

Entwurf und Bau eines PMT-Teststands zur  
Charakterisierung von PMTs des Wasser-  
Cherenkov-Myon-Veto-Systems für XENON1T

von

Daniel Pätzold

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 09)

der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

am 20. Dezember 2011

1. Gutachter: Univ.-Prof. Dr. Uwe Gerd Oberlack

2. Gutachter: Univ.-Prof. Dr. Lutz Köpke



Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 20.Dezember 2011

---



## Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung .....	1
2	Grundlagen.....	2
2.1	Hinweise für die Existenz Dunkler Materie .....	2
2.1.1	Rotationskurven von Spiralgalaxien .....	2
2.1.2	Hinweise für intergalaktische Dunkle Materie.....	4
2.2	Bester Kandidat für Dunkle Materie.....	5
2.3	Detektionsmethoden.....	5
2.4	Das XENON Experiment .....	6
2.4.1	Das Detektionsprinzip .....	6
2.4.2	XENON100 .....	8
2.4.3	XENON1T .....	8
2.4.4	Das Myon-Veto-System von XENON1T .....	9
2.5	Photo-Sekundärelektronenvervielfacher .....	9
2.5.1	Funktionsprinzip .....	10
2.5.2	Empfindlichkeitsbereich und Quanteneffizienz .....	11
2.5.3	Verstärkung .....	12
2.5.4	Dunkelstrom .....	13
2.5.5	Nachpulse .....	15
2.5.6	PMT-Typ von Hamamatsu .....	15
3	Experimenteller Aufbau .....	17
3.1	Lichtdichter Behälter .....	17
3.2	Signalketten der einzelnen Versuchsaufbauten.....	19
3.2.1	Entkopplungsbox.....	19
3.2.2	Vorverstärkter Dunkelstrom .....	19

3.2.3	Licht-Kalibrierung .....	21
3.2.4	Messung für die Bestimmung der Dunkelzählrate.....	23
4	Analyse der Messdaten und Ergebnisse .....	24
4.1	Dunkelzählrate.....	24
4.2	Verstärkung basierend auf Messungen des Dunkelstroms.....	28
4.3	Verstärkung basierend auf Licht-Kalibrierungen.....	33
4.4	Untersuchung der unerwartet großen Verstärkung .....	36
4.5	Abhängigkeit der Verstärkung vom Magnetfeld der Erde .....	40
5	Zusammenfassung und Ausblick.....	41
6	Literaturverzeichnis .....	42
7	Abbildungsverzeichnis .....	44
8	Tabellenverzeichnis.....	45

## 1 Einleitung

Eine überwältigende Vielzahl astronomischer Beobachtungen legt dar, dass unser Universum nur zu einem Bruchteil (4,6%) aus der uns vertrauten Materie besteht, wie sie bereits durch das Standardmodell beschrieben wird. Der Großteil besteht aus einer bisher noch unbekanntem Dunklen Materie (23%) und Dunkler Energie (72%) (Spergel, et al., 2003). Das XENON Projekt beschäftigt sich mit der Suche nach Dunkler Materie, speziell nach den vermutlich besten Kandidaten, den sogenannten "Weakly Interacting Massive Particles" (WIMPs). Der direkte Nachweis soll durch den Einsatz doppelphasiger Zeitprojektionskammern, mit flüssigem Xenon als Zielmaterial für die WIMP Streuung gelingen. Eine Serie von Experimenten dieser Art, die mit XENON10 begann und aktuell mit XENON100 anhält soll in XENON1T, der geplanten neuen Generation fortgesetzt werden. Ziel dieser dritten Stufe ist, eine Sensitivität für die Spin-unabhängige, elastische WIMP-Nukleon-Streuung bis zu einem Streuquerschnitt von der Größenordnung  $10^{-47} \text{ cm}^2$  zu erreichen. Eine Grundvoraussetzung hierfür ist es, den Einfluss des Signalhintergrundes bei den durchzuführenden Messungen gegenüber den Vorgängerexperimenten deutlich zu verringern. Der Hintergrund wird dabei durch den Detektor selbst, durch natürliche Radioaktivität aus der Umgebung und darüberhinaus durch kosmische Myonen verursacht. Um Letztere zu reduzieren, werden die Messungen in einem Untergrundlaboratorium (Gran Sasso, Italien) durchgeführt. Die Myonen können allerdings nicht vollständig abgeschirmt werden. Die übriggebliebenen erreichen den Detektor weiterhin und können durch induzierte, energiereiche Neutronen zu WIMP-ähnlichen Hintergrundereignissen führen. Um diese Signale von den erwünschten, echten WIMP-Signalen unterscheiden zu können, soll für XENON1T ein Wasser-Cherenkov-Myon-Veto konstruiert werden. Hierzu soll ein Wassertank, der den zukünftigen Detektor umgeben wird, unter anderem mit Photo-Sekundärvervielfachern (PMT) ausgestattet werden. Um eine möglichst hohe Effektivität des Myon-Veto-Systems zu gewährleisten, müssen deren Eigenschaften wohlbekannt sein. Die vorliegende Diplomarbeit stellt einen Teil der Tests dar, die zu der Charakterisierung der PMT durchgeführt werden müssen.

## 2 Grundlagen

Bevor in diesem Kapitel näher auf das XENON-Experiment, das geplante Myon-Veto-System sowie auf dessen vorgesehene PMTs eingegangen wird, soll eine kurze Motivation bezüglich der Dunklen Materie gegeben werden.

### 2.1 Hinweise für die Existenz Dunkler Materie

#### 2.1.1 Rotationskurven von Spiralgalaxien

Galaxien rotieren um ihren Schwerpunkt, d.h. die Objekte der Galaxie (u.a. Sterne) bewegen sich auf stabilen Umlaufbahnen um diesen Schwerpunkt. Ihre jeweilige Rotationsgeschwindigkeit ( $v$ ) folgt aus dem Gleichgewicht von Radialkraft und Gravitationskraft und ist für den Spezialfall einer isotropen Massendichteverteilung nur abhängig vom Abstand ( $R$ ) zum Schwerpunkt der Galaxie:

$$v(R) = \sqrt{\frac{GM(R)}{R}}$$

Dabei ist die Masse ( $M$ ) gegeben durch das Integral der radialen Massendichteverteilung  $\rho$  über den jeweiligen Ausschnitt der Galaxie:

$$M(R) = 4\pi \int_0^R \rho(r)r^2 dr$$

Beobachtungen vieler Spiralgalaxien zeigen, dass die Rotationsgeschwindigkeit zunächst ansteigt, je weiter man sich vom Schwerpunkt der Galaxie entfernt. Beim Überschreiten des sichtbaren Randes der Galaxie wird die Rotationskurve dann nahezu unabhängig von  $R$ , und verläuft angenähert flach (siehe Fehler! Verweisquelle konnte nicht gefunden werden.).



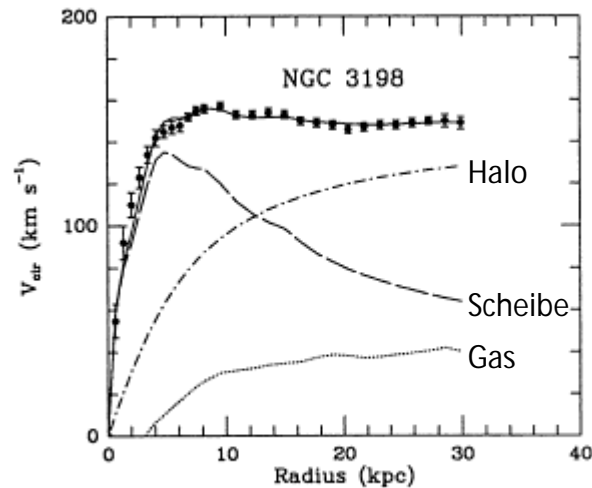


Abbildung 1: Gemessene Rotationskurve der Galaxie NGC3198 nach (Begeman, et al., 1991)  
Anpassung eines DM-Halo-Modells an die Daten (durchgezogene Linie); Die einzelnen Komponenten sind ebenfalls eingezeichnet.

Beständen Galaxien allerdings hauptsächlich aus leuchtender, sichtbarer Materie (z.B. Sterne, heiße Gaswolken) dann müsste die Rotationsgeschwindigkeit für Abstände  $R$ , die über den sichtbaren Rand der Galaxie hinausgingen, proportional zu  $\sqrt{R^{-1}}$  abfallen. Ab dort stiege  $M(R)$  nämlich kaum bis gar nicht mehr an, da der Großteil der Gesamtmasse schon im betrachteten Ausschnitt enthalten wäre. Die beobachteten Geschwindigkeiten sind also auf Grundlage der sichtbaren Materie nicht zu verstehen, da die Gesamtheit ihrer Anziehungskräfte nicht ausreichend wäre, um die Galaxie überhaupt zusammenzuhalten. Die Beobachtungen ließen sich allerdings durch einen zusätzlichen sphärischen Halo aus nicht leuchtender, Dunkler Materie erklären. Im Kontext des obigen, vereinfachenden Spezialfalls hieße dies, dass die Gesamtmasse also über den Rand der sichtbaren Materie hinaus linear mit dem Abstand vom Galaxienschwerpunkt ansteigen könnte, wenn dort gelte, dass  $\rho(R) \propto R^{-2}$  und somit  $M(R) \propto R$  wäre.

Auch für unsere Galaxie wurde bereits die Rotationskurve vermessen. Die Ungenauigkeiten sind jedoch relativ größer, da zum Beispiel die Beobachtung nicht von außerhalb durchgeführt werden konnte, wie es für fremde Galaxien der Fall ist. Trotzdem lässt sich ein flacher Verlauf für große Abstände bestätigen, der ebenfalls über einen nicht-baryonischen, sphärischen Halo erklären ließe (Klypin, et al., 2002).

### 2.1.2 Hinweise für intergalaktische Dunkle Materie

Auch für größere Strukturen wie etwa Galaxienhaufen wurden erhebliche Massediskrepanzen festgestellt, die sich ebenfalls darin äußern, dass beobachtete Gravitationseffekte bei weitem nicht durch die leuchtende Materie alleine verursacht werden können.

Die astronomischen Daten für diese Erkenntnisse wurden auf unterschiedlichste Weisen gewonnen. Zum Beispiel wurde die mittlere Geschwindigkeit von Galaxien im Coma-Cluster über deren Rotverschiebung bestimmt (Zwicky, 1933). Das Ergebnis fiel deutlich höher aus, als es, von der Gesamtmasse der sichtbaren Materie in den Galaxien ausgehend, erwartet wurde. Mit Hilfe des Virialsatzes ließ sich die Masse des Galaxienhaufens abschätzen, die mindestens zehnmal größer sein müsste als die der leuchtenden Materie, damit sich die Stabilität des Coma-Cluster erklären ließe. Schon damals wurde vermutet, dass es eine nicht sichtbare, Dunkle Materie geben müsse, die verhindere, dass die Galaxien des Clusters nicht auseinander flögen.

Eine andere Methode die Masse von Galaxienhaufen zu bestimmen, ist die Vermessung der Röntgenstrahlung die von heißen intergalaktischen Gasen emittiert wird. Die thermische Dynamik der Gase im Gravitationsfeld des jeweiligen Galaxienhaufens lässt Rückschlüsse auf die zugrunde liegende Gesamtmasse zu (Bahcall, et al., 1977). Solche heißen Gase stellen zwar den Großteil der strahlenden Materie von Galaxienhaufen dar, sie machen allerdings nur Bruchteile der jeweiligen Gesamtmasse aus.

Ein weiterer Gravitationseffekt, mit dem die gesamte Masse von Galaxienhaufen ermittelt werden kann, und zwar unabhängig von der Art der Materie, ist der Gravitationslinseneffekt (Einstein, 1936). Dabei wird ausgenutzt, dass Lichtstrahlen im Gravitationsfeld großer Massen gebeugt werden. Liegt zum Beispiel ein massereiches Objekt, etwa ein Galaxienhaufen, zwischen einem Stern und seinem Beobachter, so wirkt dessen Gravitationsfeld, ähnlich wie eine optische Sammellinse, fokussierend auf das Licht des Sterns. Mit Hilfe des Gravitationslinseneffektes konnte außerdem am Beispiel des „Bullet-Cluster“ bewiesen werden, dass die beobachteten Massediskrepanzen tatsächlich durch Dunkle Materie zu erklären, und nicht möglicherweise durch eine Korrektur des Gravitationsgesetzes (Clowe, et al., 2006), (Milgrom, et al., 1985).

## 2.2 Bester Kandidat für Dunkle Materie

Gute Kandidaten für dunkle Materie sind sogenannte WIMPs (Weakly Interacting Massive Particle). Dabei handelt es sich um hypothetische Teilchen, welche die nötigen Voraussetzungen erfüllen, die aufgrund von bisherigen Beobachtungen an Dunkle Materie (DM) gestellt werden. Sie sind stabil und verfügen über eine Masse (in der Größenordnung von  $\text{GeV}/c^2$  bis  $\text{TeV}/c^2$ ), um, verteilt über die vermuteten DM-Halos, die beobachteten Gravitationseffekte hervorrufen zu können. Darüberhinaus sind sie eine elektrisch neutrale Form nichtbaryonischer Materie und interagieren nur in der Größenordnung der schwachen Wechselwirkung mit ihrer Umgebung. Dies ist unter anderem eine Notwendigkeit, um zu erklären, wie sich die heute existierenden Galaxien nach dem Urknall überhaupt erst haben bilden können (White, et al., 1978). Außerdem dürfen WIMP-Geschwindigkeiten nicht relativistisch sein, um die beobachteten Strukturen hervorbringen zu können (Blumenthal, et al., 1984).

Ein favorisiertes Beispiel für ein solches Teilchen ist das sogenannte Neutralino, das leichteste und daher stabile, neutrale Teilchen in Theorien der Supersymmetrie (Bertone, et al., 2004).

## 2.3 Detektionsmethoden

Dunkle Materie (in Form von WIMPs) ließe sich prinzipiell auf drei verschiedenen Wegen nachweisen.

Sie könnte in Teilchenbeschleunigern mit ausreichend großer Schwerpunktenenergie durch Teilchenkollisionen erzeugt werden, und würde aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung mit baryonischer Materie aus den Detektoren entweichen. Bei der Rekonstruktion der Kollisionsereignisse äußerten sich die DM-Teilchen also als fehlende Energie.

Eine weitere Methode stellt der indirekte Nachweis über die verstärkten Annihilationsprozesse zum Beispiel in Sternen dar. DM-Teilchen im Galaktischen Halo würden von der großen Masse eines Sterns angezogen. Dort würden sie durch Stöße mit Nukleonen Energie verlieren und gefangen. Dies führte zu einer erhöhten

Wahrscheinlichkeit, auf Andere zu treffen und mit ihnen zu annihilieren<sup>1</sup>. Die freigesetzte Energie würde andere Teilchen-Antiteilchen-Paare erzeugen und somit deren Fluss für entsprechende Experimente, die nach ihnen suchten erhöhen, und zwar abhängig von der Dichte der Dunklen Materie.

Eine andere Methode ist der direkte Nachweis durch elastische Streuung der DM-Teilchen im Material eines Detektors (Goodman, et al., 1985). Dabei soll die Masse des entweichenden Projektils über die Rückstoßenergie des Target-Kerns mit Hilfe von Wärmefreisetzung, Szintillation und/oder Ionisation bestimmt werden.

### 2.4 Das XENON Experiment

Die XENON-Kollaboration sucht mit Hilfe der direkten Methode nach WIMPs und verwendet dafür flüssiges Xenon als Zielmaterial. In einer Zeitprojektionskammer (TPC: Time-Projection-Chamber), soll die Wechselwirkung eines WIMP, über die gleichzeitige Messung eines charakteristischen Szintillations- und Ionisationssignals nachgewiesen werden. Xenon hat eine hohe Massenzahl ( $A=131$ ) und eignet sich daher gut für den WIMP-Nachweis, da der Wirkungsquerschnitt (für eine Spin-unabhängige Wechselwirkung) proportional zum Quadrat der Massenzahl ist.

#### 2.4.1 Das Detektionsprinzip

Die TPC des XENON-Detektors enthält eine flüssige und eine gasförmige Phase des hochreinen Xenons. Durch zwei Gitter über und unter dem Zielvolumen des flüssigen Xenons wird ein mäßiges, elektrisches Driftfeld von oben nach unten angelegt. Die TPC ist zusätzlich von Leiterringen umgeben, die helfen sollen das Feld an den Seiten homogener zu machen. Außerdem ist sie von innen mit Teflon ausgekleidet, um somit das Reflektionsvermögen der Innenwände zu erhöhen. Zur Detektion der Szintillationssignale im Bereich der Vakuum-Ultraviolett-Strahlung werden PMT verwendet, die im oberen und unteren Teil der TPC angeordnet sind, so dass sie beide Xenon-Phasen abdecken. Durch die Wechselwirkung eines WIMP im Zielvolumen wird Licht ausgesandt. Zusätzlich zu diesem primären Szintillationssignal (S1) werden durch Ionisation Elektronen freigesetzt, die im angelegten elektrischen Feld zur Gasphase driften. Kurz vor der

---

<sup>1</sup> Neutralinos wären Majorana-Teilchen und somit ihre eigenen Antiteilchen und könnten daher untereinander annihilieren.

Gasphase passieren die Elektronen das obere Driftfeldgitter. Über diesem befindet sich ein weiteres Gitter. Ein großes elektrisches Feld zwischen beiden bewirkt, dass die Elektronen aus der flüssigen in die Gasphase übergehen, anschließend verstärkt werden und ein zweites, proportionales Szintillationssignal ( $S_2$ ) erzeugen.

Die erwartete Wechselwirkungsrate der WIMPs ist sehr niedrig, so dass abhängig von der Masse des Detektormaterials nur wenige Ereignisse pro Jahr zu messen sein sollten. Darüberhinaus ist es besonders wichtig, den vielfach höheren Beitrag durch unerwünschte Hintergrundereignisse so weit es geht zu minimieren. Zum einen werden solche Experimente in tiefen Untergrundlaboratorien durchgeführt, um den Fluss kosmischer Strahlung durch den Detektor zu reduzieren. Zum anderen werden spezielle Materialien mit möglichst niedrigen Anteilen von natürlicher Radioaktivität bei der Fertigung des Detektors ausgewählt. Um das Experiment gegenüber natürlichen Strahlungsquellen aus dessen nahen Umgebung abschirmen zu können wird zusätzlich ein mehrschichtiges, passives Schild verwendet. Der verbleibende Strahlungsuntergrund liefert dennoch störend hohe Ereignisraten und wird hauptsächlich durch Gammastrahlung und von Elektronen aus Betazerfällen verursacht. Diese streuen an den Elektronen der Target-Atome und erzeugen durch den Elektronenrückstoß ein falsches Signal im Detektor. Solche falschen Signale von denen unterscheiden zu können, die durch Kernrückstöße also durch WIMP-Wechselwirkung verursacht werden, ist daher sehr wichtig. Hierfür wird ausgenutzt, dass sich das Verhältnis der beiden Szintillationssignale ( $S_2/S_1$ ) für falsche und WIMP-Signale ausreichend unterscheidet. Erstere können also effektiv diskriminiert werden.

Die Struktur des Detektors erlaubt eine räumliche Bestimmung des Wechselwirkungsgebiets mit einer Auflösung im Millimeterbereich. Dabei liefert die obere PMT-Anordnung die nötige Information zur Position in der x-y-Ebene, während der Zeitunterschied zwischen  $S_1$  und  $S_2$  einen Rückschluss auf die z-Koordinate zulässt. Damit ist es möglich, das Zielvolumen auf einen Bereich einzuschränken, welcher wegen der abschirmenden Eigenschaften des Xenons ärmer an Untergrundstrahlung ist. Durch den Ausschluss von Ereignissen, die außerhalb des so definierten Bereichs passieren, kann die Selbstabschirmung also optimal ausgenutzt werden.

### 2.4.2 XENON100

Das aktuell laufende Experiment XENON100 (Aprile, et al., 2011) ist im italienischen Gran-Sasso-Untergrundlabor (LNGS) untergebracht und verfügt über ein aktives Zielvolumen aus 62kg flüssigen Xenons. Letzte Resultate von 100,9 Tagen Messung haben zwar nicht die Entdeckung von WIMPs bestätigen können, jedoch wurde die Obergrenze für die Stärke der Wechselwirkung von Dunkler Materie mit baryonischer Materie neu gesetzt (Aprile, et al., 2011). Das letztendlich angestrebte Ziel von XENON100 ist, eine Empfindlichkeit für die Spin-unabhängige elastische WIMP-Nukleon-Streuung mit Wirkungsquerschnitten von  $2 \times 10^{-45} \text{cm}^2$  für eine WIMP-Masse von  $100 \text{GeV}/c^2$  zu erreichen und somit bei der Suche nach dem WIMP immer weiter in den theoretisch bevorzugten Bereich des Parameterraums aus Streuquerschnitt und WIMP-Masse vorzudringen. Neue Resultate sind für 2012 zu erwarten.

### 2.4.3 XENON1T

An der neuen Generation des Detektors wird bereits gearbeitet. XENON1T wird insgesamt etwa 2,5t flüssigen Xenons beherbergen. (Das tatsächlich berücksichtigte Zielvolumen wird mit Hilfe der 3D-Rekonstruktion der Wechselwirkungspositionen ungefähr eine Tonne des Xenons beinhalten.) Der Detektor soll die Empfindlichkeit von XENON100 um zwei Größenordnungen übertreffen und einen WIMP-Nukleon-Streuquerschnitt im Bereich von  $10^{-47} \text{cm}^2$  erreichen. Dafür muss jedoch die Unterdrückung von Hintergrundereignissen verbessert werden. Dabei wird nicht nur die Diskriminierung von Elektronenrückstößen weiterentwickelt, sondern auch das Problem WIMP-ähnlicher Signale angegangen, die nicht über das Verhältnis der Szintillationssignale  $S_2/S_1$  auszusondern sind. Solche Signale entstehen durch Neutronenstrahlung, die aus der Umgebung oder von den Komponenten des Detektors selbst stammt. Der Beitrag des Letzteren kann wieder durch eine sorgfältige Auswahl der verwendeten Materialien minimiert werden. Neutronen aus externen Quellen lassen sich teilweise durch passive Abschirmungen absorbieren. Hierzu wurde ein großer Wassertank vorgesehen, der den Detektor umgeben soll. Zusätzlich soll der Tank als ein aktives Myon-Veto-System eingesetzt werden.

#### 2.4.4 Das Myon-Veto-System von XENON1T<sup>2</sup>

Ebenso wie XENON100 soll XENON1T im LNGS in Italien betrieben werden. Wie bereits erwähnt werden Experimente zum direkten Nachweis von DM-Teilchen in Untergrundlaboren durchgeführt, um somit den Beitrag von kosmischer Strahlung zum Hintergrund zu verringern. Zu dieser kosmischen Strahlung zählen unter anderem Myonen, die beim Zerfall der kosmischen Primärstrahlung in der Atmosphäre entstehen und die Erdoberfläche erreichen können. Die Abschirmung im Untergrundlabor des LNGS schwächt den Fluss der Myonen auf  $1/(m^2h)$  ab. Die durchschnittliche Energie dieser Myonen beträgt ungefähr 270GeV. Dies reicht aus, in den Detektorbestandteilen und dem Felsgestein der Umgebung Neutronen durch elektromagnetische und hadronische Schauer zu bilden. Durchdringen solche Neutronen das aktive Zielvolumen des Detektors können sie elastisch mit den Xenonkernen stoßen. Dadurch werden WIMP-ähnliche Signale erzeugt. Mit Hilfe des Myon-Vetos soll dieser störende Beitrag zum Hintergrund reduziert werden. Hierzu sollen zusätzlich mehrere PMT in der Innenseite des geplanten Wassertanks angeordnet werden.

Wenn die elektrisch geladenen Myonen den Wassertank durchqueren, polarisieren sie die Wassermoleküle entlang ihrer Flugbahn. Aufgrund der entsprechenden Beschleunigung der Ladungen in den Wassermolekülen werden dann elektromagnetische Wellen emittiert, welche in fast allen Richtungen destruktiv interferieren. Da sich die hochenergetischen Myonen jedoch schneller als die Phasengeschwindigkeit des Lichts in Wasser bewegen, kommt es in einem in Flugrichtung geöffneten Kegel zur konstruktiven Interferenz (Cherenkov, 1958). Das so emittierte Cherenkov-Licht kann von den PMT detektiert werden. Signale, welche durch entsprechende Neutronen im DM-Detektor verursacht werden, ließen sich also prinzipiell durch die Markierung ihrer „Erzeuger“-Myonen aussondern, falls diese den Wassertank passierten.

#### 2.5 Photo-Sekundärelektronenvervielfacher

Ein Photo-Sekundärelektronenvervielfacher oder Photomultiplier-Tube, kurz PMT, dient im Wesentlichen als Sensor für Licht geringster Intensitäten (einzelne/wenige Photonen). Er wandelt einfallende Photonen unter Ausnutzung des photoelektrischen Effektes in

---

<sup>2</sup>Siehe Literaturverzeichnis für (Knapp, 2009)

einzelne Elektronen um und vervielfacht diese zusätzlich zu einer für Messungen ausreichend großen, elektrischen Ladung. Die nachfolgenden Abschnitte beschreiben die hierbei ablaufenden Prozesse und einige wichtige Kenngrößen, welche zur Charakterisierung eines PMT dienen. Außerdem wird auf das spezielle PMT-Modell eingegangen, das für den Einsatz im Myon-Veto-System von XENON1T vorgesehen ist.

### 2.5.1 Funktionsprinzip

Allgemein besteht ein PMT aus einem Eintrittsfenster, einer Photokathode, Elektroden zur Fokussierung, einem Elektronenvervielfacher und einer Anode. Der Elektronenvervielfacher setzt sich aus einer Reihe von Elektroden (Dynoden) zusammen. Alle Bestandteile befinden sich in einer evakuierten Glasröhre. Fällt Licht durch das Eintrittsfenster können die zugehörigen Photonen in dem Halbleitermaterial der Photokathode absorbiert werden und ihre Energie jeweils an ein Elektron abgeben. Ist die pro Photon übertragene Energie groß genug, um die Energielücke zwischen Valenzband und Leitungsband zu überbrücken, können diese Elektronen in Richtung Oberfläche der Photokathode diffundieren. Dauert die Wanderung zu lange, wird der Energieverlust durch Kollisionen mit anderen Elektronen zu hoch und sie fallen wieder zurück ins Valenzband (Rekombination). Erreichen sie jedoch rechtzeitig die Oberfläche, werden sie als Photoelektronen emittiert, vorausgesetzt ihre verbleibende Energie reicht aus, um die Potenzialbarriere (Elektronenaffinität) zwischen Material und Vakuum zu überwinden. Die emittierten Photoelektronen werden dann durch ein statisches, elektrisches Feld von der Photokathode hin zur ersten Dynode beschleunigt. Dabei bewirken Fokussierelektroden, dass möglichst alle Photoelektronen die erste Dynode erreichen. Dort angekommen läuft ein ähnlicher Prozess ab wie bei der photoelektrischen Emission: Es kommt zur Sekundäremission, wobei die eintreffenden Photoelektronen gewissermaßen die Rolle der Photonen übernehmen. Durch die Beschleunigung war der Energiegewinn so groß, dass pro Photoelektron gleich mehreren Elektronen des Dynodenmaterials durch Energieübertragung die nötige Austrittsarbeit zugeführt wird, so dass sie zur Oberfläche diffundieren und ausgelöst werden können. Die Zahl dieser Sekundärelektronen hängt von dem Dynodenmaterial und der Energie der Primärelektronen ab und wird Sekundärelektronenkoeffizient ( $\delta$ ) genannt. Konventionelle Dynoden zeigen typische Werte für  $\delta$  zwischen 4 bis 6 bei einigen 100eV pro Primärelektron und maximal etwa 10



bei 1keV (Knoll, 2010). Jedes der emittierten Elektronen wird danach zur zweiten Dynode beschleunigt und verursacht dort ebenfalls Sekundäremission. Dieser Prozess wiederholt sich für alle nachfolgenden Dynoden. Der Strom der Sekundärelektronen der letzten Dynode wird schließlich von der Anode eingesammelt. Das Ausgangssignal für ein einzelnes Ereignis hängt von der jeweiligen Beschaltung des PMT ab. Zum Beispiel kann es gemessen werden als der Puls einer sich zeitlich ändernden Spannung, die über dem Lastwiderstand einer nachfolgenden elektronischen Schaltung abfällt, durch den der Anodenstrom fließt. Jedenfalls ist es bestimmt durch die vervielfachte elektrische Ladung, die an der Anode ankommt. Bei  $n$  Dynodenstufen und  $N$  ursprünglichen Photoelektronen ergibt sich die resultierende Vervielfachung näherungsweise also aus dem Produkt der Sekundärelektronenkoeffizienten ( $\delta_i$ ) der einzelnen Stufen:  $\alpha N \delta_1 \delta_2 \cdots \delta_n$ . Der Faktor  $\alpha$  stellt den Anteil der Photoelektronen dar, welche tatsächlich vom Elektronenvervielfacher eingesammelt werden (Sammelwirkungsgrad). Bei 10 Dynoden und einem durchschnittlichen Wert der Sekundärelektronenkoeffizienten von 5 erhielte man eine Vervielfachung pro Photoelektron von etwa  $10^7$ . Die elektrischen Felder für die Beschleunigung der Elektronen werden durch eine Vorspannung am PMT geliefert. Sie wird zum Beispiel durch eine Hochspannungsquelle bereitgestellt und über eine Spannungsteilerschaltung auf die Kathode, die Anode sowie sie einzelnen Dynodenstufen verteilt. Dafür gibt es zwei Möglichkeiten: Positive oder negative Polarität. Die Anode wird also entweder auf ein positives Potenzial gelegt oder geerdet. Die Kathode wird entsprechend geerdet bzw. auf negatives Potenzial gelegt. Mit Hilfe des Spannungsteilers steigt das Potenzial in jedem Fall von der Kathode zur Anode hin an, und zwar stufenweise von Dynode zu Dynode. Die Spannung zwischen der Kathode und der ersten Dynode ist dabei meist um ein Vielfaches größer als zwischen den darauffolgenden Dynodenstufen, damit möglichst viele der Photoelektronen die erste Dynode erreichen.

### 2.5.2 Empfindlichkeitsbereich und Quanteneffizienz

Die Empfindlichkeit eines PMT gegenüber Licht lässt sich unter anderem durch seine Quanteneffizienz beschreiben. Diese ist definiert als das Verhältnis aus der Zahl der Photoelektronen und der Anzahl der einfallenden Photonen. Da die Wahrscheinlichkeit der photoelektrischen Emission mit der Energie des absorbierten Photons ansteigt, hängt die Quanteneffizienz stark von der Wellenlänge des einfallenden Lichts ab. Für kleiner

werdende Wellenlängen nimmt sie also zu, und zwar solange bis einfallende Photonen die Photokathode nicht mehr erreichen können. Die Wellenlänge ist dann so klein, dass die Photonen bereits im Glas des Eintrittsfensters absorbiert werden. Zum Beispiel absorbiert das häufig verwendete Borosilikatglas alle Wellenlängen unterhalb 300nm (Hamamatsu Photonics, 2006). Um speziell UV-Licht nachweisen zu können, werden andere Materialien für das Eintrittsfenster gewählt. Für große Wellenlängen ist die Lichtempfindlichkeit durch das Material der Photokathode selbst begrenzt. Bei zu kleinen Photonenenergien kann die zur photoelektrischen Emission nötige Austrittsarbeit einfach nicht mehr geliefert werden. Entsprechend fällt die Quanteneffizienz stark ab. Das Maximum der Quanteneffizienz (innerhalb des Empfindlichkeitsbereiches) ist abhängig von der Photokathode und wird für konventionelle Typen (z.B. aus Alkaliverbindungen) nicht größer als 20-30%. Das heißt, über 70% der einfallenden Photonen werden nicht detektiert. Neuere Materialien zeigen Werte der maximalen Quanteneffizienz von 35% und 43% (Superalkali bzw. Ultralkali) (Hamamatsu Photonics, 2010).

### 2.5.3 Verstärkung

Die Verstärkung ( $G$ ) des Photostroms ( $I_P$ ), der von der Photokathode emittierten Photoelektronen zu dem resultierenden Anodenstrom ( $I_A$ ), der sich aus den Sekundärelektronen zusammensetzt, wächst mit zunehmender PMT-Vorspannung. Dies ist intuitiv leicht verständlich, weil mit zunehmender Spannung die Elektronen stärker beschleunigt werden und gleichzeitig mit der Energie der Primärelektronen auch die Wahrscheinlichkeit für Sekundäremission ansteigt. Wie bereits oben erwähnt, lässt sich die Verstärkung vereinfacht als das Produkt aus dem Sammelwirkungsgrad ( $\alpha$ ) und den Sekundärelektronenkoeffizienten ( $\delta_i$ ) der einzelnen Dynoden ausdrücken:

$$G = \frac{I_A}{I_P} = \alpha \prod_{i=1}^n \delta_i = \alpha \prod_{i=1}^n k_i (U_i)^\beta,$$

$$k_i = \text{konst.}, \beta \in (0,6; 0,8)$$

Im letzten Schritt wurde darüberhinaus ausgenutzt, dass die einzelnen Sekundärelektronenkoeffizienten Funktionen der Spannung ( $U_i$ ) der jeweiligen Dynodenstufe sind. Die  $k_i$  sind Konstanten und der Exponent  $\beta$  liegt zwischen den Werten

0,6 und 0,8 (Photonis, 2002). Wird die Vorspannung ( $U_{HV}$ ) des PMT durch den Spannungsteiler gleichmäßig über alle Stufen verteilt, so sollten die Sekundärelektronenkoeffizienten in diesem zusätzlich vereinfachten Fall alle gleich groß sein:

$$\langle \delta_i = \delta \rangle \Leftrightarrow \left( k_i = k, U_i = U = \frac{U_{HV}}{n + 1} \right), \forall i$$

Die Verstärkung ist dann folglich proportional zu einer Potenz der Vorspannung:

$$G = \alpha (kU)^{\beta n} = K (U_{HV})^{\beta n},$$

$$K = \alpha \frac{k^n}{(n + 1)^{\beta n}}$$

Dieser Abschätzung nach würde die Verstärkung eines betreffenden PMT, der über 10 Dynoden verfügte, für  $\beta=0,7$  mit der siebenfachen Potenz der Vorspannung variieren. Sollen derart verursachte Schwankungen in der Verstärkung während einer Messung nicht größer als 1% sein, müsste die Vorspannung also innerhalb von etwa 1,5‰ stabil gehalten werden.

#### 2.5.4 Dunkelstrom

Der sogenannte Dunkelstrom eines PMT bewirkt, dass selbst dann ein Signal an dessen Ausgang zu messen ist, wenn kein Licht auf die Photokathode fällt.

Dieser Strom wird teilweise durch thermische Emission aus der Photokathode oder den einzelnen Dynoden verursacht. Es handelt sich dabei um Elektronen, für welche die Austrittsarbeit für den Übergang aus dem Material ins Vakuum durch Wärmeenergie geliefert wird. Der Effekt lässt sich daher beim Übergang zu kleineren Umgebungstemperaturen in begrenztem Maße reduzieren. In jedem Falle ist der Beitrag von den Dynoden viel kleiner als der von der Photokathode, da sie eine geringere Fläche aufweisen und ihre ausgelösten Elektronen außerdem weniger stark vervielfacht werden. Der durch thermische Emission hervorgerufene Teil des Dunkelstroms hängt also von der Verstärkung des PMT ab. Er verändert sich daher auch in ähnlicher Weise wie die Verstärkung mit der Vorspannung.

Darüberhinaus wird der Dunkelstrom durch Leckstrom unter anderem zwischen der Anode und der letzten Dynode vergrößert, verursacht durch den endlichen elektrischen Widerstand des betreffenden Isolators. Der Leckstrom ist also proportional zur Vorspannung und wird sich daher gegenüber der thermischen Emission nur für kleine Spannungen dominierend auswirken.

Für hohe Vorspannungen wird der Dunkelstrom dagegen vermehrt durch Feldemission hervorgerufen, da dann die herrschenden elektrischen Felder stark genug sind um Elektronen direkt aus den Dynoden herauszulösen.

Obwohl die Glasröhre eines PMT evakuiert ist, gibt es aufgrund des endlichen Druckes von  $10^{-6}$  bis  $10^{-5}$  Pa (Hamamatsu Photonics, 2006) in dessen Inneren dennoch Restatome, die durch Stoßionisation den Dunkelstrom vergrößern können. Werden die Atome nämlich durch die beschleunigten Elektronen ionisiert, so wandern sie ihrerseits vom vorliegenden Potentialgefälle beschleunigt in Richtung der Photokathode. Erreichen sie diese, lösen sie dort durch sekundäre Emission eine Vielzahl von Elektronen heraus, welche nach ihrer Vervielfachung einen großen Signalpuls ergeben.

Eine weitere Quelle für den Dunkelstrom ergibt sich aus Kosmischer Strahlung, und zwar in Form von Myonen, welche durch Cherenkov-Licht viele Photoelektronen auslösen können, wenn sie durch die Glashülle eines PMT fliegen. Diese Ereignisse führen ebenfalls zu entsprechend großen Pulsen am Ausgang des PMT.

Auch (natürliche) radioaktive Quellen in der Umgebung oder in den Bestandteilen der PMT selbst tragen zum Dunkelstrom bei. Zum Beispiel sind in der Glashülle der meisten PMT Spuren von  $K^{40}$  enthalten, das hauptsächlich durch Elektroneneinfang und  $\beta^-$ -Zerfall umgewandelt wird (Leutz, 1985). Die Emission von  $\gamma$ - bzw.  $\beta$ -Strahlung verursacht jedenfalls Dunkelstrom durch Szintillation.

Die Gegenwart des Dunkelstroms ist generell ein Problem bei der Registrierung der tatsächlichen Signalpulse. Durch Dunkelstrom verursachte Pulse sind allerdings erfolgreich zum Beispiel bezüglich ihrer Höhen zu diskriminieren, solange diese nicht vergleichbar mit der mittleren Höhe der Signalpulse von Interesse werden. Dies könnte in Messungen der Fall sein, für die aufgrund sehr geringer Lichtintensitäten nur wenige Photonen zu detektieren wären. Die resultierenden PMT-Pulse wären dann zum Beispiel

nicht mehr von den Pulsen aus thermischer Emission zu unterscheiden. Es ist also unter anderem wichtig zu wissen, wie viele Dunkelstimpulse im Mittel über die Dauer einer Messung zu erwarten sind. Hierfür muss die Dunkelzählrate des PMT für die jeweiligen Messbedingungen bestimmt werden.

### 2.5.5 Nachpulse

Es gibt Pulse, die um einige Zeit verzögert jeweils nach echten Signalpulsen am PMT-Ausgang registriert werden können. Sie lassen sich in zwei Typen einteilen. Der eine wird durch Lichtemission in den letzten Stufen des Elektronenvervielfachers verursacht: Durch die große Anzahl von Elektronen, die auf die letzten Dynoden treffen, können neben Sekundärelektronen auch Photonen emittiert werden. Erreichen diese ihrerseits die Photokathode können sie dort einzelne Photoelektronen auslösen, welche nach ihrer Vervielfachung letztlich zum Nachpuls führen. Die Verzögerung zwischen dem Nachpuls und dem ursprünglichen Signalpuls wird folglich durch die Elektronenlaufzeit bestimmt. Das ist jene Zeit, die während der Vervielfachung des Photoelektrons auf dem Weg von der Photokathode zur Anode verstreicht. Sie beträgt typischerweise etwa 20-50ns (Knoll, 2010). Nachpulse dieses Typs zeigen außerdem in der Regel nur geringe Pulshöhen, da sie nur einzelnen Photoelektronen entstammen. Die andere Sorte Nachpuls entsteht durch Ionisation von Restgasatomen (siehe Abschnitt 2.5.4). Die Verzögerung gegenüber dem eigentlichen Signalpuls ist hauptsächlich durch die Driftzeit des positiven Ions von seinem Entstehungsort zur Photokathode gegeben. Sie reicht von einigen Hundert Nanosekunden bis zu mehreren Mikrosekunden (Hamamatsu Photonics, 2006). Die verschiedenen Nachpulstypen lassen sich also durch ihre charakteristischen Verzögerungen unterscheiden. Darüberhinaus fallen Nachpulse des zweiten Typs verglichen mit dem Ersten viel größer aus.

### 2.5.6 PMT-Typ von Hamamatsu

Für den Einsatz im Wassertank des geplanten Myon-Veto-Systems von XENON1T wurde das PMT-Modell R5912 von Hamamatsu ausgewählt. Genauer gesagt handelt es sich um eine bereits wassertauglich gemachte Variante (R5912-ASSY). Diese soll im Folgenden kurz beschrieben werden.

Die Glasröhre des Modells R5912 wird aus Borosilikatglas gefertigt und besteht teilweise aus einem Zylinder, der den Elektronenvervielfacher mit seinen 10 Dynoden und die Anode enthält. Während dieser Zylinder auf der einen Seite mit der Basis des PMT verbunden ist, geht er auf der Anderen in ein hemisphärisch geformtes Eintrittsfenster über. Dessen Durchmesser ist an der weitesten Stelle etwa 200mm lang.



Abbildung 2: Foto des PMT-Modells R5912-ASSY-2 (wasserdichte Variante von R5912); Die zwei Kabel zur Übertragung von Hochspannung und Signal befinden sich in einem wasserdichten Kunststoffschlauch, der aufgewickelt daneben liegt.

Eine halbdurchlässige Photokathode aus einer lichtempfindlichen Schicht aus Bialkali<sup>3</sup> ist auf die Innenseite des Eintrittsfensters aufgetragen. Die resultierende spezielle Form soll die Detektion von Licht aus verschiedenen Raumwinkeln begünstigen. Außerdem dient sie dazu, dass der Sammelwirkungsgrad über die gesamte Photokathode nur wenig variiert. Das Modell hat seine höchste Empfindlichkeit im blauen Wellenlängenbereich. Das Maximum der Quanteneffizienz wird bei 380nm erreicht und beträgt für Standardmodelle typischerweise 25% (Hamamatsu Photonics, 2008). Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurden jedoch zwei Exemplare einer Variante des Modells R5912 untersucht, die angeblich über eine verbesserte Version der Bialkali-Photokathode verfügen. Dies äußert sich laut Testergebnissen von Hamamatsu allgemein in höheren Werten für die Quanteneffizienz von maximal bis zu 33% (Hamamatsu Photonics, 2010).

---

<sup>3</sup> Es handelt sich dabei um eine Halbleiterverbindung aus zwei Alkalimetallen und Antimon: Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs.

Für die Variante R5912-ASSY wird die Basis des PMT von Hamamatsu für positive Polarität (siehe Abschnitt 2.5.1) einschließlich eines Spannungsteilers beschaltet und anschließend in einer wasserdichten Kapsel eingeschlossen (siehe Abbildung 2). Um die Spannungsversorgung und die Signalauslese zu gewährleisten wird der PMT zusätzlich mit (20m langen) Kabeln bestückt. Hiervon gibt es zwei Ausführungen: Die eine Version verwendet nur ein Kabel des Typs RG303/U, um damit sowohl das PMT-Signal als auch die Hochspannung zu übertragen. Beide müssen also vor der Datenauslese erst voneinander getrennt werden. Die andere Version dagegen benutzt zwei separate Kabel, RG174/U und RG58C/U, um Hochspannung und Signal bereits von der Basis an getrennt führen zu können. Die Version mit einem Kabel heißt offiziell R5912-ASSY-1. Sie soll im Folgenden allerdings vereinfachend PMT1 genannt werden. Entsprechend wird die Version der zwei Kabel anstelle von R5912-ASSY-2 mit PMT2 bezeichnet.

### 3 Experimenteller Aufbau

Das folgende Kapitel beschreibt den Aufbau der durchgeführten Versuche, speziell die Notwendigkeit einer dunklen Umgebung, die Messung von PMT-Signalen auf der Basis des Dunkelstroms sowie von Licht-Kalibrierungen als auch die Messung der Dunkelzählrate. Zusätzlich wird auf die experimentellen Unterschiede von PMT1 und PMT2 eingegangen.

#### 3.1 Lichtdichter Behälter

Wegen der hohen Lichtempfindlichkeit der PMT (siehe Kapitel 2.5) war es eine Grundvoraussetzung jeglicher Experimente, für kontrollierte Lichtbedingungen zu sorgen. Die PMT mussten also unmittelbar vor und während der Versuche gegenüber solchen Lichtquellen abgeschirmt werden, die das Messergebnis ansonsten unerwünscht beeinflusst hätten. Hierzu wurde unter anderem ein lichtdichter Behälter gefertigt (siehe Abbildung 3). Es handelt sich dabei prinzipiell um eine unten offene Kiste, die auf einen Aluminiumtisch montiert wurde und sich auf und zu klappen lässt. Die Berührungsstellen zwischen der Tischplatte und der Kiste werden im geschlossenen Zustand durch Klappspanner aneinander gepresst und mit Hilfe von Moosgummi abgedichtet. Darin untergebracht sollten sich die PMT, abgesehen von eventuell zu untersuchenden Lichtquellen, in absoluter Dunkelheit befinden.



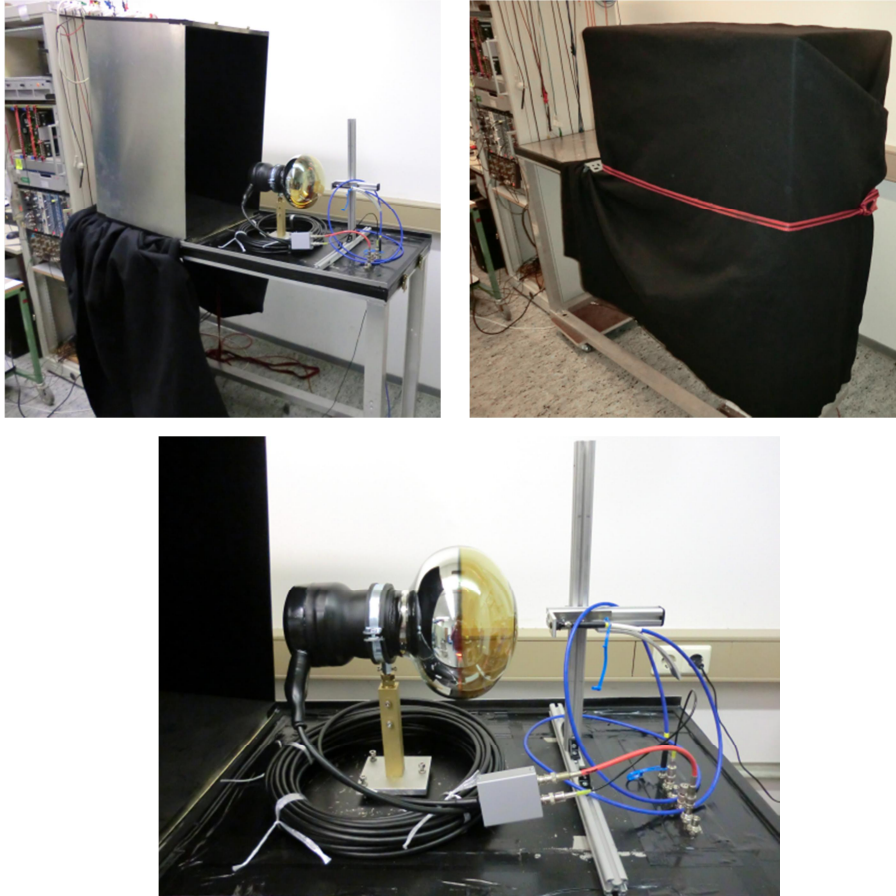


Abbildung 3: Lichtdichter Behälter

Im offenen (oben links) und im geschlossenen Zustand, mit schwarzem Tuch bedeckt (oben rechts); Eine Nahaufnahme(unten) zeigt, wie PMT2 fixiert wurde. Außerdem ist die Halterung der optischen Faser für die Licht-Kalibrierung zu sehen (siehe Kapitel 4), sowie die Durchführungen für optische und elektrische Signale.

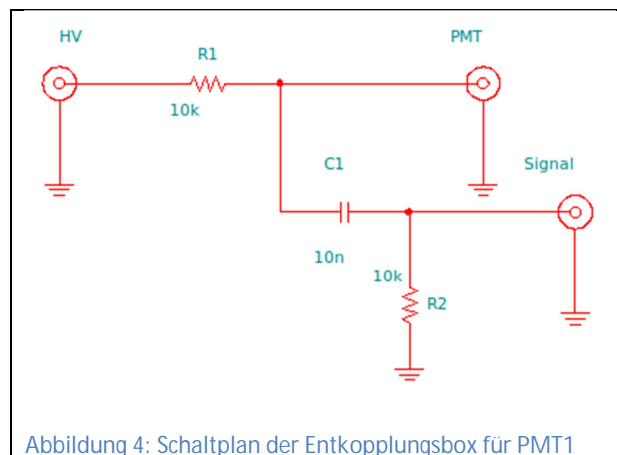
Zusätzlich wurde bei jeder Messung ein schwarzes Tuch benutzt um den Behälter abzudecken. Um völlig sicher sein zu können, besonders bei Messungen der Dunkelzählrate wurde die Raumbelichtung ausgeschaltet. Die PMT wurden während einer Messung horizontal gelagert. Die derzeitige Halterungsmethode verwendet eine handelsübliche Aluminiumschelle, mit deren Hilfe die PMT eingespannt und in einer Höhe von 25cm über der Tischplatte fixiert werden können. Die Aluminiumschelle greift an dem wasserdichten Behälter der PMT an und ist ihrerseits über einen Messingstutzen und einen Schaukeltisch mit der Tischplatte verbunden. Die Tischplatte verfügt über entsprechende Durchführungen zur Übertragung von elektrischen und optischen Signalen.



## 3.2 Signalketten der einzelnen Versuchsaufbauten

### 3.2.1 Entkopplungsbox

Wie bereits im vorherigen Kapitel (siehe 2.5.6) erwähnt wurde, muss im Falle von PMT1 das Signal erst noch von der Hochspannung getrennt werden, bevor es weiter verarbeitet werden kann. Es wurde also eine Entkopplungsbox gefertigt, die genau dies bewerkstelligen soll (siehe Abbildung 4). Der PMT wird letztlich über einen  $10\text{k}\Omega$  großen Widerstand ( $R_1$ ) mit Hochspannung versorgt. Das Signal kann durch die Spannung an einem  $10\text{nF}$  Kondensator abgegriffen werden. Ein zusätzlicher  $10\text{k}\Omega$  Widerstand soll verhindern, dass kurzfristige Spannungsspitzen am Kondensator auf empfindliche Bauteile in der nachfolgenden Signalkette übertragen werden.



Die folgenden schematischen Beschreibungen der experimentellen Aufbauten sollen allgemein gesehen werden, d.h. die Hochspannung wird in jedem Falle an den sozusagen effektiven Eingang des PMT übertragen, während das Signal einem entsprechenden Ausgang entnommen wird. Dabei ist also der Unterschied zwischen PMT1 und PMT2 gewissermaßen als bekannt vorausgesetzt.

### 3.2.2 Vorverstärkter Dunkelstrom

Es wurden Messungen des Dunkelstroms für eine Reihe verschiedener Vorspannungswerte der PMT durchgeführt um darüber die Abhängigkeit der internen Verstärkung des jeweiligen PMT von der Vorspannung festzustellen. Die zugehörige Signalkette ist in Abbildung 5 schematisch dargestellt.

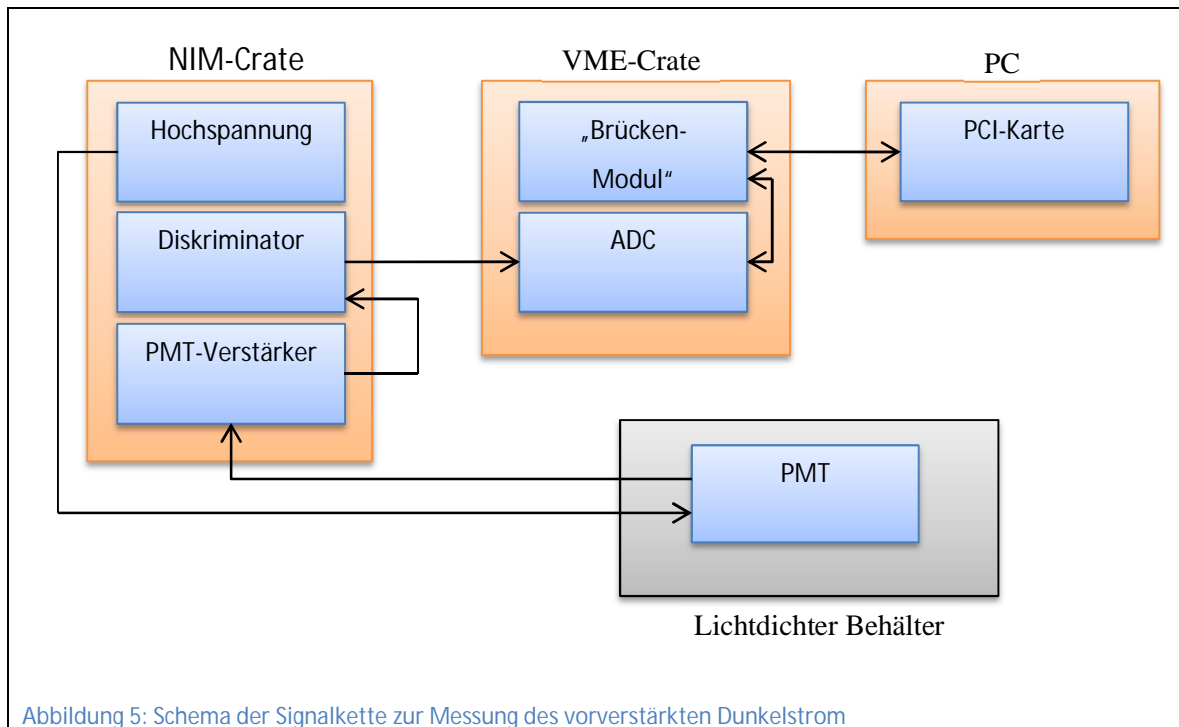


Abbildung 5: Schema der Signalkette zur Messung des vorverstärkten Dunkelstrom

Der PMT befand sich während der Messung im oben angesprochenen lichtdichten Behälter. Die nötigen Vorspannungen (1250-1700V) wurden bereitgestellt durch eine Hochspannungsquelle<sup>4</sup>, ein NIM-Modul der Firma Struck (Modell NHQ 206L). Das PMT-Signal, in Form von Spannungspulsen, wurde zunächst zehnfach<sup>5</sup> vorverstärkt, und zwar mit Hilfe eines PMT-Verstärkers ein NIM-Modul von LeCroy (Modell 612A). Dieser stellte das resultierende Signal an mehreren Ausgängen zur Verfügung (linear Fan-Out). Daher konnte das verstärkte Signal gleichzeitig für die Analog-Digital-Wandlung und zur Diskriminierung verwendet werden. Letzteres diente dazu, um für alle PMT-Pulse, deren Amplitude einen gewissen Schwellenwert ( $15,0\text{mV} \pm 2,5\text{mV}$ ) überschritt, ein externes Auslösesignal für den Analog-Digital-Wandler (ADC) zu erzeugen. Für die Diskriminierung wurde ein NIM-Modul von LeCroy (Modell 4608C) verwendet. Als ADC diente ein VME-Modul von CAEN (Modell V1724). Der ADC war über die VME-Schnittstelle verbunden mit einem weiteren VME-Modul der Firma CAEN (V2718). Dieses diente als Brücke zwischen dem ADC und einem PC, über den sich die Datenaufnahme und Datenauslese programmierbar steuern ließen. Die dazu nötige physikalische Verbindung wurde per

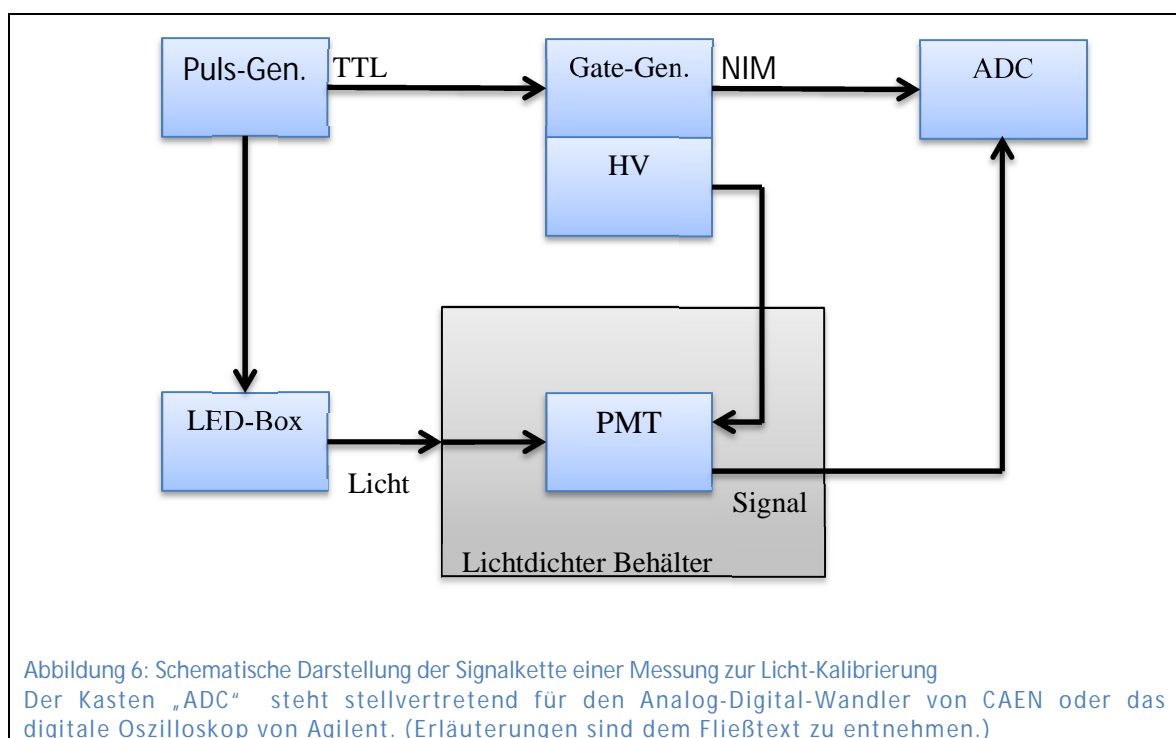
<sup>4</sup> Die Ungenauigkeit der Hochspannungsversorgung wurde der Gerätebeschreibung des Moduls entnommen:  $\pm(0,05\%V_{\text{out}} + 0,02\%V_{\text{out max}} + 1\text{Digit})$ . ( $V_{\text{out}}$ : Ausgangsspannung,  $V_{\text{out max}}$ : maximal mögliche Ausgangsspannung)

<sup>5</sup> Die Ungenauigkeit der zehnfachen Verstärkung beträgt laut Herstellerangaben  $\pm 5\%$ (stat.)  $\pm 1\%$  (syst.: Langzeitstabilität).

Lichtsignale über optische Fasern bewerkstelligt, um somit das „Brücken-Modul“ (V2718) mit einer Steuerungskarte von CAEN (Modell A2818) in einem der PCI-Schnittstellen des PC zu verknüpfen.

### 3.2.3 Licht-Kalibrierung

Um die Verstärkung der PMT für eine gegebene Vorspannung bestimmen zu können, wurde eine Licht-Kalibrierung durchgeführt. Dabei wurde der jeweils zu untersuchende PMT mit kurzen Pulsen einer LED beleuchtet und die resultierenden PMT-Signale vermessen. Ein Schema der Signalkette ist Abbildung 6 zu entnehmen.



Ein Pulsgenerator (HP 8116A) erzeugt kurze Spannungspulse (TTL), welche die LED betreiben. Die LED befindet sich in einer kleinen lichtdichten Metallbox, und ist über zwei Drähte mit einer LEMO-Buchse verbunden, worüber sie mit den Spannungspulsen versorgt werden kann. Das Licht der LED gelangt über zwei miteinander gekoppelte optische Fasern in den lichtdichten Behälter zum PMT. Die beiden Fasern haben einen Faserkerndurchmesser von 200µm und wurden vom Hersteller (Ocean Optics) an beiden Enden mit einem SMA 905 Connector abgeschlossen. Letzteres macht es besonders einfach, die beiden Fasern miteinander zu koppeln. Außerdem wird die zweite Faser darüber mit einer Kollimator-Linse (Ocean Optics, Modell 74-UV) verbunden. Das Licht mit dem der PMT letztendlich beleuchtet wird, trifft also in parallelen Strahlen auf dessen

Oberfläche. (Der beleuchtete Fleck hat einen Durchmesser von 5mm ( $\pm 10\%$ )). Darüberhinaus wurde die zweite Faser auf drei zueinander senkrecht stehende Aluminiumprofile montiert, die es ermöglichen, die Faser entsprechend in drei verschiedenen Richtungen zu verschieben (siehe Abbildung 3). So können verschiedene Stellen der Photokathode beleuchtet werden. Das PMT-Signal geht bei der Licht-Kalibrierung nicht durch einen Vorverstärker sondern direkt in den ADC. Der PMT-Verstärker kam bei den Messungen des Dunkelstroms nämlich hauptsächlich deswegen zum Einsatz, weil seine Mehrfachausgänge sich als günstig für die externe Auslösung des ADC erwiesen. Dies ist jedoch im Fall der Licht-Kalibrierung nicht länger notwendig, da der ADC nicht vom PMT-Signal selbst sondern von dem Pulsgenerator ausgelöst wird, der gleichzeitig auch die LED betreibt. (Vorher werden diese Auslösepulse jedoch erst von einem Gate-Generator (LRS Modell 222) in den NIM-Standard umgewandelt.) Die Auslösung des ADC veranlasst jeweils die Speicherung des digitalisierten PMT-Signals über ein gewisses Zeitfenster hinweg. Auf diese Weise kann die Reaktion des PMT auf die einzelnen LED-Pulse für eine spätere, Computergestützte Auswertung festgehalten werden. Alternativ zu dem ADC von CAEN (V1724) kommt auch ein digitales Oszilloskop von der Firma Agilent (DSO 9254A) zum Einsatz, um somit die PMT-Signale vergleichsweise mit höherer Abtastrate untersuchen zu können. (An der Spannungsversorgung des PMT hat sich gegenüber Abschnitt 3.2.2 nichts geändert.) Für die durchgeführten Messungen wurden LED verschiedener Wellenlängen (vom Hersteller Nichia) benutzt: Eine blaue LED vom Typ NSPB500S und eine Grüne vom Typ NSPG510AS mit maximaler Emission um 470nm bzw. 520nm. Die zugehörigen Werte der Quanteneffizienz liegen bei 24% bzw. 15% für PMT1 und bei 23% bzw. 13% für PMT2 (Hamamatsu Photonics, 2010). Für die LED-Typen waren unterschiedliche Einstellungen des Pulsgenerators notwendig, um mit den darüber erzeugten Spannungspulsen das gewünschte Maß an Lichtemission zu erhalten (siehe Tabelle 1).

Tabelle 1: Parameter des elektrischen Pulses welcher die LED treibt; Die Fehler geben den geschätzten Grad der Reproduzierbarkeit an.

Farbe	Freq [Hz]	FWHM [ns]	$\Delta$ FWHM [%]	Amplitude [V]	$\Delta$ Amplitude [%]	Offset [mV]	$\Delta$ Offset [%]
Blau	200	7,6	1,3	2,99	2,1	60	17
Grün	200	7,7	1,3	3,67	1,7	60	17

### 3.2.4 Messung für die Bestimmung der Dunkelzählrate

Um die Dunkelzählrate zu bestimmen wurde prinzipiell der Aufbau einer Licht-Kalibrierung verwendet, jedoch ohne tatsächlich die LED zu betreiben (siehe Abbildung 6). Ein weiterer Unterschied bestand darin, dass die Zeitfenster, über welche das digitalisierte PMT-Signal hinweg abgespeichert wurde viel länger waren. Außerdem wurde diejenige Frequenz deutlich erhöht, mit welcher der Puls-Generator Spannungspulse erzeugte. Sie betrug etwa 20kHz. Dies sollte sicherstellen, dass relativ nur wenig Zeit verstreiche, während welcher der ADC nach Abspeicherung eines Zeitfensters darauf warten müsste, erneut ausgelöst zu werden. Die Zeitfenster wurden außerdem nur mit dem ADC von CAEN digitalisiert.

### 4 Analyse der Messdaten und Ergebnisse

Dieses Kapitel erläutert die Auswertung der gemessenen Daten, wobei die Bestimmung der Dunkelzählrate und der Verstärkung genauer erklärt werden. Anschließend werden die Ergebnisse der Verstärkung eingehender betrachtet. Das Kapitel endet mit der Analyse von Messungen der Abhängigkeit der Verstärkung vom Erdmagnetfeld.

#### 4.1 Dunkelzählrate

Während der Messung zur Bestimmung der Dunkelzählrate wurde das PMT-Signal (nach der Filterung in der Eingangsstufe) mit einer Rate von 100MHz digitalisiert. Die Umsetzung von Signalwert (Spannungswert) in einen entsprechenden Digitalwert (ADC-Kanal) erfolgte also in zeitlichen Abständen von 10ns. Der verwendete ADC besaß ein Auflösungsvermögen von 14 Bit für einen Referenzwertbereich von 2,25Vpp. Das heißt, dieser Spannungsbereich wurde in  $16384 (=2^{14})$  Intervalle eingeteilt. Jeder umzusetzende Signalwert wurde durch Vergleich mit einem Referenzwert in eines dieser Intervalle sortiert und schließlich in den entsprechenden ADC-Kanal kodiert. Die möglichen ADC-Kanäle entsprachen den ganzen Zahlen von 0 bis 16383: 0 für das Intervall der kleinsten Referenzspannungen und 16383 für das der Größten. Auf diese Art wurde das Signal in mehreren, etwa 5,2ms langen Zeitfenstern abgetastet und gespeichert.

Um daraus eine Dunkelzählrate bestimmen zu können, müssen die gewonnenen Daten zuerst korrigiert werden: Für das Zählen der Pulse ist es notwendig die zugehörigen Pulshöhen zu kennen. Dies ist allerdings nicht möglich ohne eine definierte Grundlinie, auf die man sich beziehen könnte. Daher wird ein Medianfilter auf die Daten jedes Zeitfensters angewendet. Damit soll der Verlauf der Grundlinie über ein Zeitfensters hinweg nachempfunden werden. Gleichzeitig werden störende, vorübergehend große Änderungen herausgefiltert, wie etwa die zu zählenden Pulse selbst. Der Medianfilter hat eine Breite von 110ns. Beginnend mit dem ersten Datenpunkt des jeweiligen Zeitfensters überdeckt der Filter also 101 aufeinanderfolgende Datenpunkte. Diese werden der Größe nach sortiert, vom kleinsten ADC-Kanal bis zum Größten. Der zugehörige Median wird gespeichert, in diesem Fall also derjenige ADC-Kanal, der kleiner als die 50 Größten und größer als die 50 Kleinsten war. Danach wandert der Filter um einen Datenpunkt weiter und der Median wird erneut bestimmt. Auf diese Weise wird jeweils fast das gesamte

Zeitfenster abgefahren. (Der Filter stoppt vor den letzten 100 Datenpunkten, weil für diese jeweils kein kompletter Satz von 101 ADC-Kanälen zur Verfügung stünde.) Man erhält somit für (fast) jeden Datenpunkt einen eigenen Medianwert. Subtrahiert man beide voneinander erhält man korrigierte ADC-Kanäle, die sich auf eine Grundlinie bei Null beziehen (siehe Abbildung 7).

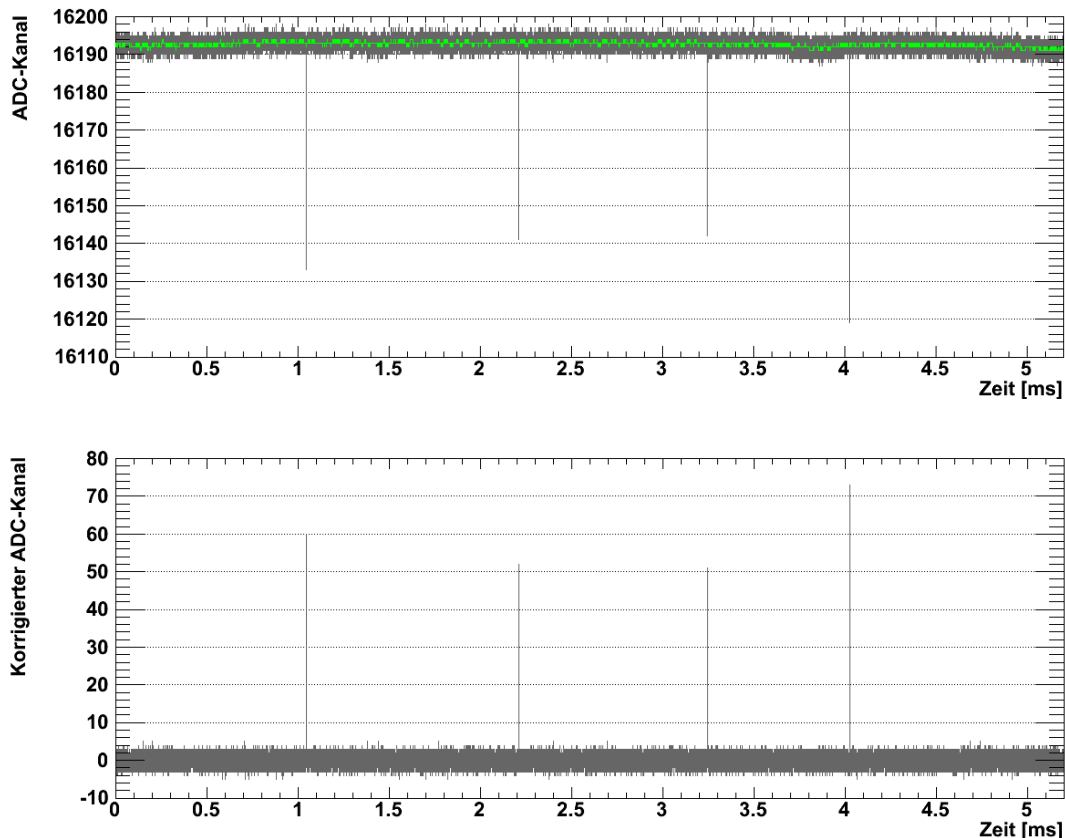


Abbildung 7: Umwandlung der Messdaten mit Hilfe eines Medianfilters  
 Das obere Diagramm zeigt die Rohdaten eines Zeitfensters (graue Spur) und das Resultat nach der Anwendung des Medianfilters (grüne Spur). Die korrigierte Spur im Diagramm darunter stellt die Differenz aus Medianwerten und den ursprünglichen Werten dar.

Durch Diskriminierung der korrigierten ADC-Kanäle lassen sich Pulse identifizieren und schließlich auch zählen. Hierfür wird über die einzelnen Zeitfenster hinweg überprüft, ob die korrigierten Digitalwerte der Datenpunkte eine bestimmte minimale Schwelle überschreiten, die knapp über dem elektronischen Rauschen liegt. Ist dies der Fall wird der Beginn eines Pulses registriert. Ein Puls erstreckt sich meist über mehrere Datenpunkte. Für eine festgelegte Totzeit werden daher nachfolgende Datenpunkte bei der Suche weiterer Pulse ignoriert. So wird versucht zu vermeiden, dass besonders lange Pulse fälschlicherweise als Mehrere gezählt werden könnten. Die einzelnen Pulshöhen

werden für alle Zeitfenster in einem gemeinsamen Histogramm erfasst (siehe Abbildung 8). Mit der Anpassung einer Summe aus Exponentialfunktion und Gaußfunktion kann die mittlere Amplitude der Pulse bestimmt werden, die zu einzelnen Elektronen aus der Photokathode gehören (SPE-Pulse). Dies basiert auf der Annahme, dass der Großteil der Pulse im Dunkelstrom durch thermische Emission von Elektronen aus der Photokathode und den Dynoden verursacht wird. Dem Beitrag der Dynoden soll durch die Exponentialfunktion Rechnung getragen werden, während die Gaußfunktion die Pulshöhenverteilung der einzelnen Elektronen aus der Photokathode modelliert. Dem Mittelwert ( $\mu_{\text{SPE}}$ ) der Letzteren ist daher auch die angesprochene mittlere Amplitude zu entnehmen.

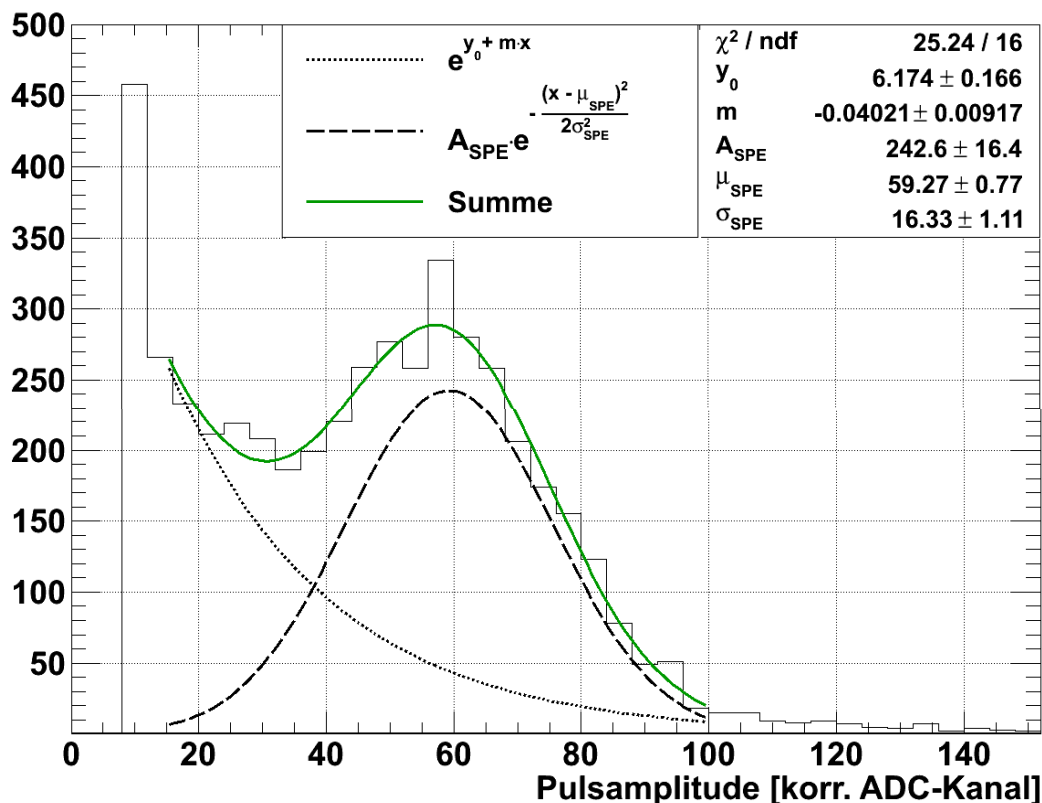


Abbildung 8: Verteilung der Pulshöhen einer Messung des Dunkelstroms von PMT2 bei 1600V  
Die Pulse wurden mit einer minimalen Schwelle von 7 ADC-Kanälen diskriminiert; Die Anpassung der Summe aus Exponentialfunktion und skaliertes Gaußfunktion (grüne Kurve) dient der Bestimmung einer mittleren Amplitude für SPE-Pulse (siehe Parameter  $\mu_{\text{SPE}}$ )

Schließlich wird die Verteilung der Pulshöhen verwendet um die Dunkelzählrate für verschiedene Schwellenwerte zu bestimmen. Dabei wird die Verteilung als die differentielle Rate von Pulsen bestimmter Amplitude interpretiert. Integration dieser



Verteilung für Pulsamplituden über einem gewissen Schwellenwert liefert die gesuchte Dunkelzählrate für den jeweiligen Schwellenwert (siehe Abbildung 9).

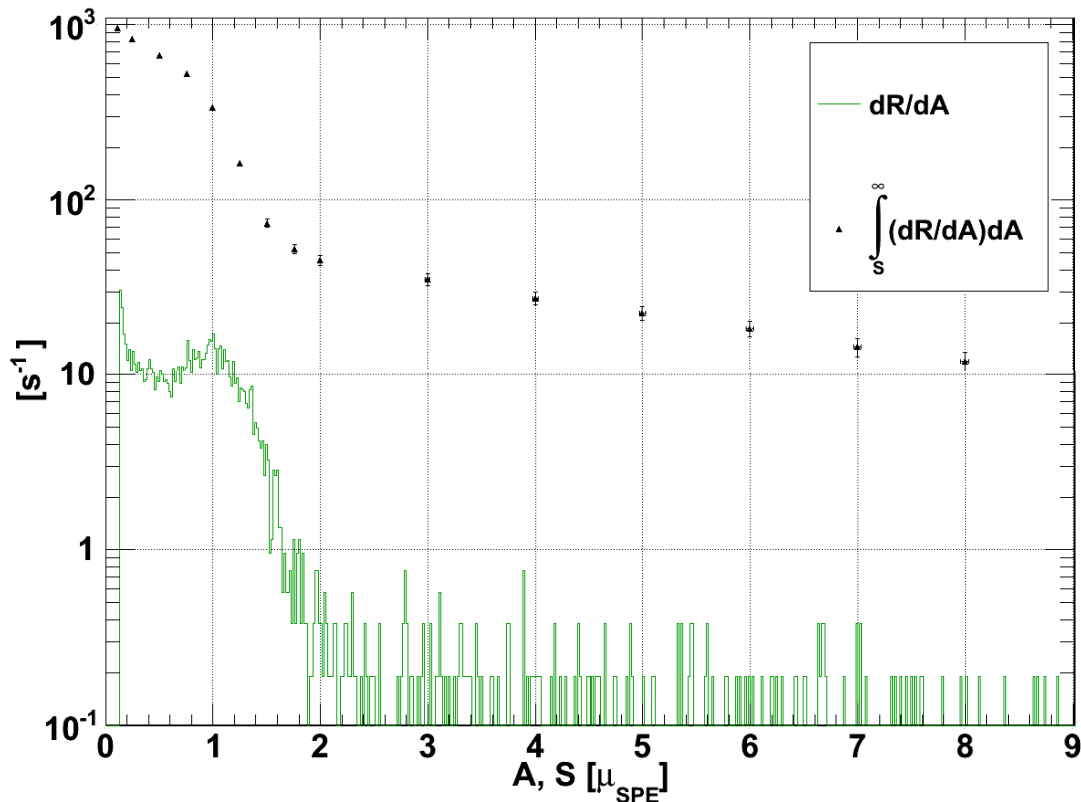


Abbildung 9: Aus der differentiellen Rate ( $dR/dA$ ) der Amplituden ( $A$ ) wurden durch Integration Dunkelzählraten für verschiedene Schwellenwerte ( $S$ ) bestimmt (exemplarisch für PMT2 bei 1600V). Amplituden und Schwellenwerte wurden auf die mittlere Höhe von SPE-Pulsen ( $\mu_{SPE}$ ) normiert. Die zugehörigen Fehlerbalken entsprechen  $\sqrt{S/\mu_{SPE}} \cdot \Delta\mu_{SPE}$  (für  $\mu_{SPE}$  und  $\Delta\mu_{SPE}$  siehe Abbildung 8). Die gewählten Ungenauigkeiten der Dunkelrate folgen der Poisson-Statistik.

Der Verlauf der bestimmten Dunkelraten in Abhängigkeit vom gewählten Schwellenwert zeigt, dass nach überschreiten der Einzel-Photoelektronen-Schwelle bis hin zur Doppel-Photoelektronen-Schwellen die Raten schnell abnehmen. Dies liegt daran, dass die durch thermische Emission erzeugten vermehrt diskriminiert werden. Darüber liegende Ereignisse, welche vermutlich hauptsächlich durch natürlich Radioaktivität und kosmische Strahlung dominiert sind, lassen die Zählraten auch bis zu hohen Schwellenwerten nur noch langsam sinken.

Dunkelraten für den Schwellenwert, der einem Viertel der mittleren Amplitude entspricht können mit dem entsprechenden Wert verglichen werden, der von Hamamatsu-Technikern an denselben PMT bei gleicher Vorspannung gemessen wurde. Die in Mainz

bestimmten Werte machen allerdings im Fall des PMT2 etwa ein Viertel der von Hamamatsu gemessenen Dunkelrate aus. Für PMT1 ist es sogar nur ein Zehntel. Dies könnte zum Teil daran liegen, dass Hamamatsu derartige Messungen einstellt nachdem ein PMT länger als 15 Stunden in Dunkelheit verbracht hatte. Der Grund hierfür ist, dass die Dunkelrate bei längerer Lagerung in Dunkelheit sinkt. Diese Tatsache wurde bei den bisher in Mainz durchgeführten Messungen nicht beachtet. Im Gegenteil wurde dem jeweils zu untersuchen PMT sogar meist über Nacht extra eine „Ruhephase“ eingeräumt, nachdem er in eine lichtdichte Umgebung gebracht worden war, um ihn für Messungen vorzubereiten, die erst am darauffolgenden Tag stattfinden sollten.

### 4.2 Verstärkung basierend auf Messungen des Dunkelstroms

Die Verstärkung wird prinzipiell über die Ladungsverteilung der PMT-Pulse ermittelt. Um die Ladung zu bestimmen, wird über die Länge der Pulse das digitalisierte Signal integriert. Anders als bei Messungen zur Dunkelzählrate wurde das PMT-Signal elektronisch diskriminiert. Damit wurden Pulse, welche die eingestellte Schwelle unterschreiten, durch Auslösung einzelner Zeitfenster digitalisiert und abgespeichert. Häufig enthalten diese kleinstmöglich gewählten Zeitfenster ( $5,1\mu\text{s}$ ) allerdings zusätzlich Pulse, und zwar in mehr als 40% der Fälle. Jedoch werden nur solche Pulse zur Ladungsbestimmung verwendet, welche auch die Auslösung des jeweiligen Zeitfensters verursacht haben. (Diese Selektion geschieht mehr oder minder aus pragmatischen Gründen und hat keine besondere, physikalische Bewandnis.) Die Identifizierung der ausgewählten Pulse passiert über die Position des minimalen ADC-Kanals innerhalb eines definierten Bereichs des jeweiligen Zeitfensters (Pulsbereich). Für eine Bestimmung der elektrischen Ladung der Pulse müssen die tatsächlichen Spannungswerte aus den ADC-Kanälen rekonstruiert werden. Außerdem sind die Grenzen zu ermitteln, innerhalb derer über die Pulse zu integrieren ist. Dafür werden die Rohdaten zunächst wieder umgewandelt. Die resultierenden, korrigierten ADC-Kanäle beziehen sich dann wieder auf eine Grundlinie bei Null. Jedoch wird in diesem Fall kein Medianfilter verwendet. Stattdessen werden die (ursprünglichen) ADC-Kanäle der Datenpunkte vor dem Pulsbereich eines jeden Zeitfensters arithmetisch gemittelt. Durch Subtraktion der Rohdaten von den jeweiligen Mittelwerten ergeben sich die korrigierten ADC-Kanäle (siehe Abbildung 10).

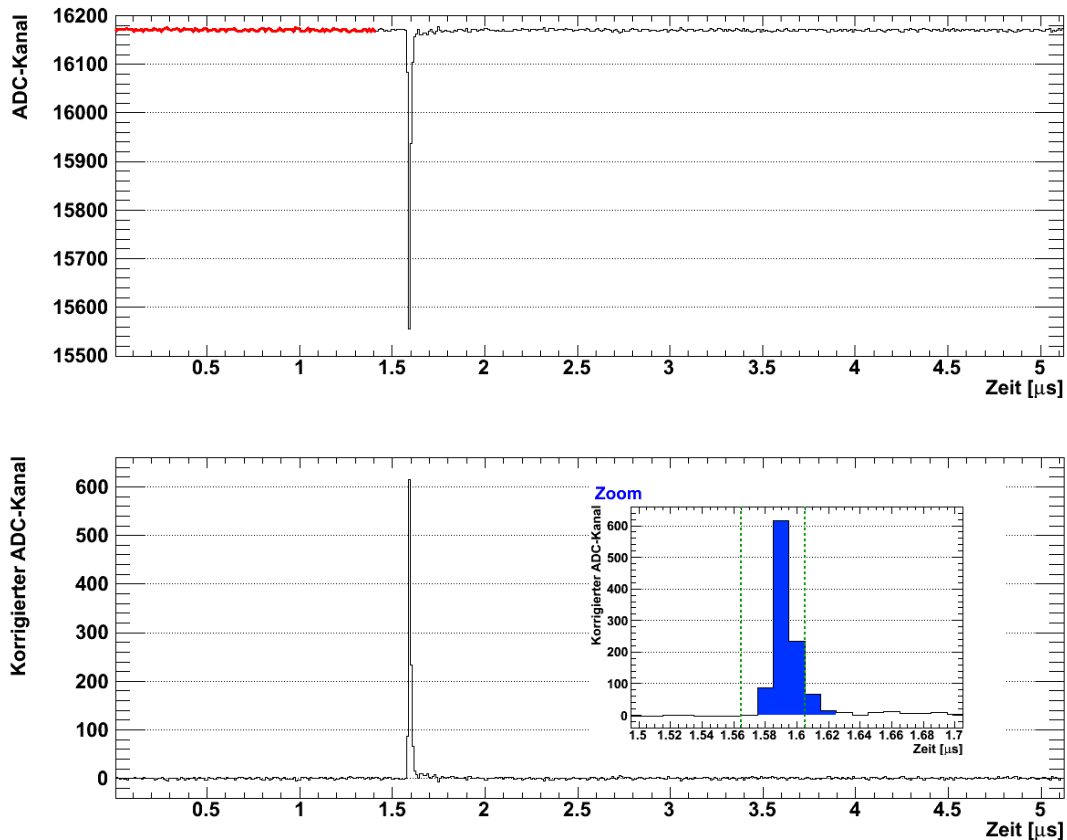


Abbildung 10: Umwandlung eines Zeitfensters, das einen Puls enthält, basierend auf dem Mittelwert der Digitalwerte vor dem Pulsbereich

Die ADC-Kanäle der Rohdaten (oberes Diagramm) werden von dem Mittelwert der rot markierten Region abgezogen. Daraus resultieren Datenpunkte mit korrigierten ADC-Kanälen (unteres Diagramm). Das Integral über den Puls (blau markierte Fläche) liefert Information über die gesuchte elektrische Ladung. Der definierte Pulsbereich ist durch die grün, gestrichelten Linien markiert.

(Befindet sich einer der oben erwähnten, zusätzlichen Pulse im Mittelungsbereich, wird die Grundlinie von Null verschoben ermittelt. Betroffene Zeitfenster werden daher bei der weiteren Auswertung ausgelassen.) Die Integrationsgrenzen für jeden Puls werden dann mit Hilfe eines Schwellenwertes bestimmt: Beginnend mit dem größten, korrigierten ADC-Kanal im Pulsbereich, wird die linke Grenze (l) solange nach links verschoben bis die Schwelle unterschritten wird. Die rechte Grenze (r) ist relativ zur Linken festgelegt, und zwar durch einen definierten, für alle Pulse konstanten Abstand. Das Integral der rekonstruierten Spannungswerte (U(t)) zwischen diesen Grenzen, normiert auf den Lastwiderstand (R) über dem die Spannung abfällt, liefert die Ladung (Q) des untersuchten Pulses:

$$Q = \int_l^r \frac{U(t)}{R} dt$$

(Das Integral ist hierbei nur symbolisch zu verstehen. Tatsächlich wird es wegen der diskreten Natur der Daten nur durch eine Summe von Rechteckflächen angenähert. Breite und Länge dieser Rechtecke entsprechen dabei der Zeit zwischen den Datenpunkten bzw. dem jeweiligen Wert des korrigierten ADC-Kanals.) Die Ergebnisse für alle Zeitfenster werden in einem Histogramm zusammengefasst.

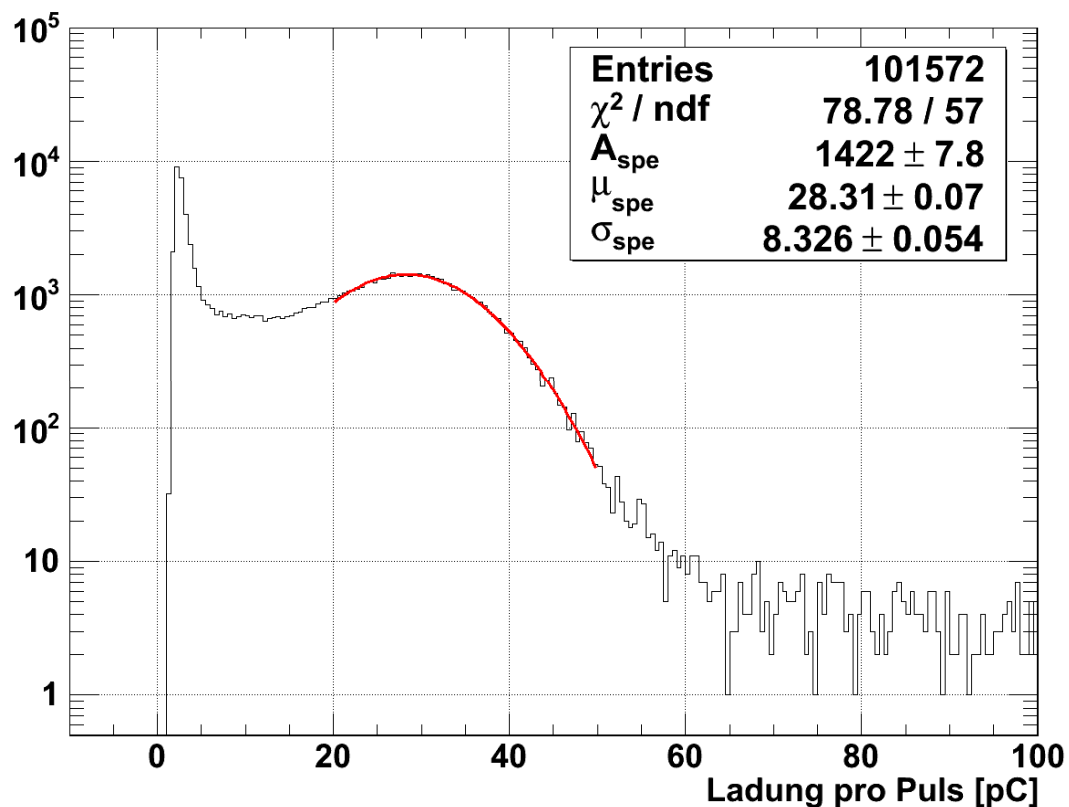


Abbildung 11: Beispiel der Ladungsverteilung einer Messung des vorverstärkten Dunkelstroms von PMT2 bei 1600V

Anpassung einer Gaußfunktion an den SPE-Peak (rote Kurve); Die mittlere Ladung des SPE-Peaks ( $\mu_{\text{SPE}}$ ) ergibt für die Verstärkung folgenden Wert:  $1,77 \times 10^7$ .

Die gesuchte Verstärkung ( $G$ ) des PMT ergibt sich durch Anpassung einer Gaußfunktion an den SPE-Peak der resultierenden Ladungsverteilung (siehe Abbildung 11). Sie wird berechnet aus dem Mittelwert des SPE-Peaks ( $\mu_{\text{SPE}}$ ), normiert auf die Elementarladung ( $e$ ), unter Berücksichtigung der zehnfachen Vorverstärkung des PMT-Signals während der Messung:

$$G = \frac{\mu_{\text{SPE}}}{e \cdot 10}$$

(Der zugehörige Fehler wird durch Fehlerfortpflanzung aus dem Anpassungsfehler des jeweiligen  $\mu_{\text{SPE}}$  und der Ungenauigkeit der Vorverstärkung abgeleitet. Letzteres macht den Hauptteil aus.) Auf diese Art wurde die Verstärkung von PMT1 und PMT2 für verschiedene Vorspannungen bestimmt (siehe Tabelle 2 und Tabelle 3).

Tabelle 2: Verstärkung (G) von PMT1 für verschiedene Vorspannungen (HV)  
(Berechnet aus der mittleren Ladung des SPE-Peaks ( $\mu_{\text{SPE}}$ ))

HV [V]	$\Delta\text{HV}/\text{HV}$ [%]	$\mu_{\text{SPE}}$ [pC]	$\Delta\mu_{\text{SPE}}/\mu_{\text{SPE}}$ [%]	G	$\Delta\text{G}/\text{G}$ [%]
1250	0,22	3,74E+00	0,38	2,34E+06	5,11
1300	0,22	4,90E+00	0,28	3,06E+06	5,11
1350	0,21	6,28E+00	0,41	3,92E+06	5,12
1400	0,21	8,09E+00	0,33	5,05E+06	5,11
1450	0,20	1,03E+01	0,48	6,41E+06	5,12
1500	0,20	1,32E+01	0,24	8,21E+06	5,10
1550	0,19	1,64E+01	0,35	1,02E+07	5,11
1600	0,19	2,06E+01	0,28	1,29E+07	5,11
1650	0,18	2,56E+01	0,23	1,60E+07	5,10
1700	0,18	3,11E+01	0,28	1,94E+07	5,11

Tabelle 3: Verstärkung (G) von PMT2 für verschiedene Vorspannungen (HV)  
(Die Werte wurden aus der mittleren Ladung des SPE-Peaks ( $\mu_{\text{SPE}}$ ) berechnet)

HV [V]	$\Delta\text{HV}/\text{HV}$ [%]	$\mu_{\text{SPE}}$ [pC]	$\Delta\mu_{\text{SPE}}/\mu_{\text{SPE}}$ [%]	G	$\Delta\text{G}/\text{G}$ [%]
1253	0,22	5,00E+00	0,30	3,12E+06	5,11
1300	0,22	6,63E+00	0,25	4,14E+06	5,11
1350	0,21	8,79E+00	0,21	5,49E+06	5,10
1400	0,21	1,13E+01	0,27	7,06E+06	5,11
1450	0,20	1,42E+01	0,19	8,89E+06	5,10
1500	0,20	1,81E+01	0,23	1,13E+07	5,10
1550	0,19	2,29E+01	0,24	1,43E+07	5,10
1600	0,19	2,83E+01	0,25	1,77E+07	5,10
1650	0,18	3,49E+01	0,28	2,18E+07	5,11
1700	0,18	4,26E+01	0,28	2,66E+07	5,11

Werden die Größen doppellogarithmisch gegeneinander aufgetragen, ergibt sich für beide PMT ein linearer Zusammenhang (siehe Abbildung 12). PMT2 zeigt bei gleicher Vorspannung eine größere Verstärkung als PMT1. Die Verstärkungen ( $G$ ) lassen sich für verschiedene Werte der Vorspannung ( $HV$ ) berechnen, und zwar mit Hilfe der Parameter von Geradenanpassungen (siehe Tabelle 4):

$$\log_{10} G(HV) = p_0 + p_1 \cdot \log_{10} HV$$

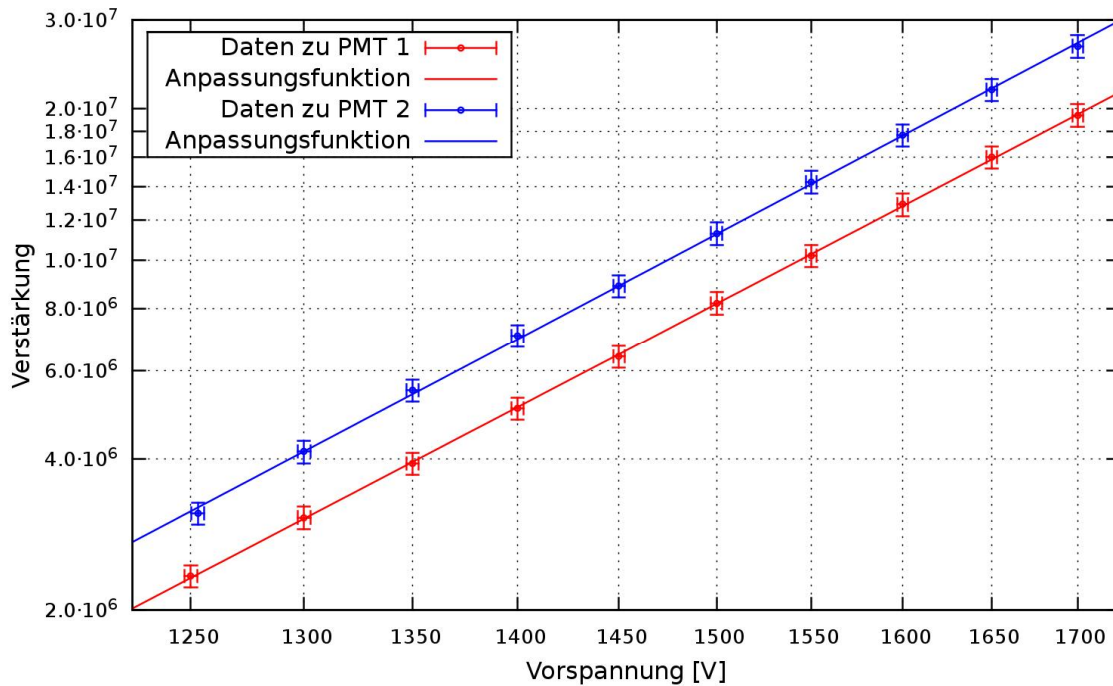


Abbildung 12: Verstärkung von PMT1 und PMT2 als Funktion der Vorspannung

In der doppellogarithmischen Darstellung besteht ein linearer Zusammenhang, der jeweils durch die Anpassung einer Geraden hervorgehoben wurde.

Tabelle 4: Werte für die Parameter der Geradenanpassungen (siehe Abbildung 12)

Aus den Parametern lassen sich die Verstärkungen von PMT1 und PMT2 für beliebige Vorspannungen berechnen.

PMT	$p_0$	$p_1$
1	$-15,061 \pm 0,6\%$	$6,919 \pm 0,4\%$
2	$-15,138 \pm 1,0\%$	$6,987 \pm 0,7\%$

Die Datenblätter der PMT enthalten jeweils eine Empfehlung zur Vorspannung, und zwar 1660V für PMT1 und 1600V für PMT2 (Hamamatsu Photonics, 2010). Laut Hamamatsu sei bei diesen Werten eine Verstärkung von  $1 \times 10^7$  zu erreichen. Die obigen Resultate weichen jedoch in beiden Fällen deutlich davon ab: Sie sind um etwa 65% bzw. 77% größer. Die Ursache für den Unterschied ist bisher unklar. Darüberhinaus wären eigentlich

gegenteilige Verhältnisse zu erwarten: Die von Hamamatsu angegebene Verstärkung beruht nämlich auf Messungen direkt an der Basis derselben PMT. Im Vergleich dazu sollten die nachträglich hinzugefügten, 20m langen Kabel durch ohmsche Verluste zu einer Abschwächung der PMT-Signale führen. Die resultierenden Werte für die Verstärkung dürften folglich eher kleiner sein als der von Hamamatsu angegebene.

### 4.3 Verstärkung basierend auf Licht-Kalibrierungen

Anders als bei der Messung des Dunkelstroms wurden die Zeitfenster einer Licht-Kalibrierung nicht durch die elektronische Diskriminierung der PMT-Pulse ausgelöst. Stattdessen wurde hierzu dem verwendeten Pulsgenerator ein Signal entnommen: Es wurde also zeitgleich zu jedem elektrischen Puls, der die LED betrieb, auch ein Zeitfenster veranlasst, um das zugehörige PMT-Signal verarbeiten zu können. Die LED wurde mit Pulsen betrieben deren Breite und Amplitude so gewählt war, dass jeweils nur wenige Photonen den PMT erreichten. Ziel war es in weniger als 5% der Fälle ein durch Licht hervorgerufenes PMT-Signal pro Zeitfenster zu erhalten. Entsprechend sollten in den restlichen 95% der Daten nichts als Rauschen vorzufinden sein. Bei solchen Verhältnissen ist der Mittelwert ( $\lambda_1$ ) der Poisson-verteilter Zahl der Photoelektronen pro Puls ausreichend klein. Er folgt aus der Wahrscheinlichkeit, keine Photoelektronen zu erhalten:

$$P(k = 0, \lambda_1) = e^{-\lambda_1} = 95\% \Leftrightarrow \lambda_1 \approx 0,051$$

Die Zeitfenster mit tatsächlichen Signalen darin enthalten also hauptsächlich Pulse, die ursprünglich aus einzelnen Photoelektronen hervorgingen. Die zugehörige Wahrscheinlichkeit ist nämlich um eine Größenordnung höher als die für Ereignisse mit mehr als einem Photoelektron:

$$P(k = 1, \lambda_1) = \lambda_1 e^{-\lambda_1} < 4,9\%,$$

$$P(k > 1, \lambda_1) = 1 - P(0, \lambda_1) - P(1, \lambda_1) < 0,13\%$$

Der Beitrag durch Pulse des Dunkelstroms, die zufällig in eines der Zeitfenster geraten, sollte ebenfalls vernachlässigbar sein. Ausgehend von einer Dunkelzählrate von etwa 1000 Pulsen pro Sekunde wäre über die Länge eines Zeitfensters ( $5\mu\text{s}$ ) die mittlere Anzahl  $5 \times 10^{-3}$  zufälliger Pulse zu erwarten. Legt man der thermischen Emission von Elektronen

aus Photokathode oder Dynoden einen Poisson-Prozess zugrunde, lässt sich die Wahrscheinlichkeit für einen oder mehr zufällige Pulse wie folgt berechnen:

$$P(k \geq 1, \lambda = 5 \times 10^{-3}) = 1 - P(0, \lambda) = 1 - e^{-\lambda} < 0,5\%$$

Die Verstärkung wird wieder auf Grundlage einer Ladungsverteilung ermittelt. Um die betreffenden Ladungen bestimmen zu können werden zunächst wieder die Datenpunkte eines jeden Zeitfensters auf eine Grundlinie bei Null korrigiert. Dies geschieht analog zu der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Weise (basierend auf Mittelung). Mit den korrigierten ADC-Kanälen lassen sich dann die Pulse innerhalb des Zeitfensters identifizieren. Hierzu wird ausgenutzt, dass die Maxima der PMT-Pulse sich innerhalb der Zeitfenster nur in einem begrenzten Bereich verteilen. Die Länge dieses Pulsbereiches ist sicherlich abhängig von der Zeitdauer während derer die LED pro Puls aktiv sein konnte. Sie wurde für die Definition des Pulsbereiches auf 100ns festgelegt. Pulse werden jedenfalls nur innerhalb dieses Fünfzigstel eines jeden Zeitfensters gesucht. (Deshalb müsste die obige Abschätzung für die Wahrscheinlichkeit zufälliger Pulse des Dunkelstroms korrigiert werden auf unter 0,1Promille.) Die Integration über die einzelnen Pulse zur Bestimmung der Ladung passiert wie in Abschnitt 4.2 beschrieben. Dabei spielt es keine Rolle, ob sich tatsächlich Pulse in den Zeitfenstern befinden oder nicht. Jedes Mal wird der maximale, korrigierte ADC-Kanal innerhalb des Pulsbereiches bestimmt und anschließend darauf die Prozedur zur Ladungsbestimmung angewandt. In etwa 95% der Fälle wird also jeweils über 50ns hinweg Rauschen integriert. Die resultierende Ladungsverteilung wird durch Anpassung einer Summe aus Exponentialfunktion und dreier Gaußfunktionen ausgewertet (siehe Abbildung 13). Eine Stufenfunktion beschränkt den Definitionsbereich der Exponentialfunktion und der Gaußfunktion effektiv auf positive Ladungen. Die Formel der Anpassungsfunktion lautet wie folgt:

$$f(x) = A_R e^{-\frac{(x-\mu_R)^2}{2\sigma_R^2}} + (e^{k+sx} + A_{SPE} e^{-\frac{(x-\mu_{SPE})^2}{2\sigma_{SPE}^2}}) \Theta(x) + A_{DPE} e^{-\frac{(x-2\mu_{SPE})^2}{2(\sqrt{2}\sigma_{SPE})^2}}$$

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x \geq 0 \end{cases}$$

Die Exponentialfunktion lässt sich durch Ereignisse motivieren, bei denen Photoelektronen unelastisch an der ersten Dynode gestreut werden. Dies führt zu



kleinen, aber trotzdem echten Signalen, die das Tal zwischen dem Einzel-Photoelektronen-Peak und dem Rauschanteil bevölkern (Photonis, 2002).

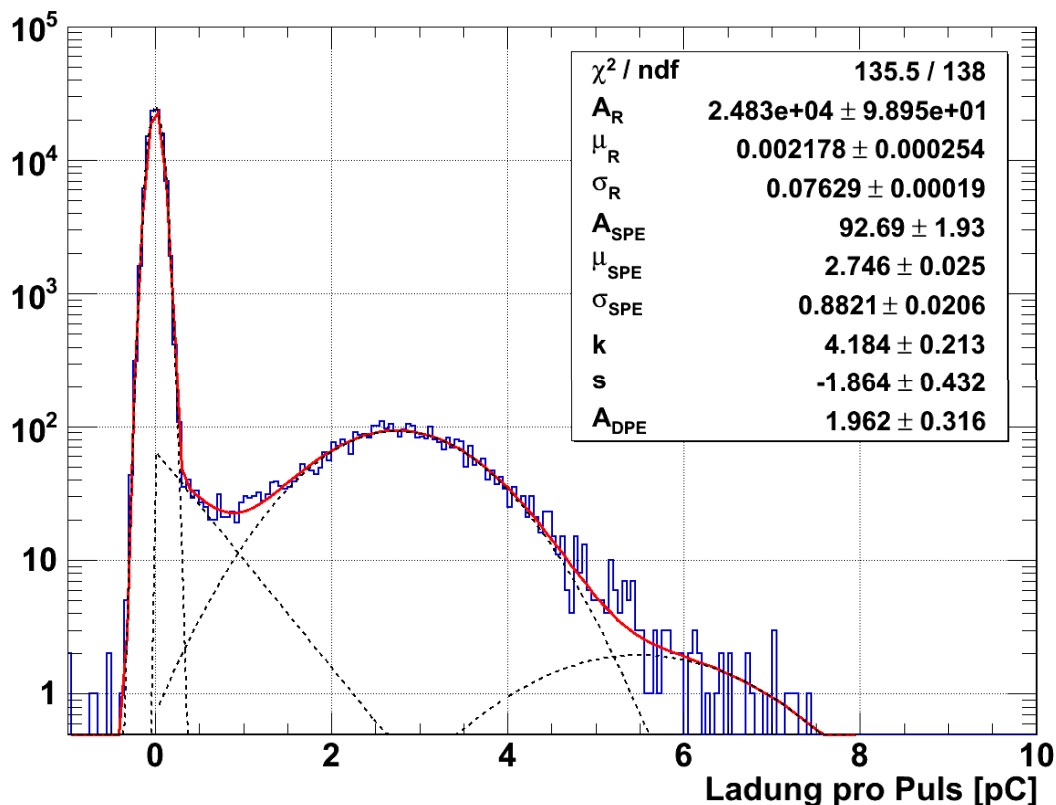


Abbildung 13: Ladungsverteilung für die Pulse einer LED-Kalibrierung von PMT1

Es wurde die Summe aus einer Exponentialfunktion und drei Gaußfunktionen angepasst (Rote Kurve). Die einzelnen Summanden der Anpassungsfunktion wurden unter Verwendung der aufgelisteten Parameter eingezeichnet (gestrichelte Linien). Der DPE-Peak hat nur einen freien Parameter, die Amplitude ( $A_{\text{DPE}}$ ). Die Anderen ( $\mu_{\text{DPE}}$ ,  $\sigma_{\text{DPE}}$ ) hängen von den entsprechenden Werten des SPE-Peaks ab. Das Verhältnis „Peak/Valley“ ist 3,1.

Die (skalierten) Gaußfunktionen modellieren die Beiträge des elektronischen Rauschens (R) und der Pulse, die aus einem oder zwei Photoelektronen (SPE bzw. DPE) hervorgegangen sind. Die mittleren Ladungswerte für Pulse aus Einzel- und Mehrfach-Photoelektronen sollten theoretisch linear voneinander abhängen. Gleiches gilt für die zugehörige Varianz vom jeweiligen Mittelwert:

$$\mu_{NPE} = N\mu_{\text{SPE}}, V_{NPE} = NV_{\text{SPE}} \Leftrightarrow \sigma_{NPE} = \sqrt{N}\sigma_{\text{SPE}}$$

Diese Annahme äußert sich in der Wahl der Parameter für die Anpassungsfunktion der Ladungsverteilung. Die Verstärkung (G) folgt schließlich wie immer aus der mittleren Ladung des SPE-Peaks:

$$G = \frac{\mu_{SPE}}{e} = 1,71 \times 10^7 \pm 0,9\%^6$$

(Der Faktor  $10^{-1}$  in der analogen Gleichung aus Abschnitt 4.2 fällt weg, da während der Licht-Kalibrierung kein Vorverstärker zum Einsatz kam.) Die Ungenauigkeit entspricht dem Anpassungsfehler der mittleren Ladung,  $\mu_{SPE}$  und fällt daher kleiner aus als für die Analysen von Daten des Dunkelstroms. Gestützt auf die Linearität der Verstärkung wurde in Abschnitt 4.2 (implizit) ein entsprechender Wert berechnet, der 3,5% kleiner ausfällt. Der Unterschied könnte an der größeren Ungenauigkeit der Daten liegen, hauptsächlich verursacht durch den verwendeten Vorverstärker. (Allerdings wurde den Ladungsverteilungen des Dunkelstroms jeweils nur eine einfache Gaußfunktion angepasst. Der Beitrag durch thermische Emission von den Dynoden wurde somit jedoch völlig außer Acht gelassen. Die resultierenden Werte für die Verstärkung müssten daher letztlich zu klein bestimmt worden sein.)

Im wiederholten Vergleich mit der von Hamamatsu behaupteten Verstärkung fällt eine ähnliche Abweichung nach oben hin auf. Jedoch ist dieser Vergleich nur bedingt möglich, weil bei der Licht-Kalibrierung praktisch nur ein Punkt beleuchtet wurde. Dagegen leuchtet Hamamatsu die Photokathode völlig aus und mittelt somit automatisch über die gesamte Fläche (Hamamatsu Photonics, 2006).

### 4.4 Untersuchung der unerwartet großen Verstärkung

Die PMT-Signale wurden in weiteren Messungen mit einer größeren Abtastrate digitalisiert. Dies sollte vor allem helfen, zu klären, weshalb die Resultate für die Verstärkung sowohl für die Messungen des Dunkelstroms als auch die Licht-Kalibrierungen so unerwartet groß ausfielen. Dazu wurde ein digitales Oszilloskop<sup>7</sup> mit einer Bandbreite von 2,5GHz verwendet. Die Aufnahme der Signalwerte geschah in zeitlichen Abständen von 0,2ns, anstatt nur alle 10ns, wie es in den Messungen zuvor der Fall war. Das kalibrierte Oszilloskop produziert die Daten bereits als Spannungswerte. Trotzdem werden die Datenpunkte nach der Speicherung für die weitere Auswertung auf eine Grundlinie bei Null korrigiert (siehe Abschnitt 4.3). Die ursprünglich negativen PMT-

---

<sup>6</sup> Der angegebene Wert der Verstärkung bezieht sich auf eine Messung mit PMT1 bei der empfohlenen Vorspannung, 1660V.

<sup>7</sup> Es handelt sich um ein digitales Oszilloskop des Herstellers Agilent (Modell DSO 9254A)

Pulse werden also wieder in Positive umgewandelt. Ebenso werden bei der Bestimmung der Ladung der Pulse die Datenpunkte wieder innerhalb bestimmter Grenzen integriert: Wie zuvor wird die jeweilige linke Grenze mit Hilfe eines Schwellenwertes bestimmt. Beginnend beim Maximum des Pulses wird sie solange nach links verschoben, bis die Spannungswerte der Datenpunkte 2mV unterschreiten. Die rechte Grenze ist dann wieder durch die Wahl der (konstanten) Länge des Integrationsbereiches festgelegt. Aufgrund der Nachpulse stellt sich allerdings die Frage, welche Datenpunkte tatsächlich alle zum Puls hinzuzuzählen sind. Die Integration wurde daher für zwei verschiedene Längen durchgeführt: Der eine Fall umfasst jeweils nur den Hauptpuls. Der Andere schließt zusätzlich auch den Großteil der Nachpulse mit ein (siehe Abbildung 14). Die zugehörige Länge des Letzteren orientiert sich zudem an dem Integrationsintervall für die Daten, welche mit kleinerer Abtastrate gewonnen wurden. Die Unterschiede der resultierenden Ladungsverteilungen scheinen sich ausreichend durch die mittlere Ladung und Standardabweichung des SPE-Peaks charakterisieren zu lassen (siehe Tabelle 5).

Tabelle 5: Mittlere Ladung und Standardabweichung des SPE-Peaks für unterschiedliche Integrationsintervalle

Intervall [ns]	$\mu_{\text{SPE}}$ [pC]	$\Delta\mu_{\text{SPE}}/\mu_{\text{SPE}}$ [%]	$\sigma_{\text{SPE}}$ [pC]	$\Delta\sigma_{\text{SPE}}/\sigma_{\text{SPE}}$ [%]
7	1,79	2,3	0,66	5,2
50	2,79	1,2	0,95	3,1

Im Fall des 7ns-Integrationsintervalls liefert die mittlere Ladung für Pulse von Einzelphotoelektronen eine Verstärkung, die zwar kleiner als für ein langes 50ns-Integrationsintervall ist, trotzdem ist sie noch 12% größer als der erwartete Wert von  $1e7$ . Im Fall der 50ns liefert die mittlere Ladung eine Verstärkung, welche vergleichbar groß ist wie die von Ladungsverteilungen, die mit dem CAEN-ADC ermittelt wurden. Wie zu erwarten war führt ein längeres Integrationsintervall außerdem zu einer breiteren Verteilung des Beitrages durch Rauschen. Wie es scheint, ließen sich die zu hohen Verstärkungswerte der Messungen mit dem CAEN-ADC durch eine Integration der beobachteten Nachpulse in der Eingangsstufe des ADC erklären.

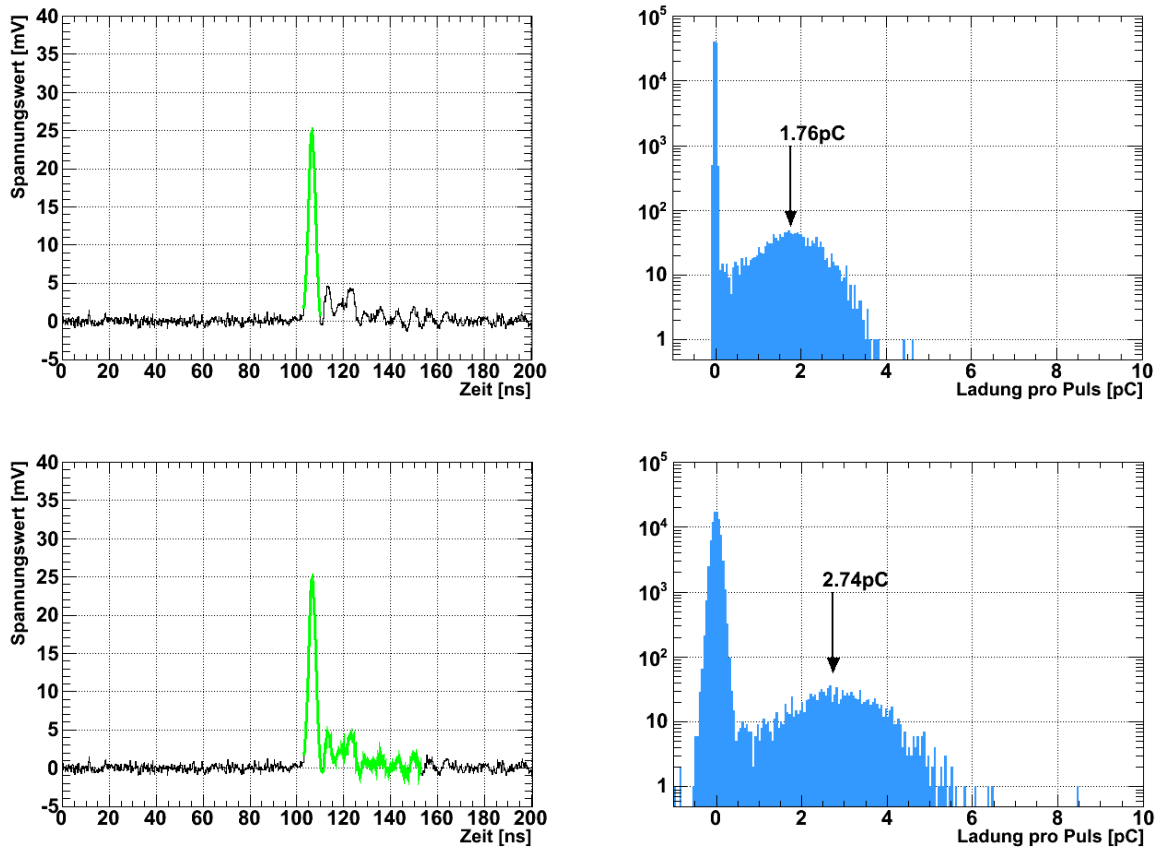


Abbildung 14: Veranschaulichung zweier Integrationslängen (7ns, 50ns) am Beispiel für eines Zeitfensters (Links); Die unterschiedlich bestimmten Ladungen für den Puls wurden in den resultierenden Ladungsverteilungen (Rechts) mit Pfeilen markiert. (Die Daten beruhen auf einer Licht-Kalibrierung von PMT1 bei 1660V)

Die hohen Werte der Verstärkung ließen sich möglicherweise erklären, wenn die Signale nicht nur von einzelnen Photoelektronen stammten sondern hauptsächlich durch mehrere, gleichzeitig emittierte Photoelektronen verursacht worden wären. Folglich wäre der Signalteil der Ladungsverteilung durch Pulse höherer Ladungen dominiert. Die mittlere Ladung wäre also eher Pulsen von Multiphotoelektronen zuzuordnen. Man erhielte daher zu hohe Werte für die Verstärkung, wenn man sie fälschlicherweise als repräsentativ für Ereignisse von Einzelphotoelektronen auffasste. Diese Annahme lässt sich ausschließen durch einen Vergleich der Ladungsverteilungen für Licht-Kalibrierungen mit blauer und grüner LED und einer Messung des Dunkelstroms unter gleichen Bedingungen (siehe Abbildung 15). Da die Wahrscheinlichkeit für eine thermische Emission von mehr als einem Elektron vergleichbar gering ist, kann der Dunkelstrom in begrenztem Maße sozusagen als Referenz für Ereignisse von Einzelphotoelektronen angesehen werden. Es zeigt sich, dass die mittleren Ladungen für

die LED-Messungen mit der für den Dunkelstrom übereinstimmen, sowohl für die blaue LED als auch die Grüne. Obwohl die Quanteneffizienzwerte der PMT sich für die Wellenlängen der beiden LED um bis zu 10% unterscheiden (Hamamatsu Photonics, 2010), sind die mittleren Ladungen der Signalpulse also gleich groß. Daher ist davon auszugehen, dass während der Licht-Kalibrierung hauptsächlich Pulse von Einzelphotoelektronen erzeugt wurden. Zusätzlich ergab sich kein Unterschied, wenn das dazu verwendete Licht aus einem größeren Abstand in die optische Faser eingestrahlt wurde. In diesem Fall konnte aufgrund des Abstrahlwinkels der LED nur ein kleinerer Teil des Lichts in die Faser eintreten und letztlich die Photokathode erreichen. Diese höhere Abschwächung des Lichts sollte die Wahrscheinlichkeit für Multiphotoelektronen weiter sinken lassen.

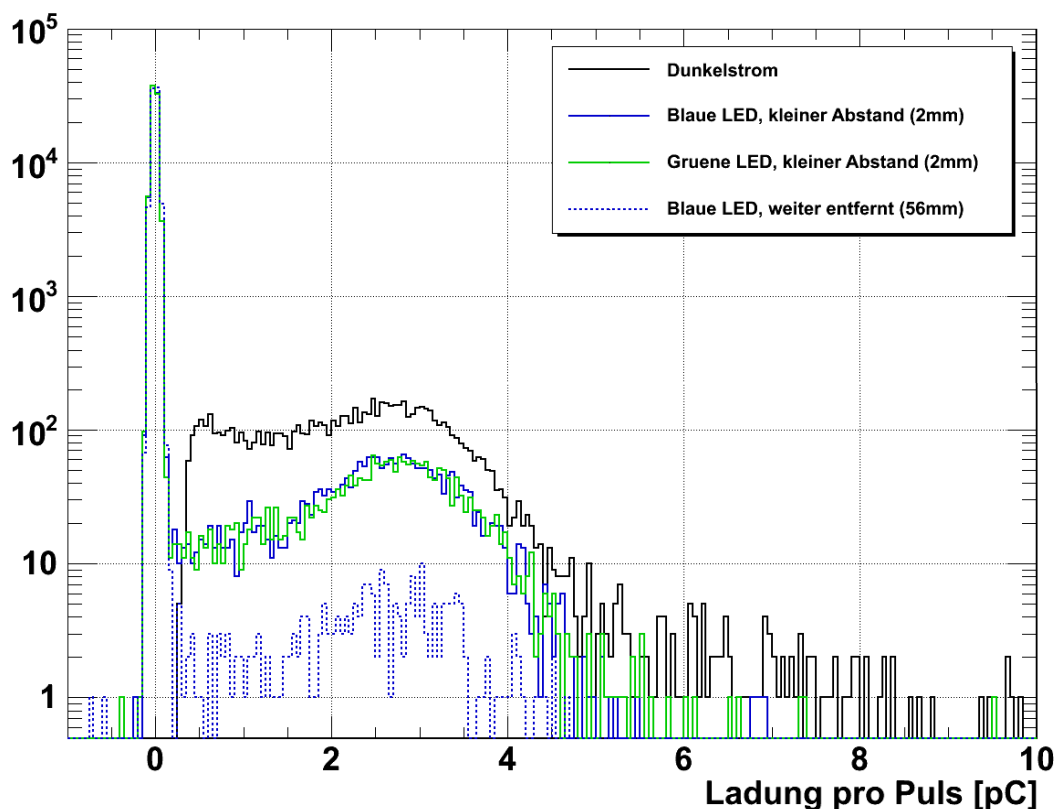


Abbildung 15: Ladungsverteilungen zu verschiedenen Messungen für PMT2 bei konstanter Vorspannung (1600V). Bei den Messungen mit LED wurde Licht teilweise aus unterschiedlichen Abständen in die optische Leitung eingestrahlt. Mit bloßem Auge ist erkennbar, dass die mittleren Ladungen für Pulse aus einzelnen Photoelektronen konsistent sind.

### 4.5 Abhängigkeit der Verstärkung vom Magnetfeld der Erde

Für vier verschiedene Ausrichtungen von PMT2 wurden Licht-Kalibrierungen durchgeführt und die zugehörigen Ladungsverteilungen ausgewertet. Mit Hilfe der mittleren Ladung der Signale wurden dabei die Verstärkungswerte bestimmt und gegen den Auslenkungswinkel der Längsachse von PMT2 relativ zur Südrichtung aufgetragen (siehe Abbildung 16). Somit sollte grob eine Auswirkung des Magnetfelds der Erde auf die Verstärkung festgestellt werden. Das Ergebnis für den 180°-Fall unterscheidet sich innerhalb der Ungenauigkeiten<sup>8</sup> nicht vom Referenzwert (0°). Die Verstärkungen für die West- und Ost-Ausrichtungen weichen zu kleineren bzw. größeren Werten hin ab. Die Unterschiede fallen dabei jeweils kleiner als 7% aus und können nicht durch die zugehörigen Ungenauigkeiten kompensiert werden.

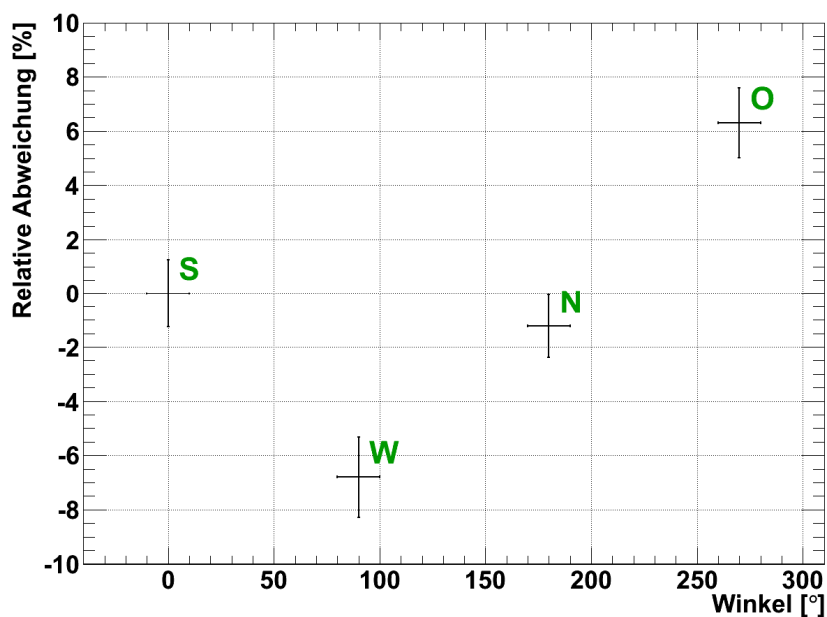


Abbildung 16: Relative Abweichung der Verstärkung für verschiedene räumliche Ausrichtungen von PMT2, bei 1600V

Ermittelt durch Licht-Kalibrierung mit einer blauen LED; Die Abweichung bezieht sich auf den Fall, dass die Photokathode in Richtung Süden (S) blickte. Sie ist jeweils kleiner als 7%. Die einzelnen Datenpunkte wurden zusätzlich, der jeweiligen Himmelsrichtung entsprechend markiert.

<sup>8</sup> Es wurden die Anpassungsfehler der mittleren Ladung der Signale verwendet, um damit die Ungenauigkeit zu quantifizieren. Diese wurde zudem auf den Verstärkungswert der Referenzrichtung normiert.

### 5 Zusammenfassung und Ausblick

Es wurden die Prinzipien der durchgeführten Messung von Dunkelzählrate und Verstärkung sowie deren Resultate exemplarisch vorgestellt.

Die Messungen der Dunkelzählraten ergaben 75-90% kleinere Werte, als sie von Hamamatsu angegeben wurden und bleiben auch für kleinstmögliche Schwellenwerte bei der empfohlenen Vorspannung unter 1000/s. Es wird vermutet, dass diese Unterschiede systematische Gründe haben könnten, da die Dunkelzählraten möglicherweise nach einer zu langen Dunkelphase gewonnen wurden. In zukünftigen Tests könnte daher die zeitliche Entwicklung der Dunkelzählraten untersucht werden, und zwar beginnend kurz nach dem die PMT in Dunkelheit gebracht wurden.

Die Ergebnisse für die Verstärkung liefern im Gegensatz zu den Dunkelraten höhere Werte, als der von Hamamatsu angegebene Wert. Die Abweichungen betragen bis 70% für die empfohlenen Vorspannungen. Diese Abweichungstendenzen wurden sowohl für PMT1 als auch PMT2 beobachtet. Der tatsächliche Grund für den Unterschied konnte noch nicht festgestellt werden. Da die Messungen von Dunkelstrom und Licht-Kalibrierungen ähnliche Resultate hervorbringen, kann davon ausgegangen werden, dass bei Letzteren jedoch erfolgreich, hauptsächlich Einzel-Photoelektronen erzeugt werden.

Für zukünftige Untersuchungen sollte eine diffuse Beleuchtung der Photokathode in Erwägung gezogen werden, um somit bei der Kalibrierung nicht von punktuellen Schwankungen in der Empfindlichkeit der Photokathode abhängig zu sein.

Außerdem wurde eine grobe Untersuchung der Abhängigkeit der Verstärkung vom Erdmagnetfeld durchgeführt, mit dem Ergebnis, dass die relativen Abweichungen kleiner als 7% ausfallen.

## 6 Literaturverzeichnis

Aprile, E. und al., et. 2011. arXiv:1104.2549v3. [Online] 7. September 2011.

—. 2011. arXiv:1107.2155v1. [Online] 11. Juli 2011.

Bahcall, J. N. und Sarazin, C. L. 1977. Parameters and predictions for the X-ray emitting gas of Coma, Perseus, and Virgo. *Astrophysical Journal*. 1977.

Begeman, K.G., Broeils, A.H. und Sanders, R.H. 1991. Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1991.

Bertone, G., Hooper, D. und Silk, J. 2004. arXiv:hep-ph/0404175v2. [Online] 13. August 2004.

Blumenthal, G. R., et al. 1984. Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark Matter. *Nature*. 1984.

Cherenkov, P. A. 1958. nobelprize.org. [Online] 11. Dezember 1958. [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1958/cerenkov-lecture.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1958/cerenkov-lecture.html).

Clowe, D., Bradac, M. und Gonzalez, A. H. 2006. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophysical Journal*. 2006.

Einstein, Albert. 1936. Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field. *Science*. 1936.

Goodman, M. W. und Witten, E. 1985. Detectability of certain dark matter candidates. *Physical Review D*. 1985.

Hamamatsu Photonics. 2008. [Online] Januar 2008. [Zitat vom: 12. Dezember 2011.] [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_R/LARGE\\_AREA\\_PMT\\_TPMH1286E05.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/LARGE_AREA_PMT_TPMH1286E05.pdf).

—. 2010. *Final Test Sheet, JNO. 643013, JNO. 643014*. 2010.

—. 2010. Latest bialkali photocathode with ultra high sensitivity. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 2010, 623.



—. 2006. *Photomultiplier Tubes, Basics and Applications, Third Edition*. 2006.

Klypin, A., Zhao, H. und Somerville, R.S. 2002.  $\Lambda$ CDM-based Models for the Milky Way and M31. I. Dynamical Models. *The Astrophysical Journal*. 2002, 573.

Knapp, M. A. 2009. Design, Simulation und Aufbau des GERDA-Myonvetos (Dissertation). 2009.

Knoll. 2010. *Radiation Detection and Measurement*. s.l. : Wiley, 2010.

Leutz. 1985. The Decay of Potassium-40. *Zeitschrift für Physik*. 1985, 187.

Milgrom, M. und Bekenstein, J. 1985. The modified Newtonian dynamics as an alternative to hidden matter. *Dark matter in the universe; Proceedings of the IAU Symposium, Princeton*. 1985.

Photonis. 2002. *Photomultiplier Tubes, Principles and Applications*. 2002.

Spergel, D. N., Verde, L. Peiris, H. V. und al., et. 2003. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. *Astrophysical Journal Supplement Series*. 2003.

White, S. D. M. und Rees, M. J. 1978. Core condensation in heavy halos - A two stage theory for galaxy formation and clustering. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1978.

Zwicky, F. 1933. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*. 1933.

## 7 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Gemessene Rotationskurve der Galaxie NGC3198 .....	3
Abbildung 2: Foto des PMT-Modells R5912-ASSY-2 .....	16
Abbildung 3: Lichtdichter Behälter .....	18
Abbildung 4: Schaltplan der Entkopplungsbox für PMT1 .....	19
Abbildung 5: Schema der Signalkette zur Messung des vorverstärkten Dunkelstrom .....	20
Abbildung 6: Schematische Darstellung der Signalkette einer Messung zur Licht-Kalibrierung .....	21
Abbildung 7: Umwandlung der Messdaten mit Hilfe eines Medianfilters .....	25
Abbildung 8: Verteilung der Pulshöhen einer Messung des Dunkelstroms von PMT2 bei 1600V.....	26
Abbildung 9: Aus der differentiellen Rate ( $dR/dA$ ) der Amplituden ( $A$ ) wurden durch Integration Dunkelzählraten für verschiedene Schwellenwerte ( $S$ ) bestimmt (,exemplarisch für PMT2 bei 1600V).....	27
Abbildung 10: Umwandlung eines Zeitfensters, das einen Puls enthält, basierend auf dem Mittelwert der Digitalwerte vor dem Pulsbereich .....	29
Abbildung 11: Beispiel der Ladungsverteilung einer Messung des vorverstärkten Dunkelstroms von PMT2 bei 1600V .....	30
Abbildung 12: Verstärkung von PMT1 und PMT2 als Funktion der Vorspannung .....	32
Abbildung 13: Ladungsverteilung für die Pulse einer LED-Kalibrierung von PMT1 .....	35
Abbildung 14: Veranschaulichung zweier Integrationslängen (7ns, 50ns) am Beispiel für eines Zeitfensters (Links);.....	38
Abbildung 15: Ladungsverteilungen zu verschiedenen Messungen für PMT2 bei konstanter Vorspannung (1600V) .....	39
Abbildung 16: Relative Abweichung der Verstärkung für verschiedene räumliche Ausrichtungen von PMT2, bei 1600V .....	40

## 8 Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Parameter des elektrischen Pulses .....	23
Tabelle 2: Verstärkung (G) von PMT1 für verschiedene Vorspannungen (HV) .....	31
Tabelle 3: Verstärkung (G) von PMT2 für verschiedene Vorspannungen (HV).....	31
Tabelle 4: Werte für die Parameter der Geradenanpassungen (siehe Abbildung 12).....	32
Tabelle 5: Mittlere Ladung und Standardabweichung des SPE-Peaks für unterschiedliche Integrationsintervalle .....	37