem Offset b_2 und der Steigung m_2 der Zieleinstellung verrechnet.

$$Y_2 = \frac{m_2}{m_1}(Y_1 - b_1) + b_2$$

Da davon ausgegangen wird, dass die APDs eine Verstärkung von eins bei ca. 400 V besitzen, kann der Verstärkungsfaktor bestimmt werden, indem jeder Punkt auf der Kurve durch den Punkt auf der selben Kurve geteilt wird, bei dem die APD-Spannung 400 V beträgt. Auf diesem Weg entstanden für APD1, APD2, und die Rice-APD eine Gainkurve bei Raumtemperatur. Die Farbskala der einzelnen Segmente wurde so gewählt, dass mit wachsendem Gain am Spektroskopie-Verstärker die Dunkelheit der Graphen zu

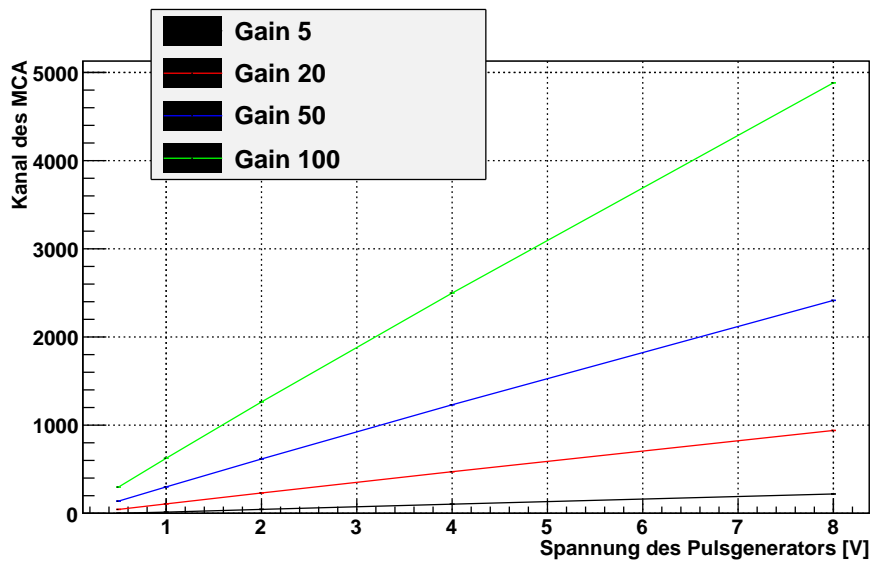


Abbildung 20: Aufgetragen ist der Kanal des MCA gegen die Signalhöhe im Testpul-
 seingang für vier verschiedene Gaineinstellungen mit Fehlerbalken (sehr
 klein). Aus diesen Geraden wurden die Parameter b_i und m_i bestimmt.

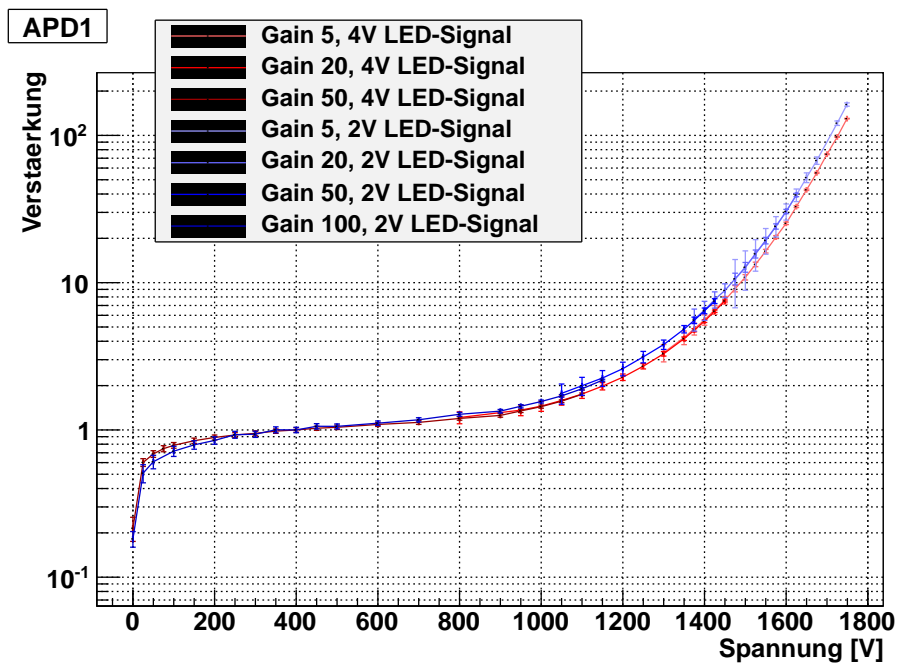


Abbildung 21: Gain-Kurve für APD1.

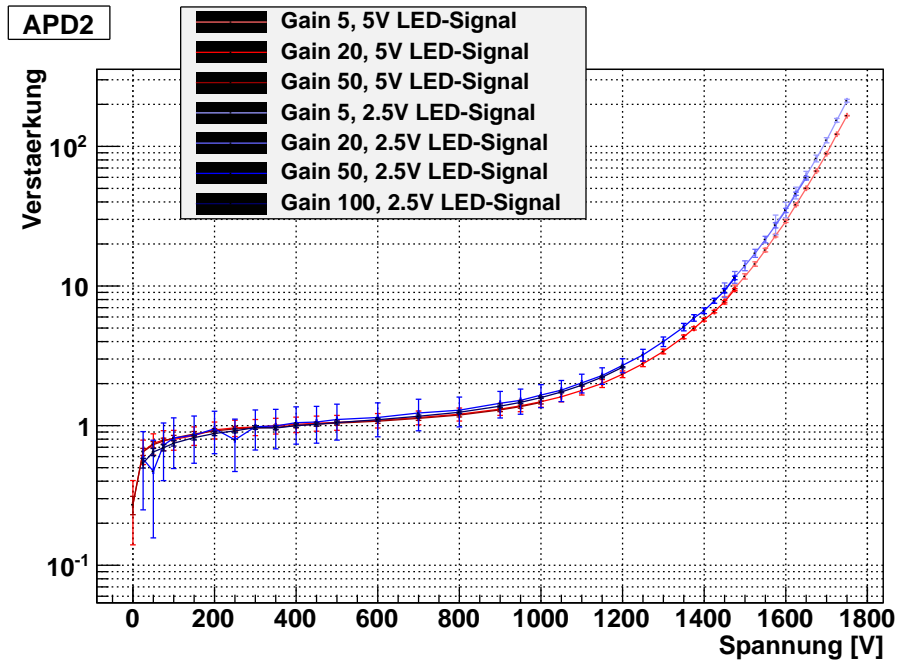


Abbildung 22: Gain-Kurve für APD2.

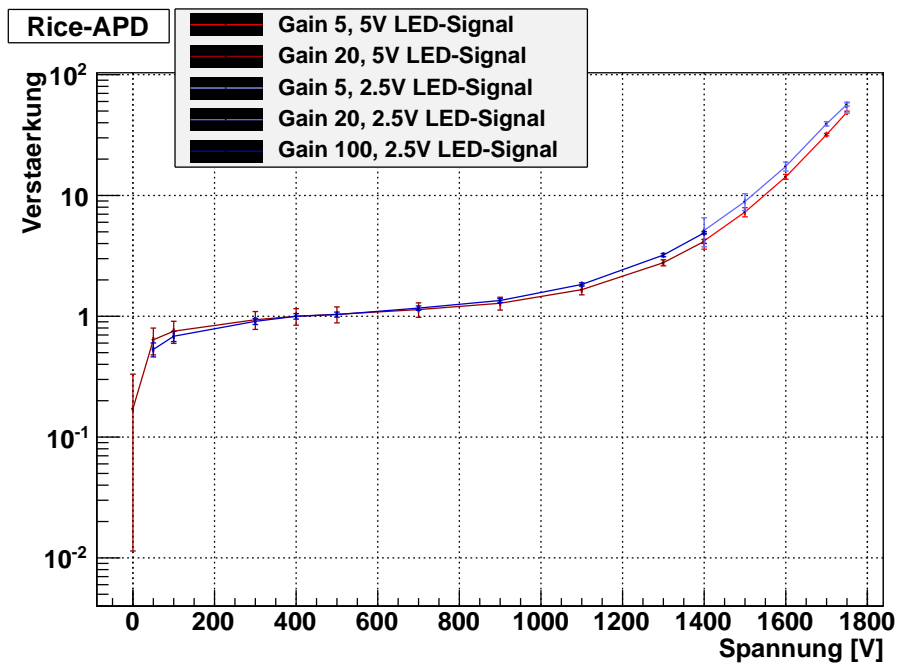


Abbildung 23: Gain-Kurve für die Rice-APD.

nimmt. Dies wurde deshalb so gewählt, da, auch bei näherer Betrachtung, die einzelnen Graphen ineinander über gehen. Besonders auffällig ist die Verstärkungskurve für APD1 (Abbildung 21), die sich aus sieben einzelnen Graphen zusammensetzt, aber den Anschein erweckt lediglich aus einem blauen und einem roten Graphen zu bestehen.

Vergleicht man diese Ergebnisse mit den Resultaten aus "Avalanche Photodiode for Liquid Xenon - Scintillation: Quantum Efficiency and Gain", so stellt man fest, dass die APDs eine deutlich niedrigere Verstärkung aufweisen (s. Abbildung 21 und 22). Mit den Angaben des Herstellers verglichen liegen die Messwerte hier unter den Sollwerten. Bei einer Spannung zwischen 1650 V und 1750 V sollte man eine Verstärkung von 300 bis 2000 sehen, was hier nicht der Fall ist. Die Angaben des Herstellers beziehen sich auf eine Betriebstemperatur von 22°C. APD2 weist in diesem Vergleich den höchsten Verstärkungsfaktor mit 212 bei schwachem Licht und einer Spannung von 1750 V auf. APD1 liegt bei der selben Konfiguration knapp unter 162, während die APD aus Rice das Signal um einen Faktor von 54 verstärkt. Hier zeigt sich, dass APD2 tendentiell die stärkste der drei verwendeten Dioden ist, da sie bei gleicher Spannung die höchste Verstärkung erzielt. Ihre Verstärkung ist etwa 30% höher als die Verstärkung von APD1.

6.6 Gain-Bestimmung bei 175K

Eine Messung bei tiefen Temperaturen zeigt einen deutlich höheren Verstärkungsfaktor. Das System wurde auf eine Temperatur von $174,5 K \pm 0,3 K$ abgekühlt. Der Wert und sein Fehler entstammen dem Xenon Slow Control System. Nun wurden bei einer Lichtstärke von 4V das Spannungssignal am MCA für verschiedene Spannungen aufgenommen. Zusätzlich wurden Punkte bei 1500 V und bei 1550 V mit einer LED-Spannung von 2 V aufgenommen, da bei starkem Licht das Signal den Spektroskopieverstärker sättigte. Außerdem war darauf zu achten, dass sich die Gainkurve bei niedrigen Temperaturen nach links auf der X-Achse verschiebt. Der vom Hersteller angegebene Spannungsbereich verringert sich dementsprechend, sodass die Messung nur bis zu einer Spannung von 1550 V durchgeführt wurde. Da die Verstärkung der APDs hier jedoch so groß war, dass der Spektroskopieverstärker bei einem Gain 5, was die niedrigste Einstellmöglichkeit des Geräts ist, bereits gesättigt war. Deshalb wurden für jede APD zwei weitere Punkte mit weniger Licht aufgenommen, deren Spannung bei 1500 V bzw. 1550 V lag. Der Versuch die gesamte Kurve mit wenig Licht aufzunehmen, scheiterte, da durch die Kälte im inneren Behälter die LED sehr viel schwächer leuchtete, als bei Raumtemperatur, was ein zu schwaches Signal für den MCA lieferte.

Wie man in Abbildung 24 sieht erreicht APD1 bereits bei einer Spannung von ca. 1500 V den Verstärkungsbereich von über 300. Bei 1550 V ist eine Verstärkung von 1017 erreicht worden. Abbildung 25 zeigt die Gain-Kurve für APD2. Auch hier zeigt sich, dass die Verstärkung deutlich höher ist, als sie es bei Raumtemperatur war. Bei einer Spannung von 1550 V erreicht sie einen Verstärkungsfaktor von 1390. Auch hieran sieht man, dass APD2 eine höhere Verstärkung aufweist als APD1. Der Effekt beläuft sich hier allerdings auf 37%, was sich durch die niedrigere Temperatur erklären lässt.

Verglichen mit den Ergebnissen von Prof. Oberlack[2] sollten die APDs jedoch eine höhere Verstärkung aufweisen. Um eine mögliche Ursache zu finden, wird das Signal

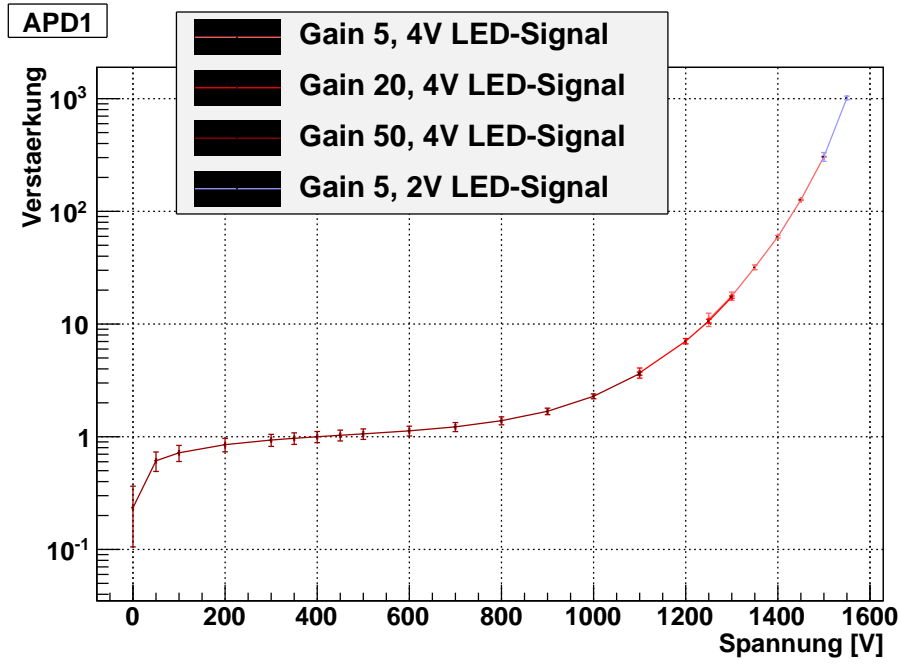


Abbildung 24: Gain-Kurve für APD1 bei 175 K.

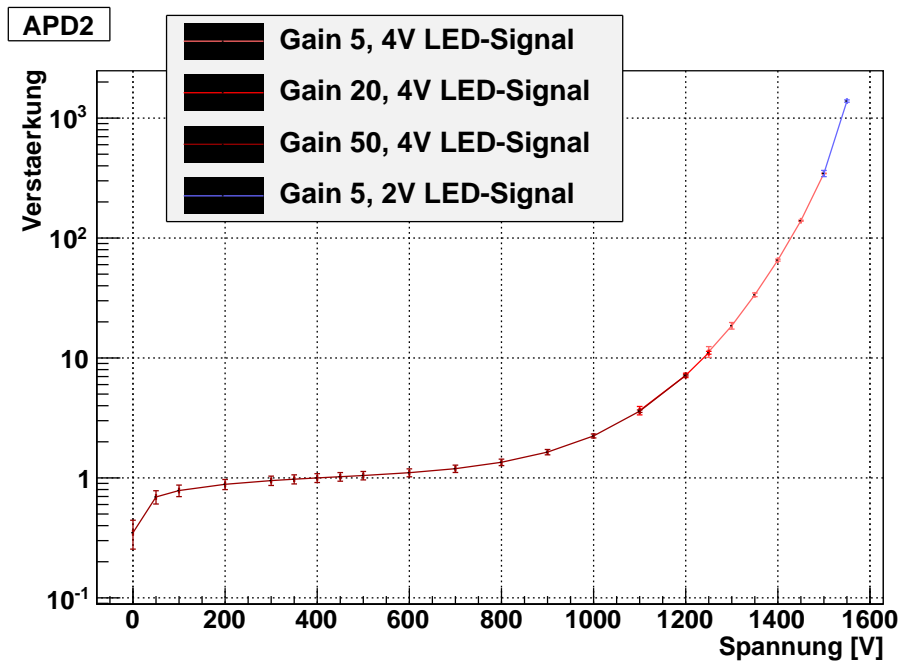


Abbildung 25: Gain-Kurve für APD2 bei 175 K.

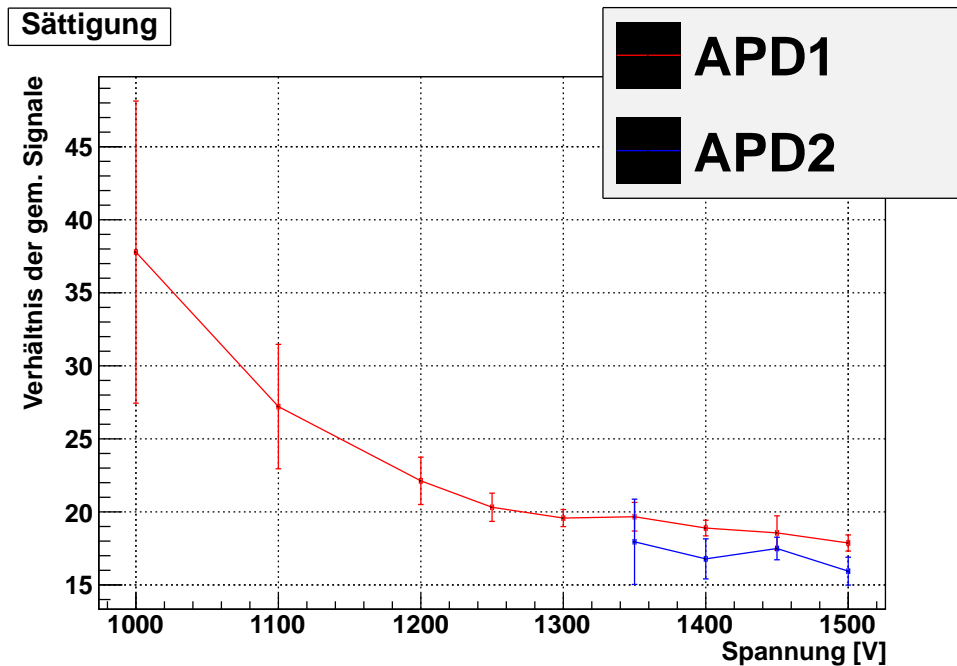


Abbildung 26: Verhältnisse der Signalmaxima von starkem zu schwachem Licht bei 175 K.

der kalten APDs bei starkem Licht durch das Signal bei schwachem Licht bei gleicher APD-Spannung geteilt. Dabei sollte der Quotient idealerweise konstant sein, da sich lediglich die Lichtintensität und damit die Anzahl der von der LED emittierten Photonen ändert. Da es bei den Messreihen mit abgekühltem System jedoch an Messdaten mangelt, konnte lediglich eine Abschätzung bezüglich der Konstanz dieses Verhältnisses durchgeführt werden. Was man in Abbildung 26 sieht ist, dass das Verhältnis für APD1 von 36 auf 20 fällt. Für APD2 lässt sich mit vier Messdaten nur eine Tendenz nach unten feststellen. Fällt das Verhältnis so ist es wahrscheinlich, dass einer der Verstärker, also Vorverstärker oder Spektroskopie-Verstärker gesättigt ist. Das bedeutet, dass das eingehende Signal zu groß ist und das maximale Ausgangssignal vom MCA registriert wird. Da es keine Schwelle gibt, ab der ein Verstärker gesättigt ist, sondern sich dieser Effekt langsam einstellt, ist die Bildung der Verhältnisse eine bei gleicher Spannung aber unterschiedlichen Lichtstärken eine gute Methode um dieses Problem zu identifizieren. Obwohl für APD2 nicht genügend Daten vorhanden sind, zeigt der Graph in Abbildung 26 eine Abnahme des Verhältnisses. Eine Sättigung ist somit sehr wahrscheinlich.

Mit einem Verstärker im Sättigungsbetrieb ist die Gain-Kurve im oberen Spannungsbereich wenig aussagekräftig. Jedoch ließe sich dies bei wiederholter Messung mit mehr Messpunkten und weniger Licht leicht korrigieren, wodurch die APDs durchaus noch höhere Verstärkungsfaktoren erreichen können.

6.7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der neunwöchigen Bearbeitungszeit, die für die Durchführung und die Anfertigung der Arbeit zur Verfügung stand ist es gelungen einen funktionierenden Messaufbau zu installieren, mit dem die Eigenschaften von Avalanche-Photodioden für die Mainz-TPC untersucht und bestimmt werden können. Um dies zu erreichen wurde ein Kühlsystem installiert, dass es ermöglicht eine Temperatur von -100°C mit einem Fehler von kleiner als $0,2^{\circ}\text{C}$ zu erreichen und zu halten.

Weiterhin wurden viele Störsignale behoben oder das System so modifiziert, dass diese Signale nicht länger störend sind. So wurden Kabel fixiert und mit einem Schild versehen.

Hinsichtlich der Dioden konnten erste Erkenntnisse über die Verstärkung bei Raumtemperatur und bei 175 K gewonnen werden, was späteren Messung als Vergleich dienen kann. Auch die Kenntnis, dass APD2 eine signifikant höhere Verstärkung besitzt als APD1 ist interessant. Weiterhin wurde eine Simulation erstellt, mit der sich der relative Raumwinkel der APD-Fläche zur Einheitskugel bestimmen lässt. Dieser wurde dann mit einer Näherungsformel sowie eigens zu diesem Zweck gemessenen Werten verglichen. Auch hieraus konnten Schlüsse über vorhandene Probleme und Eigenschaften des Aufbaus gewonnen werden.

Im Ausblick auf zukünftige Messungen mit diesem Aufbau werden weitere Messungen bei tiefen Temperaturen durchgeführt. Die Raumwinkelmessung mit der Alpha-Quelle kann ein genaueres Ergebnis erzielen, wenn mehr Teilchen zur Bestimmung der Rate detektiert werden und somit die Messzeit steigt. Die Schwierigkeiten, die sich durch die LED im Bezug auf den Raumwinkel ergaben lassen sich einfach beheben, wenn anstelle der LED eine optische Faser verwendet wird, deren Ende mit einer LED bestrahlt wird. Durch sorgfältiges polieren kann hier möglicherweise auch eine bessere Isotropie erzielt werden. Um eine solche Faser in das Experiment zu integrieren ist allerdings eine Modifikation am Gestell notwendig.

Außerdem wird das System (der innere Behälter) mit flüssigem, hochreinem Xenon gefüllt. Die Alpha-Teilchen aus der installierten Alpha-Quelle erzeugen dann im Xenon ein Szintillationslicht, welches von den APDs detektiert wird. So kann erneut eine Gain-Kurve für jede APD, einschließlich der aus Rice, aufgenommen werden, die zeigt, wie die APDs unter ihren zukünftigen Einsatzbedingungen arbeiten werden. In flüssigem Xenon wird Szintillationslicht isotrop abgestrahlt. Dadurch kann mit Hilfe des Raumwinkelanteils bestimmt werden wie viele Photonen die Fläche der APDs treffen. Verglichen mit dem Signal, dass die APDs dann liefern, wird errechnet, wie viele Photonen die APD registriert hat. So kann die Quanteneffizienz der Avalanche-Photodioden bestimmt werden.

7 Persönliche Anmerkung

Während ich an dieser Bachelor-Thesis arbeitete, habe ich sehr viel darüber gelernt, wie man Experimente aufbaut und mit welchen Komplikationen dabei zu rechnen ist. Ein großer Teil der Arbeit war durch die Suche von Fehlern bestimmt, wovon letztendlich fast alle behoben werden konnten. Denn wie ich nun gelernt habe, macht das Beheben und minimieren von Fehlern einen relativ großen Teil der modernen Experimental-Physik aus.

An dieser Stelle möchte ich Bastian Beskers und Pierre Sissol ganz besonders danken. Sie haben mich während der Bearbeitungszeit stets mit hilfreichen Ratschlägen und motivierenden Worten unterstützt und nie die Geduld verloren, wenn auf der Suche nach Störsignalen nur Rückschläge zu verzeichnen waren. Vielen Dank!

Weiterhin möchte ich Prof. Uwe Oberlack und der Xenon-Gruppe Mainz danken, die mir die Arbeit ermöglicht haben. Mir hat die Arbeitsatmosphäre sehr gut gefallen und ich bedanke mich für Hilfestellungen und Ratschläge ganz herzlich.

8 Anhang

8.1 sonstige Bilder und Graphen

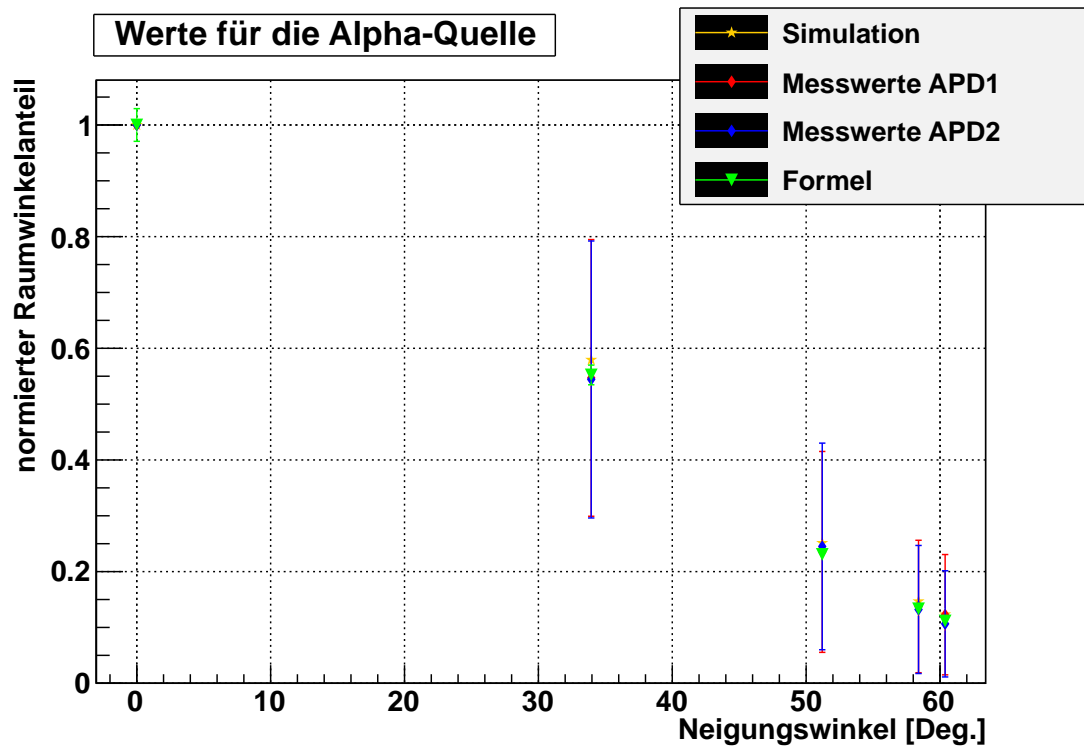


Abbildung 27: Raumwinkelanteil gegen Azimuthwinkel für die Alpha-Quelle. Die Werte liegen nah beieinander, sodass eine alternative Darstellung als sinnvoller erachtet wurde.

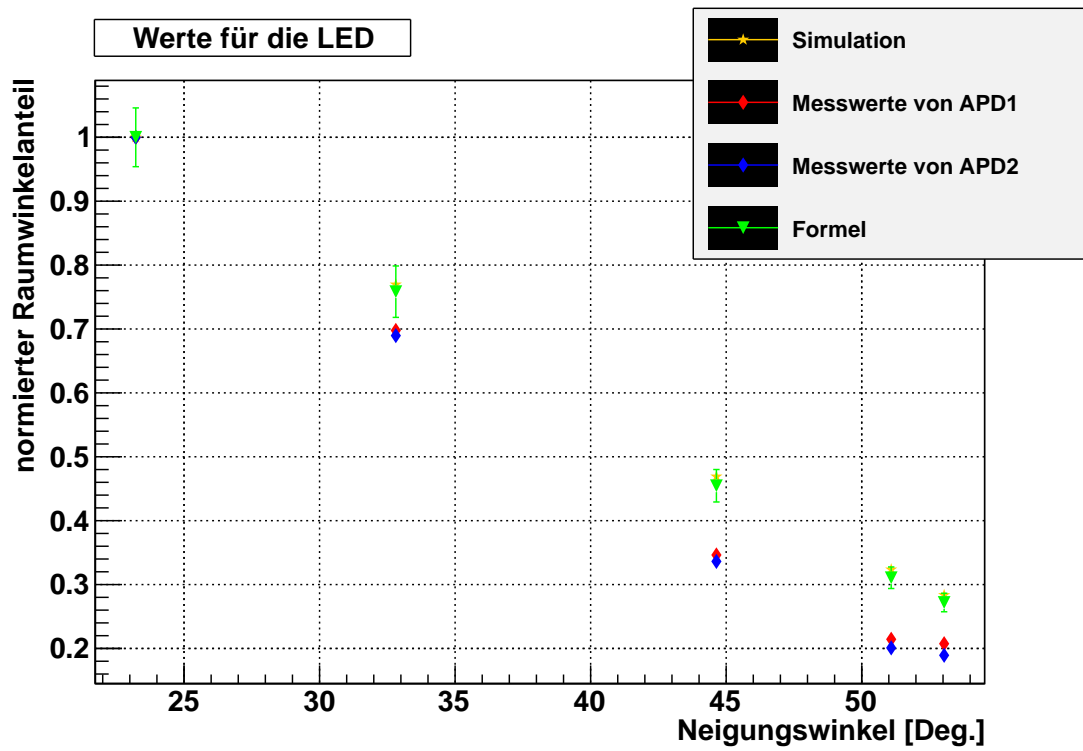


Abbildung 28: Raumwinkelanteil gegen Azimuthwinkel für die LED. Die Werte liegen nah beieinander, sodass eine alternative Darstellung als sinnvoller erachtet wurde.

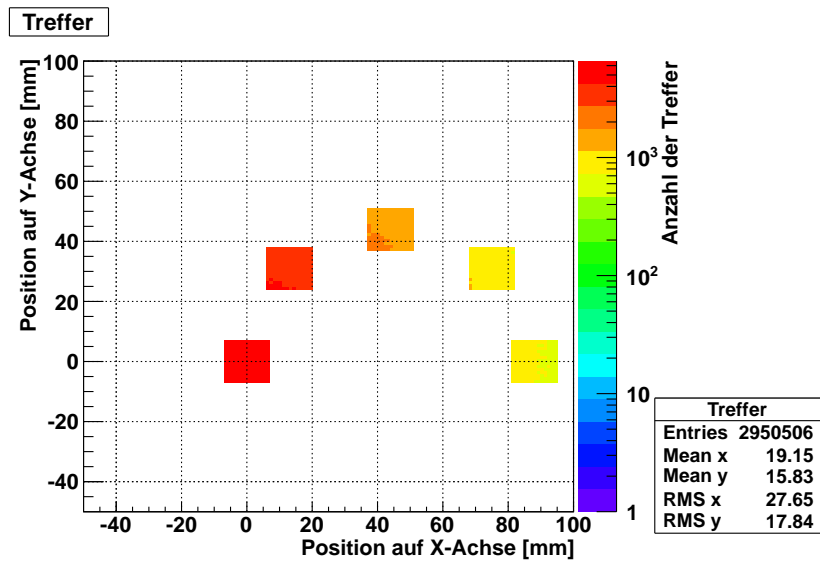


Abbildung 29: Anzahl der Treffer pro Bin für die Simulation der Alpha-Quelle. Ein Bin entspricht einer Fläche von $0,2\text{ mm}$ mal $0,2\text{ mm}$.

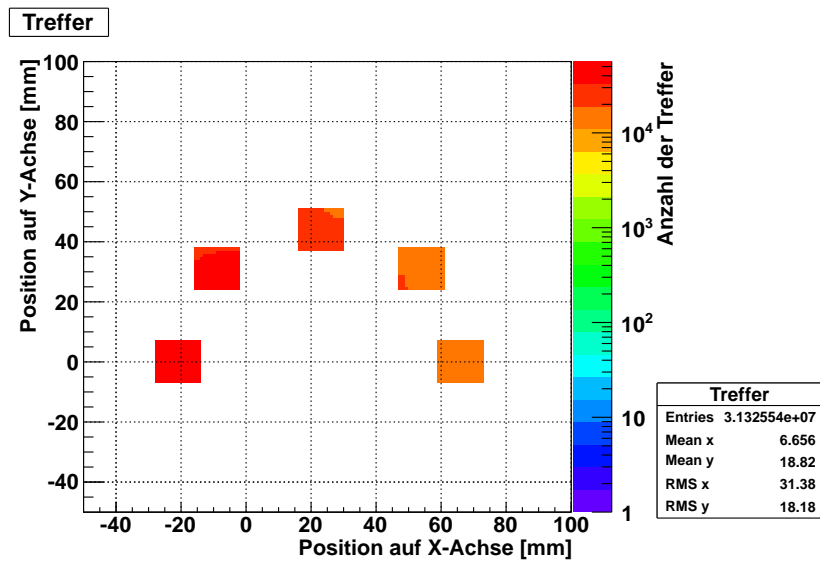


Abbildung 30: Anzahl der Treffer pro Bin für die Simulation des LED-Lichtes. Ein Bin entspricht einer Fläche von $0,2\text{ mm}$ mal $0,2\text{ mm}$.

8.2 Quell-Code der Raumwinkelsimulation

```

#define _USE_MATH_DEFINES
#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include<iostream>
#include<fstream>
#include<cstdlib>
//using namespace std;

void RaumwinkelAlpha()
{
    gROOT->SetStyle("Plain");

    TH1F *h1 = new TH1F("h", "h", 314, 0, TMath::Pi()/2);
    TF1 *Sin = new TF1("Sin","sin(x)",0,TMath::Pi()/2);
    ofstream myfile;

    TCanvas *c1 = new TCanvas();
    c1->SetGrid();
    TCanvas *c2 = new TCanvas();
    c2->SetGrid();

    TH2F *Verteilung = new TH2F("Verteilung","Verteilung",110, -1.1, 1.1, 110, -1.1, 1.1);
    TH2F *Treffer = new TH2F("Treffer","Treffer",150, -50,100,150,-50,100);

    double APDWinkel[5];
    APDWinkel[0] = 0;
    APDWinkel[1] = TMath::Pi()/4;
    APDWinkel[2] = TMath::Pi()/2;
    APDWinkel[3] = TMath::Pi()*3/4;
    APDWinkel[4] = TMath::Pi();

    //Position der Quelle (hier Alha-Quelle)
    double x=44,y=0,z=48.3;
    //Positionen der APD
    double APDx[5],APDy[5],APDz[5];

    for(int i = 0; i<5;i++)
    {
        APDx[i] =x- cos(APDWinkel[i])*43.95;
        APDy[i] =y+ sin(APDWinkel[i])*43.95;
        APDz[i] =z;
        cout<<APDx[i]<<" "<<APDy[i]<<" "<<endl;
    }

    Double_t randx, randy, randz;
    double randphi, randtheta, randr;
    int m[] = {0,0,0,0,0,0};
    myfile.open("Seeds.txt");

    for(int n = 0;n<10000;n++)
    {
        srand( n*18 );
    }
}

```

```

myfile<<n<<endl;
if(n%1000==0)
{
    cout<<n<<endl;
}
for(int i=0; i<10000; i++)
{
    randphi = double(rand())/double(RAND_MAX)*2*TMath::Pi();
    randtheta = Sin->GetRandom(0, TMath::Pi()/2.);
    randr = 1;

    randx = sin(randtheta)*cos(randphi);
    randy = sin(randtheta)*sin(randphi);
    randz = cos(randtheta);

    h1->Fill(randtheta);
    Verteilung->Fill(randx,randy);

    //Gerade aufstellen
    double a,b,c;
    double j = 50/randz;
    a=randx*j;
    b=randy*j;
    c=randz*j;

    //APD-Trefferbedingung
    double f,g,h,k;
    // APD POS 0
    f= APDx[0] +6.5;
    g= APDx[0] -6.5;
    h= APDy[0] +6.5;
    k= APDy[0] -6.5;

    if(a<f & a>g & b<h & b>k)
    {
        m[0]+=1;
    }
    if(a<f+1 && a>g-1 && b<h+1 && b>k-1)
    {
        Treffer->Fill(a,b);
    }

    // APD POS 1
    f= APDx[1] +6.5;
    g= APDx[1] -6.5;
    h= APDy[1] +6.5;
    k= APDy[1] -6.5;

    if(a<f & a>g & b<h & b>k)
    {
        m[1]+=1;
    }
}

```

```
}  
if(a<f+1 && a>g-1 && b<h+1 && b>k-1)  
{  
    Treffer->Fill(a,b);  
}
```

```
// APD POS 2  
f= APDx[2] +6.5;  
g= APDx[2] -6.5;  
h= APDy[2] +6.5;  
k= APDy[2] -6.5;
```

```
if(a<f & a>g & b<h & b>k)  
{  
    m[2]+=1;  
}  
if(a<f+1 && a>g-1 && b<h+1 && b>k-1)  
{  
    Treffer->Fill(a,b);  
}
```

```
// APD POS 3  
f= APDx[3] +6.5;  
g= APDx[3] -6.5;  
h= APDy[3] +6.5;  
k= APDy[3] -6.5;
```

```
if(a<f & a>g & b<h & b>k)  
{  
    m[3]+=1;  
}  
if(a<f+1 && a>g-1 && b<h+1 && b>k-1)  
{  
    Treffer->Fill(a,b);  
}
```

```
// APD POS 4
```

```
f= APDx[4] +6.5;  
g= APDx[4] -6.5;  
h= APDy[4] +6.5 ;  
k= APDy[4] -6.5;
```

```
if(a<f && a>g && b<h && b>k)  
{  
    m[4]+=1;  
}  
if(a<f+1 && a>g-1 && b<h+1 && b>k-1)  
{
```

```

        Treffer->Fill(a,b);
    }
}
//Ränder entfernen
//APD0
for(int randa =43;randa<59;randa++)
{
    for(int randb =43;randb <59;randb++)
    {
        if(randa==43||randa==58)
        {
            Treffer->SetBinContent(randa,randb,0);
        }
    }
}
for(int randb = 43;randb<59;randb++)
{
    for(int randa=43;randa<59;randa++)
    {
        if(randb==43||randb==58)
        {
            Treffer->SetBinContent(randa,randb,0);
        }
    }
}

//APD1
for(int randa =56;randa<72;randa++)
{
    for(int randb =74;randb <90;randb++)
    {
        if(randa==56||randa==71)
        {
            Treffer->SetBinContent(randa,randb,0);
        }
    }
}
for(int randb = 74;randb<90;randb++)
{
    for(int randa=56;randa<72;randa++)
    {
        if(randb==74||randb==89)
        {
            Treffer->SetBinContent(randa,randb,0);
        }
    }
}

//APD2
for(int randa =87;randa<103;randa++)
{

```



```

    for(int randb =87;randb <103;randb++)
    {
        if(randa==87||randa==102)
        {
            Treffer->SetBinContent(randa,randb,0);
        }
    }
}
for(int randb = 87;randb<103;randb++)
{
    for(int randa=87;randa<103;randa++)
    {
        if(randb==87||randb==102)
        {
            Treffer->SetBinContent(randa,randb,0);
        }
    }
}

//APD3
for(int randa =118;randa<134;randa++)
{
    for(int randb =74;randb <90;randb++)
    {
        if(randa==118||randa==133)
        {
            Treffer->SetBinContent(randa,randb,0);
        }
    }
}
for(int randb = 74;randb<90;randb++)
{
    for(int randa=118;randa<134;randa++)
    {
        if(randb==74||randb==89)
        {
            Treffer->SetBinContent(randa,randb,0);
        }
    }
}

//APD4
for(int randa =131;randa<147;randa++)
{
    for(int randb =43;randb <59;randb++)
    {
        if(randa==131||randa==146)
        {
            Treffer->SetBinContent(randa,randb,0);
        }
    }
}
}

```

```

for(int randb = 43;randb<59;randb++)
{
    for(int randa=131;randa<147;randa++)
    {
        if(randb==43||randb==58)
        {
            Treffer->SetBinContent(randa,randb,0);
        }
    }
}
myfile.close();

c1->cd();
gStyle->SetPalette(1);

Verteilung->Draw("colz");
Verteilung->GetXaxis()->SetTitle("Zufallswert in X-Richtung [mm]");
Verteilung->GetYaxis()->SetTitle("Zufallswert in Y-Richtung [mm]");

c2->cd();

Treffer->Draw("colz");
Treffer->GetXaxis()->SetTitle("Position auf X-Achse [mm]");
Treffer->GetYaxis()->SetTitle("Position auf Y-Achse [mm]");
Treffer->GetZaxis()->SetTitle("Anzahl der Treffer");
c2->SetLogz();
TFile *file = new TFile("out.root", "RECREATE");
file->cd();
Treffer->Write();
Verteilung->Write();
cout<<"m: "<<m[0]<<" "<<m[1]<<" "<<m[2]<<" "<<m[3]<<" "<<m[4]<<"
"<<m[5]<<endl;
}

```

Literatur

- [1] AL., DOUGLAS CLOWE ET: *A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter*. The Astrophysical Journal Letters, 648:L111, 2006.
- [2] P. SHAGIN, R. GOMEZ, U. OBERLACK P. CUSHMAN B. SHERWOOD M. MCCLISH R. FARRELL: *Avalanche Photodiode for Liquid Xenon - Scintillation: Quantum Efficiency and Gain*. Journal of Instrumentation, 4, 2009.
- [3] PERKINS, DONALD H.: *Particle Astrophysics*, 2009.
- [4] SISSOL, P.: *Monte-Carlo-Simulationen eines Compton-Streuexperimentes zur Messung der Szintillations- und Ionisationseigenschaften von flüssigem Xenon mit einer Zwei-Phasen-Xenon-Zeitprojektionskammer*, 2012.