

# Bau und Test einer Dunkelkammer für Qualitätsmessungen von MCP-PMTs am PANDA-Experiment

Masterarbeit aus der Physik

vorgelegt von

**Rafael Frytz**

13. September 2017

Erlangen Centre for Astroparticle Physics  
Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg



Betreuer: PD Dr. Albert Lehmann



## Zusammenfassung

Hadronen gehören zu den fundamentalen Bauteilen der Materie, die der starken Wechselwirkung unterliegen. An Hadronen wird schon sehr lange geforscht. Durch den Bau einiger Beschleunigeranlagen wurden in den letzten Jahren wesentliche Fortschritte bei der Erforschung von Hadronen erreicht. Dennoch verbleiben in der Hadronenphysik immer noch viele ungelöste Rätsel, wie zum Beispiel der Ursprung ihrer Massen. Außerdem wird das Confinement-Phänomen immer noch nicht richtig verstanden.

Mit Hilfe des  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments soll es möglich sein, viele der Fragen zu beantworten. Das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment ist ein Teil der zurzeit im Bau befindlichen FAIR-Beschleunigeranlage, welche eine Erweiterung der bestehenden GSI-Anlage in Darmstadt ist. Dank der gezielten Auswahl an Komponenten, aus denen der  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor aufgebaut ist, soll ein breites Spektrum verschiedener Teilchen untersucht werden, die bei der Wechselwirkung zwischen Antiprotonen und dem Target, bestehend aus Wasserstoffkernen, entstehen. Dabei haben die gekühlten Antiprotonen hoher Intensität ein sehr hohes Entdeckungspotential, weil Zustände ohne Quantenzahleinschränkung direkt erzeugt werden können. Ein Teil des Systems zur Teilchenidentifikation soll aus DIRC-Detektoren bestehen, welche Teilchen mit Hilfe des Cherenkov-Lichts identifizieren. Dieses Cherenkov-Licht soll durch MCP-PMTs nachgewiesen werden.

In Erlangen werden MCP-PMTs auf ihre Qualität in speziellen, dafür vorgesehenen Dunkelkammern untersucht. So wurden in den letzten Jahren durch die Hersteller viele Fortschritte erzielt, wie zum Beispiel die Steigerung der Lebensdauer von MCP-PMTs. Diese Fortschritte konnten bei der Untersuchung der Lebensdauer bestätigt werden. Ziel dieser Arbeit ist der Bau einer weiteren Dunkelbox, die elektrisch abgeschirmt sein soll und im Idealfall möglichst wenige Photonen von außen durchlassen soll, da MCP-PMTs auf Einzelphotonen sensitiv sind. Dabei soll die neue Dunkelbox dank der Erfahrung mit den anderen Boxen noch weiter verbessert werden. Die aktive Oberfläche eines MCP-PMTs soll mit Hilfe eines dreiachsigen Steppers gescannt werden. Nach dem Bau der Dunkelkammer wurde diese bezüglich ihrer Lichtdichtigkeit untersucht. Basierend auf diesen Messungen wurden zusätzliche Möglichkeiten erarbeitet, die Box im Hinblick auf ihre Lichtdichtigkeit zu optimieren. Zusätzlich wurde die Kupferabschirmung der Box untersucht, sowie die Positioniergenauigkeit des Steppers. Des weiteren werden noch Qualitätsmessungen einiger ausgewählter MCP-PMTs durchgeführt. Dazu gehören die Aufnahme von Gainkurven, die Messung der Zeitauflösung und Ratenstabilität.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung in die Hadronenphysik</b>	<b>1</b>
1.1	Allgemeine Informationen . . . . .	1
1.2	Physikalische Zielsetzung des $\bar{\text{PANDA}}$ Experiments . . . . .	2
1.2.1	Charmonium . . . . .	2
1.2.2	Hadronen in Materie . . . . .	3
1.2.3	Gluonische Anregungen . . . . .	4
1.2.4	Hyperkerne . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Das <math>\bar{\text{PANDA}}</math> Experiment</b>	<b>7</b>
2.1	Überblick . . . . .	7
2.1.1	$\bar{\text{PANDA}}$ als Teil der FAIR-Beschleunigeranlage . . . . .	7
2.1.2	HESR . . . . .	9
2.2	Aufbau und Funktionsweise von $\bar{\text{PANDA}}$ . . . . .	10
2.2.1	Die Magneten . . . . .	11
2.2.2	Spurdetektoren . . . . .	12
2.2.3	Teilchenidentifizierung . . . . .	13
2.2.4	Elektromagnetisches Kalorimeter . . . . .	15
<b>3</b>	<b>DIRC Detektoren und MCP PMTs</b>	<b>17</b>
3.1	DIRC Detektoren am $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment . . . . .	17
3.2	Prinzip eines DIRCs . . . . .	18
3.3	Aufbau und Funktionsweise von MCP-PMTs . . . . .	19
3.4	Vorhandene MCP-PMTs am ECAP . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Der neue Messstand am ECAP in Erlangen</b>	<b>25</b>
4.1	Dunkelkammer . . . . .	25
4.1.1	Aufbau und Eigenschaften . . . . .	25
4.1.2	Durchgeführte Messungen . . . . .	29
4.2	Beweglicher 3D Stepper . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Testmessungen am neuen Messstand</b>	<b>35</b>
5.1	Überprüfung der Dunkelkammer auf Lichtdichtigkeit . . . . .	35
5.2	Untersuchung der Kupferabschirmung . . . . .	42
5.3	Bestimmung der Positioniergenauigkeit des Steppers . . . . .	44
<b>6</b>	<b>Erste Testmessungen von MCP-PMTs in der neuen Dunkelkammer</b>	<b>51</b>
6.1	Gainkurven . . . . .	51
6.2	Zeitauflösung . . . . .	55
6.3	Ratenstabilität . . . . .	61
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung der Messergebnisse und Ausblick</b>	<b>65</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>69</b>
A.1	Lichtdichtigkeitsmessung . . . . .	69
A.2	Positioniergenauigkeit des Steppers . . . . .	73
A.3	Messung der Gainkurven . . . . .	75
A.4	Zeitauflösungsmessung . . . . .	76
	<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>79</b>

<b>Danksagungen</b>	<b>81</b>
<b>Erklärung</b>	<b>83</b>

# 1 Einführung in die Hadronenphysik

## 1.1 Allgemeine Informationen

Als Hadronen werden Elementarteilchen bezeichnet, die der starken Wechselwirkung unterliegen [1]. Bei der starken Wechselwirkung kommt es zum Austausch von Gluonen. Hadronen werden aus Quarks aufgebaut. Je nach Quarkkonfiguration unterscheidet man unter den Hadronen zwischen zwei Gruppen. Einerseits gibt es die Mesonen, welche aus einem Quark-Antiquarkpaar ( $q\bar{q}$ ) aufgebaut sind. Andererseits gibt es die Baryonen, die aus drei Quarks ( $qqq$ ) zusammengesetzt werden. Prominenteste Vertreter der Baryonen sind die Protonen (Zusammensetzung:  $uud$ ) und Neutronen (Zusammensetzung:  $udd$ ), welche zusammen als Nukleonen bezeichnet werden. Außerdem besitzen Mesonen einen ganzzahligen Spin ( $J = 0, 1, \dots$ ), während Baryonen einen halbzahligen Spin besitzen ( $J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$ ) [1]. Quarks gehören zu den fundamentalen Bausteinen der QCD [2], welche als die grundlegende Theorie der starken Wechselwirkung gilt [3]. Diese bindet auch die Quarks unter Austausch von Gluonen. Die QCD wird sehr gut bei geringen Entfernungen verstanden, die viel geringer sind als die Größe eines Nukleons ( $< 10^{-15}$  m). In diesem Bereich ist die Quark-Gluon Wechselwirkung relativ klein. So können viele Prozesse bei hohen Energien durch den störungstheoretischen Ansatz der QCD verstanden werden. Für größere Quarkentfernungen (z.B. in der Größe eines Nukleons) kann der störungstheoretische Ansatz der QCD nicht mehr angewendet werden, da die Wechselwirkungskraft zwischen den Quarks sehr groß wird. Versucht man z.B. ein Quark-Antiquark-Paar zu trennen, so wird die Energie des Gluonfeldes immer größer, bis sie ausreichend groß ist, um ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erschaffen (siehe Abbildung 1). Aus diesem Grund ist die Existenz von Quarks als einzelne Teilchen nicht möglich. Dieses Phänomen wird als Confinement bezeichnet [4].

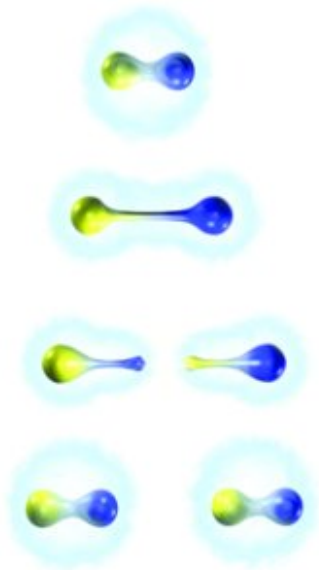


Abbildung 1: Künstlerische Veranschaulichung der Trennung eines Quark-Antiquark-Paares. Ein  $q\bar{q}$ -Paar wird so weit auseinander gezogen, bis die Energie groß genug ist, um ein neues Paar zu bilden. [4]

Durch die starke Wechselwirkungskraft zwischen den Quarks ist die Hadronenmasse relativ groß. So bestehen zum Beispiel bei der Masse des Nukleons nur etwa 2% aus der Summe der Quarkmassen. Die restliche Nukleonenmasse setzt sich zusammen aus der kinetischen Energie und der Wechselwirkungsenergie [4]. Dieses Phänomen wirft immer noch viele Fragen auf und soll in Zukunft noch genauer untersucht werden.

## 1.2 Physikalische Zielsetzung des PANDA Experiments

Mit Hilfe des derzeit in Entwicklung befindlichen PANDA Experiments, welches ein reiches physikalisches Programm haben wird, sollen die Kenntnisse über die starke Wechselwirkung sowie über die Hadronenzusammensetzung erweitert werden [4]. Um die physikalischen Ziele zu erreichen, werden gekühlte Antiprotonenstrahlen hoher Intensität in einem Impulsbereich zwischen 1.5 und 15  $\frac{\text{GeV}}{c}$  in der Beschleunigeranlage erzeugt. In  $p\bar{p}$ -Annihilationen soll dieser Strahl Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  im Bereich zwischen 2.2 und 5.5 GeV liefern [2]. So kann ein breites Hadronenspektrum in verschiedenen Quarkkonfigurationen erforscht werden. Bei diesen Annihilationen handelt es sich um gluonreiche Prozesse. In den Annihilationen sind alle Quantenzahlen direkt erreichbar. Die  $p\bar{p}$ -Annihilationen bieten folgende Vorteile [15]:

- Sehr gute Massenauflösung: Ein 100 keV Stufen-Scan soll dadurch möglich sein.
- Direkte Bildung von Zuständen mit hohen Spins
- hohe Ereignisrate pro Tag

Mit Hilfe von Antiprotonen sollen neue Ziele in verschiedenen Bereichen der Hadronenphysik erreicht werden, die im folgenden genannt werden.

### 1.2.1 Charmonium

Zu den Hauptaufgaben des PANDA Experiments zählt die Charmonium Spektroskopie. Das Charmonium wurde erstmals 1974 entdeckt. Diese Entdeckung von Zuständen bestehend aus einem  $c\bar{c}$ -Paar, wie zum Beispiel des  $J/\psi$ -Zustands 1974 [3], hat viel zum Wissen über die starke Wechselwirkung beigetragen. Durch die hohe Masse des c-Quarks ( $m_c = 1.5 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ ) lassen sich die dynamischen Eigenschaften von  $c\bar{c}$ -Systemen im Sinne von nichtrelativistischen Potentialmodellen beschreiben. Auch heute ist das Charmonium immer noch ein interessantes Forschungsziel in der Physik. So gelang vor einiger Zeit erneut die Entdeckung von neuen Zuständen ( $\eta'_c$ ,  $X(3872)$ ) und es werden B-Fabriken als reiche Charmonium-Quellen ausgenutzt [5]. Bei einer B-Fabrik handelt es sich um einen speziellen Teilchenbeschleuniger, der auf die Produktion von B-Mesonen spezialisiert ist. Experimentell lässt sich das Charmonium am besten in  $e^+e^-$ - und  $p\bar{p}$ -Experimenten untersuchen. Jedoch ist in  $e^+e^-$ -Annihilationen die direkte Entstehung vom Charmonium nur bei Zuständen mit den Quantenzahlen des Photons von  $J^{PC} = 1^{--}$  möglich. Es handelt sich dabei um folgende Zustände:  $J/\psi$ ,  $\psi'$  und  $\psi(3770)$

Aus den Energien der Elektronen- und Positronenstrahlen können sehr gut die Massen und Breiten der Zustände bestimmt werden. In  $p\bar{p}$ -Annihilationen können alle Charmoniumzustände durch kohärente Annihilation der drei Quarks des Protons mit den drei Quarks des Antiprotons direkt erzeugt werden. Durch diese Methode lassen sich die Massen und Breiten der Charmonium Zustände mit Hilfe der ursprünglichen  $p\bar{p}$ -Zustände mit hoher Genauigkeit bestimmen. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für den Prozess

$$p\bar{p} \rightarrow (c\bar{c}) \rightarrow \text{Endzustand}$$

ist durch die Breit-Wigner Formel [5] gegeben:

$$\sigma_{\text{BW}}(E) = \frac{2J+1}{4} \frac{\pi}{k^2} \frac{B_{\text{in}} B_{\text{out}} \Gamma_{\text{R}}^2}{(E - M_{\text{R}}^2)^2 + \frac{\Gamma_{\text{R}}^2}{4}}$$

Das Charmonium Spektrum (siehe Abbildung 2) besteht aus acht schmalen Zuständen unterhalb der offenen Charm-Schwelle ( $D\bar{D}$ ) bei  $3.73 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ . Zusätzlich befinden sich einige Dutzend Zustände oberhalb dieser Schwelle.

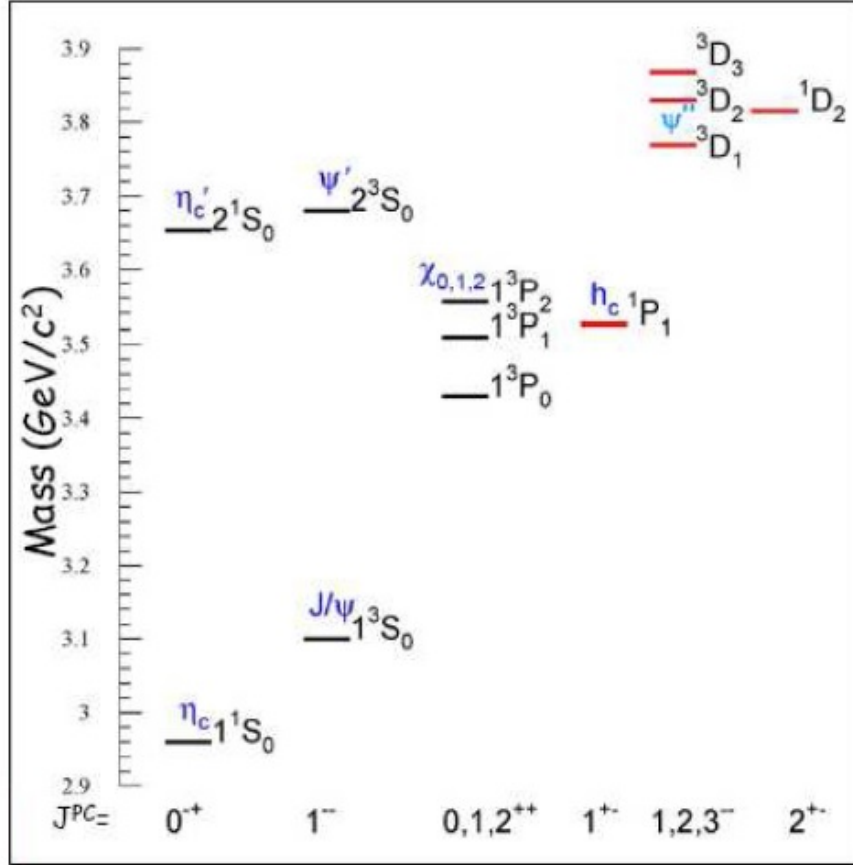


Abbildung 2: Das Charmonium Spektrum: Abgebildet sind hier alle acht Zustände unterhalb der Open Charm Schwelle, sowie vier erwartete Zustände oberhalb dieser Schwelle. [5]

Während die Triplet-Zustände mit hoher Genauigkeit vermessen wurden, trifft dies bei den Singulett-Zuständen nicht zu. So besitzt z.B. der Zustand  $\eta'_c$  eine Masse von  $2980.4 \pm 1.2 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  [5]. Dieser Wert hat immer noch eine zu hohe Unsicherheit und erfordert in Zukunft weitere experimentelle Untersuchungen. Mit Hilfe seiner höheren Luminosität, besseren Impulsauflösung, sowie eines besseren Detektors soll es verglichen mit früheren Experimenten starke Verbesserungen beim PANDA-Experiment geben. Dank seiner hohen Luminosität soll erreicht werden, einige tausend  $c\bar{c}$  pro Tag aufzunehmen. Der gesamte Energiebereich oberhalb und unterhalb der Open Charm Schwelle soll dabei erforscht werden [5]. So wird eine Massenbestimmung auf  $100 \frac{\text{keV}}{c^2}$  Genauigkeit, sowie eine Breitenbestimmung auf 10 % Genauigkeit möglich sein.

### 1.2.2 Hadronen in Materie

Eine große Herausforderung in der Teilchenphysik ist es, die Eigenschaften von Hadronen zu untersuchen, wenn diese sich in einem nuklearen Medium befinden. Es wurde nachgewiesen, dass sich die Eigenschaften von Mesonen, wie die Massen von  $\pi$  oder  $K$ , verändern [6]. Dies wird in Abbildung 3 dargestellt. Bis jetzt haben sich diese Untersuchungen nur auf leichte Quarks beschränkt. Beim PANDA-Experiment soll es nun auch mit Hilfe von  $15 \frac{\text{GeV}}{c}$   $\bar{p}$ -Strahlen möglich sein, diese Eigenschaften bei schwereren Quarks, wie zum Beispiel bei den  $c$ -Quarks, zu untersuchen. Durch die Untersuchung der Wechselwirkung von  $c\bar{c}$  Mesonen mit Kernen erhofft man sich, die Gluon Dynamik der QCD zu erforschen. Berechnungen ergeben jedoch nur eine geringe Massenverschiebung ( $5 - 10 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ ) [3]. D-Mesonen, die aus einem  $c$ -Quark und einem leichten Antiquark bestehen, bieten sich als gutes Mittel an, die Dynamik innerhalb eines Mediums zu untersuchen.

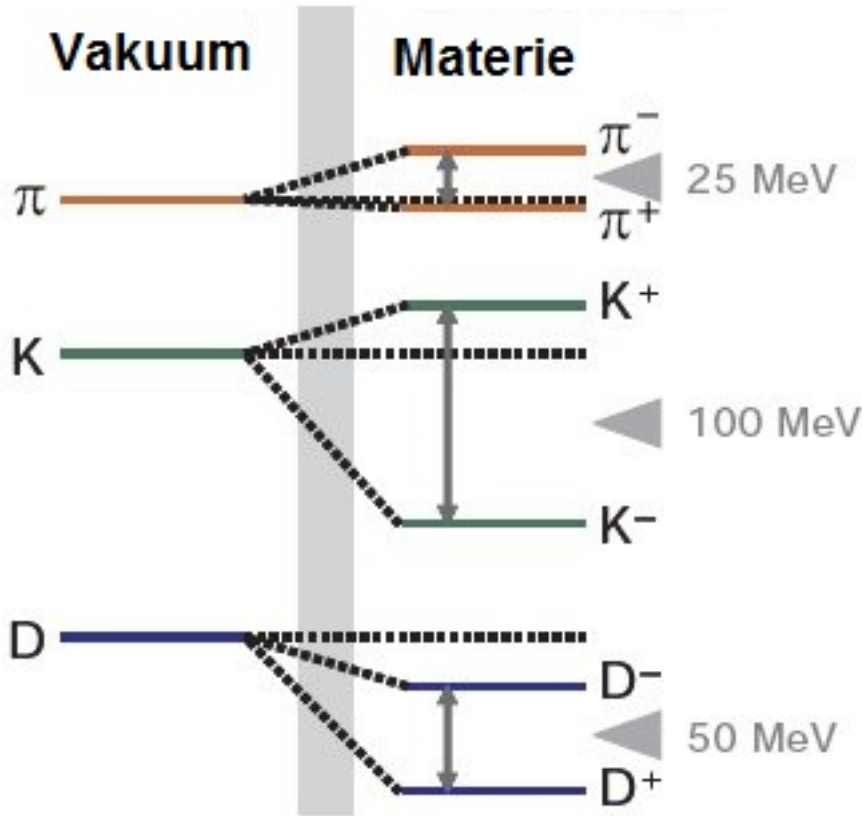


Abbildung 3: Massenverschiebung einiger Hadronen in Materie verglichen mit dem Fall im Vakuum [4].

Außerdem soll der Wirkungsquerschnitt bei der Bildung von  $J/\psi$  und D-Mesonen in  $p\bar{p}$ -Annihilationen an verschiedenen nuklearen Targets gemessen werden. Durch den Vergleich bei verschiedenen Targets soll der  $J/\psi$ -Kern Dissoziierungs-Wirkungsquerschnitt hergeleitet werden, welcher als fundamentaler Parameter gilt, um die  $J/\psi$  Unterdrückung in Kollisionen mit relativistischen, schweren Ionen zu verstehen [5].

### 1.2.3 Gluonische Anregungen

Bei den gluonischen Anregungen handelt es sich um Hadronen mit Gluonen als Hauptkomponente. Diese können in zwei Kategorien eingeteilt werden, nämlich Gluebälle und Hybride. Gluebälle bestehen nur aus Gluonen, während Hybride aus einem angeregten Gluon und einem Quark-Antiquark Paar aufgebaut sind. Da Gluonen zusätzliche Freiheitsgrade besitzen, sind bei den Gluebällen und Hybriden exotische Quantenzahlen  $J^{PC}$  erlaubt. Deren Eigenschaften sind durch Merkmale der langreichweitigen QCD gegeben. Den ersten Hinweis auf die Existenz von Gluebällen gaben  $p\bar{p}$ -Annihilationen. Anfangs wurden Teilchen, wie  $\pi_1(1400)$  und  $\pi_1(1600)$  mit den exotischen Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{-+}$  in  $p\bar{p}$ -Annihilationen gesehen. Außerdem wurde ein Zustand ( $1500 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ ) in  $p\bar{p}$ -Annihilationen entdeckt, welcher als guter Kandidat für einen Glueball-Grundzustand ( $J^{PC} = 0^{++}$ ) gesehen wird [5]. Bisher hat sich die Suche nach gluonischen Anregungen auf den niedrigeren Massenbereich ( $2.2 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ ) konzentriert. Mit Hilfe des PANDA-Experiments will man in den höheren Massenbereich, unter anderem in die Charmonium Region (Massen der geringsten Charmonium-Hybride:  $4.2 - 4.5 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ ) vorstoßen. Dort soll nach weiteren Gluebällen und Hybriden oberhalb von  $2.2 \frac{\text{MeV}}{c^2}$  bis zur Charmonium-Schwelle (siehe Abbildung 4) gesucht werden [5].

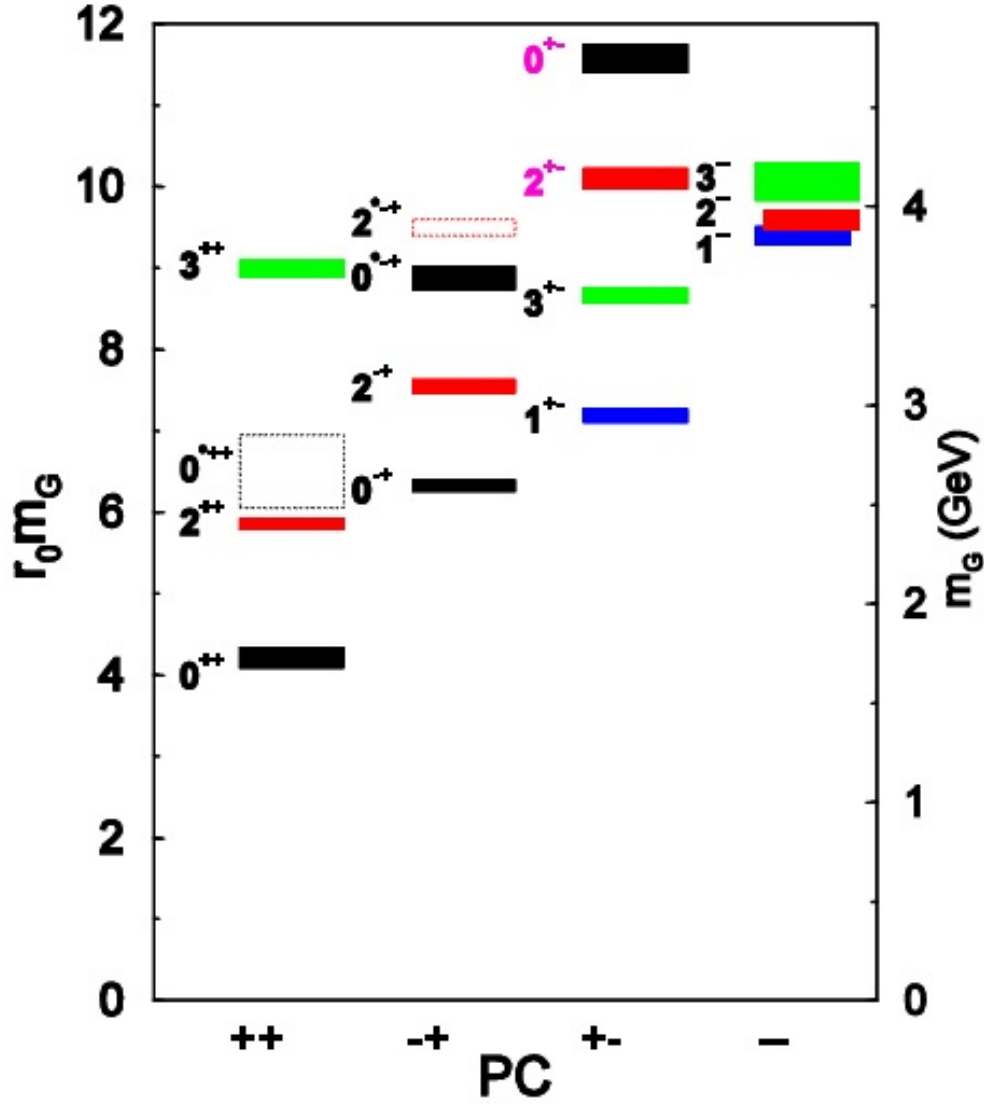


Abbildung 4: Glueball-Vorhersage von verschiedenen Berechnungen. Die meisten Gluebälle, die zu sehen sind, liegen oberhalb von  $2.2 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ . Wichtige Ziele für das PANDA-Experiment sind die Gluebälle mit  $J^{PC} = 0^{+-}$  und  $2^{+-}$  [3].

#### 1.2.4 Hyperkerne

Ein Hyperkern wird erzeugt, wenn mindestens ein u-oder d-Quark eines Nukleons im Kern durch ein s-Quark ersetzt wird [4]. Das Nukleon wird dabei zum Hyperon. Anders als Neutronen oder Protonen, unterliegen Hyperonen nicht dem Pauli-Prinzip. Durch die Strange-Quarks besitzen Hyperkerne auch die Quantenzahl Strangeness, gekennzeichnet mit S. Die Strangeness wurde in der Vergangenheit nur wenig erforscht. Die ersten Hyperkerne wurden vor etwa 50 Jahren entdeckt, doch bis heute sind nur sechs doppelte  $\Lambda$ -Hyperkerne bekannt. Beim PANDA-Experiment sollen mit Hilfe von  $\bar{p}$ -Strahlen weitere Hyperkerne erzeugt werden. Durch ein geeignetes Setup von PANDA, soll es möglich sein, die Bildung eines doppelten  $\Lambda$ -Hyperkerns zu beobachten, was eine genaue Untersuchung der  $\Lambda$ - $\Lambda$ -Wechselwirkung ermöglicht. Für diesen Zweck werden  $\bar{p}$  bei einem Impuls von  $3 \frac{\text{GeV}}{c}$  mit dem primären Target wechselwirken, um eine hohe Anzahl an  $\Xi\bar{\Xi}$ -Paaren herzustellen. Das  $\Xi$  Teilchen soll dabei in einem sekundären Target absorbiert werden. Dadurch wird ein  $\Lambda$ -Paar mit einer sehr geringen Energie erzeugt [6].





## 2 Das $\bar{\text{PANDA}}$ Experiment

### 2.1 Überblick

#### 2.1.1 $\bar{\text{PANDA}}$ als Teil der FAIR-Beschleunigeranlage

Der  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor wird ein Teil der neuen FAIR-Beschleunigeranlage werden. FAIR soll als Erweiterung des bisherigen GSI-Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung bei Darmstadt dienen. Im Moment befindet sich die neue FAIR-Anlage im Bau, wie in Abbildung 5 zu erkennen ist.



Abbildung 5: Die bestehende GSI-Anlage (im Vordergrund) und die im Bau befindliche FAIR-Anlage (im Hintergrund) am 22.4.2015. Auffällig ist dabei die Stelle, wo sich das SIS100/300 Doppelsynchrotron befinden soll [7].

Grafik: Till Middelhaue (FAIR)

Der Linearbeschleuniger und das Synchrotron SIS18 der GSI sollen als Injektionsstufe für die neue FAIR-Anlage dienen. Als Hauptbestandteil von FAIR gilt der Doppelsynchrotronring SIS100/300 (siehe Abbildung 6), der 1 km im Durchmesser misst. Im SIS100 sollen Protonenstrahlen auf Energien von bis zu 29 GeV beschleunigt werden [8]. Diese gelangen zu einem Nickel-Target [10], wo Antiprotonen ( $\bar{p}$ ) als Sekundärteilchen erzeugt werden. Anschließend werden diese auf einen Impuls von bis zu  $15 \frac{\text{GeV}}{c}$  beschleunigt. Innerhalb einer Sekunde sollen dabei  $5.6 \cdot 10^7$   $\bar{p}$  erzeugt werden. Die erzeugten  $\bar{p}$  werden einem System von Speicherringen (CR und RESR) zugeführt, wo sie zwischengelagert und vorgekühlt werden. Anschließend kommen sie in den HESR, wo sich das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment befindet. Darüber wird in den folgenden Abschnitten genauer geschrieben.

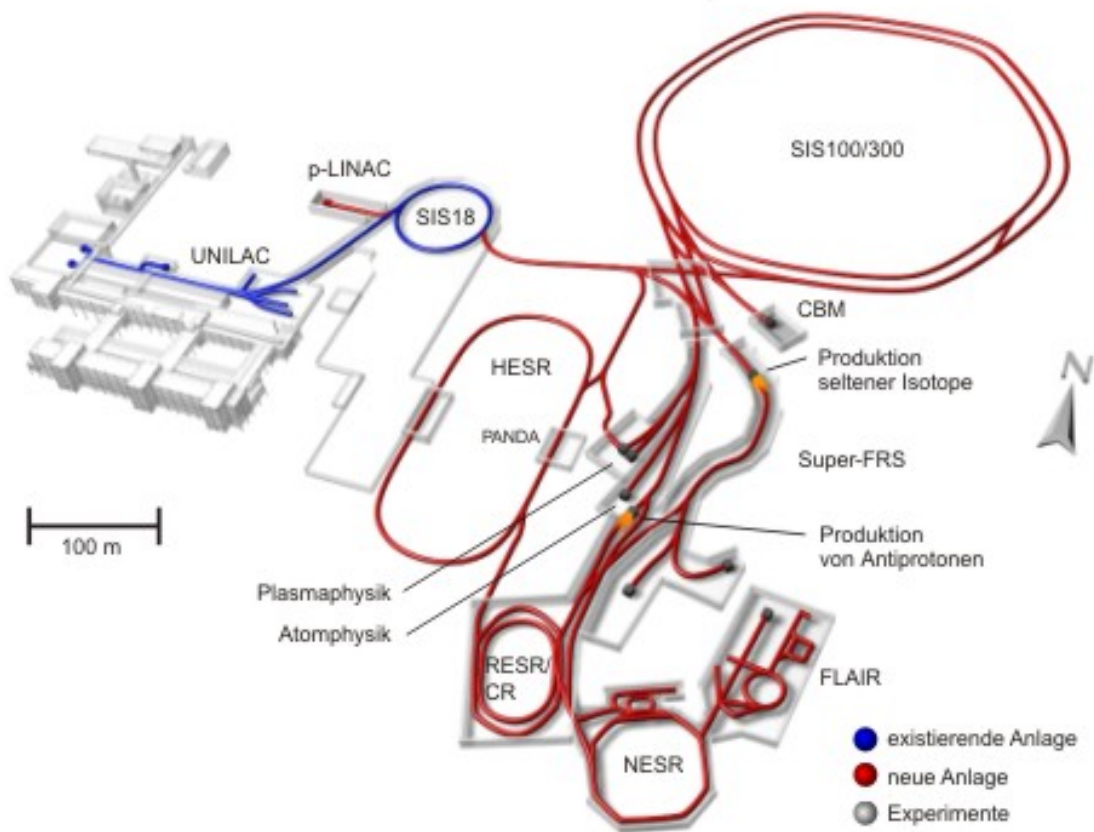


Abbildung 6: Schematischer Aufbau der FAIR-Beschleuniger Anlage und der existierenden GSI-Anlage [12].

Die Strahlen im HESR sollen aus bis zu  $10^{11}$   $\bar{p}$  bestehen, die in Verbindung mit dem PANDA-Target eine Luminosität von bis zu  $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erreichen.

Der zweite große Ring (SIS300) wird  $^{238}\text{U}$  Ionenstrahlen liefern, die eine Energie von bis zu 2 AGeV aufweisen werden [9]. A ist in diesem Fall die Massenzahl. Diese sind zur Untersuchung von Kollisionen ultrarelativistischer, schwerer Ionen vorgesehen.

### 2.1.2 HESR

Beim HESR handelt es sich um einen Ring zur Speicherung und Kühlung von hochenergetischen  $\bar{p}$ . Der HESR wird die Funktion haben, das PANDA Experiment mit Antiprotonen im Impulsbereich von 1.5 bis 15  $\frac{\text{GeV}}{c}$  zu versorgen [11]. Die Gesamtlänge des Rings beträgt 575 m, davon sind zwei 155 m lange, gerade Abschnitte [10]. In einem der geraden Teilstücke befindet sich das PANDA-Experiment mit dem inneren Target-System, während das andere Teilstück Systeme enthalten soll, die zur Kühlung der Strahlen vorgesehen sind (siehe Abbildung 7). Bei den Kühlsystemen wird zwischen stochastischer Kühlung und Elektronen-Kühlung unterschieden. Durch die beiden Kühlsysteme wird gewährleistet, dass die Qualität des Strahls und die Luminosität für Experimente bei PANDA erreicht werden [11]. Der Ring soll aus 44 Dipolmagneten bestehen, die zur Strahlumlenkung dienen sollen, sowie aus 84 Quadrupolmagneten zur Fokussierung des Strahls. Beim HESR sind zwei verschiedene Betriebsmodi geplant:

- Im Modus hoher Luminosität sollen sich  $10^{11}$   $\bar{p}$  im Ring befinden in einem Impulsbereich von 1.5 bis 15  $\frac{\text{GeV}}{c}$ . Oberhalb von 3.8  $\frac{\text{GeV}}{c}$  wird stochastische Kühlung stattfinden. Die maximal erreichte Luminosität soll dabei  $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  betragen, während die Impulsauflösung  $\frac{\Delta p}{p}$  ungefähr  $1 \cdot 10^{-4}$  sein soll [10].
- Im Modus hoher Auflösung sollen sich  $10^{10}$   $\bar{p}$  im Ring befinden mit Impulsen von 1.5 bis 8.9  $\frac{\text{GeV}}{c}$ . Im gesamten Impulsbereich ist Elektronenkühlung vorgesehen. Der maximale Wert der Luminosität soll  $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  betragen, während die Impulsauflösung einen Wert von  $\frac{\Delta p}{p} \leq 4 \cdot 10^{-5}$  haben soll [10].

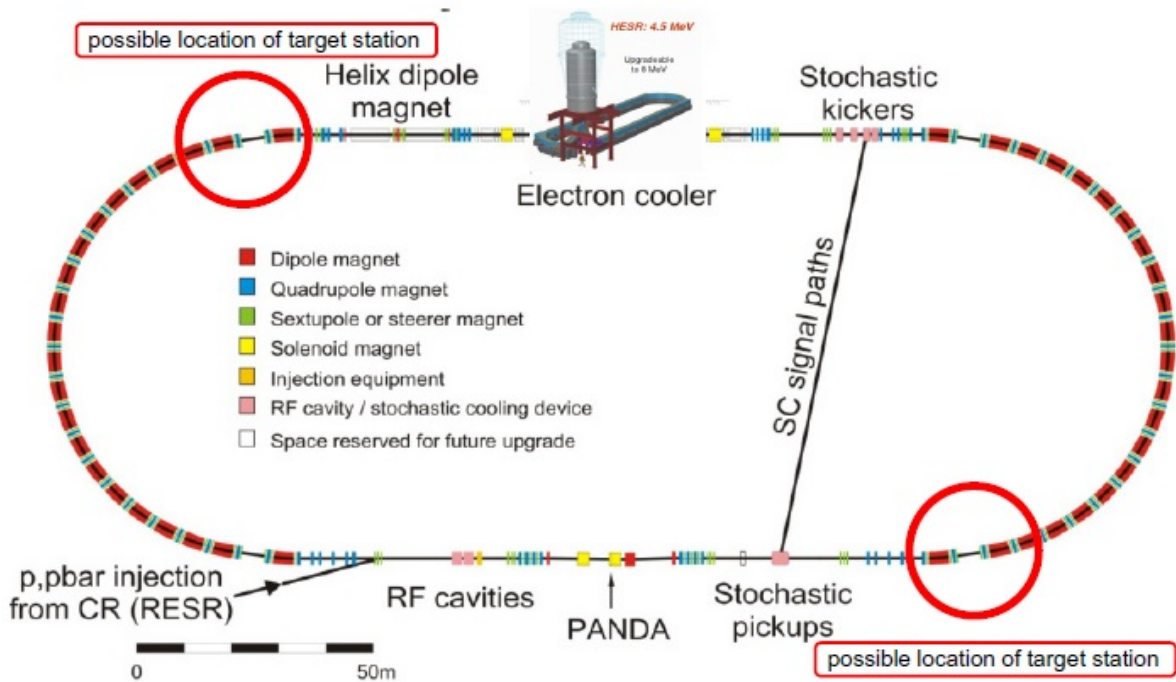


Abbildung 7: Schematische Darstellung vom HESR: Gut zu erkennen ist das PANDA-Experiment auf dem einen geraden Stück und die Elektronen-Kühlsysteme auf dem gegenüberliegenden Teilstück. [12]



## 2.2 Aufbau und Funktionsweise von PANDA

Bei dem PANDA-Detektor handelt es sich um ein Fixed-Target Experiment [11]. PANDA soll aus vielen verschiedenen Detektorkomponenten zur Untersuchung von Teilchen bestehen, welche aus dem Zusammenstoß von Antiprotonen mit den Protonen des Targets entstehen. Dank der intensiven, phasenraumgekühlten  $\bar{p}$ -Strahlen wird der Detektor ein hohes physikalisches Entdeckungspotential besitzen. Hauptziele von PANDA sollen vor allem die Abdeckung des gesamten Raumwinkels ( $4\pi$ ), sowie eine hohe Auflösung bei Teilchentracking und -identifizierung sein. Außerdem soll eine hohe Massen-, Energie-, Winkel- und Ortsauflösung erzielt werden [3] [11]. Somit stellen sich für den Detektor sehr hohe Anforderungen. Zum Erreichen der geforderten Luminosität gilt die Beschaffenheit des Targets als eine große Herausforderung. Damit der gesamte Raumwinkel abgedeckt wird, besteht der Detektor aus zwei magnetischen Spektrometern, einerseits dem Target Spektrometer und andererseits dem Vorwärts Spektrometer [4]. (siehe Abbildung 8)

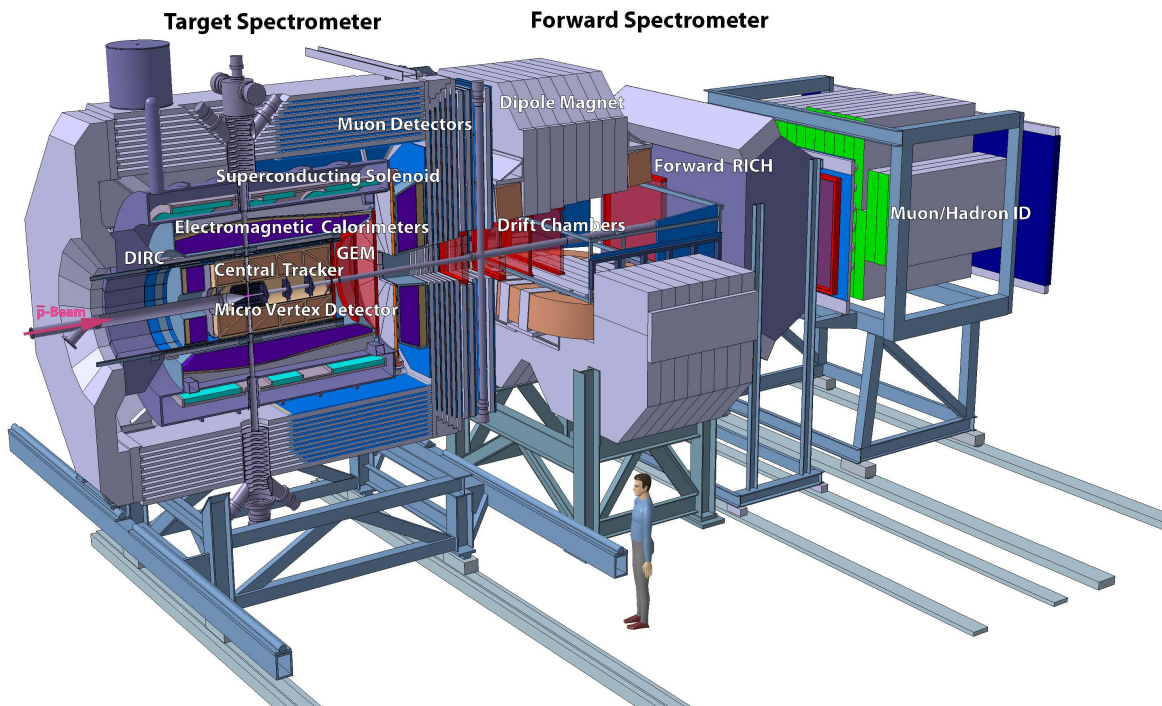


Abbildung 8: Aufbau des gesamten PANDA-Detektors. Sowohl das Target- als auch das Vorwärtsspektrometer sind zu erkennen. Der Antiprotonenstrahl wird zuerst in das Target Spektrometer gelangen, wo er mit dem Target kollidiert. [13]

Das **Target Spektrometer** umgibt den Wechselwirkungspunkt und soll Teilchenspuren geladener Teilchen in einem homogenen magnetischen Feld eines Solenoids mit einer Feldstärke von 2 T messen. Die einzelnen Detektoren umgeben dabei das Spektrometer in mehreren Schichten, während es im Zentrum zur Wechselwirkung zwischen dem  $\bar{p}$ -Strahl und dem Target kommt. Das Target Spektrometer besteht aus drei Bereichen: Im Barrel werden gestreute Teilchen bei Winkeln zwischen  $22^\circ$  und  $140^\circ$  detektiert, während beim Forward End Cap Teilchen bei kleineren Streuwinkeln bis zu  $5^\circ$  für vertikale und  $10^\circ$  für horizontale Ebenen bestimmt werden. Außerdem ist das Backward End Cap zur Abdeckung höherer Winkel von  $145^\circ$  bis  $170^\circ$  vorgesehen [11].

Für die Entwicklung des Targets ergeben sich Herausforderungen: Da eine Luminosität von  $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erreicht werden soll, sind für die Dicke des Target  $4 \cdot 10^{15}$  Wasserstoffkerne pro  $\text{cm}^2$  nötig. Zur Zeit werden zwei verschiedene Techniken für das Target verfolgt, nämlich das Cluster-Jet Target und das Pellet Target. Beide Techniken können dieselbe Dichte an Wasserstoff-Kernen

im Wechselwirkungspunkt gewährleisten, nur die Qualität des Strahls kann verschieden sein. Ein Cluster-Jet Target entsteht aufgrund der Expansion von kaltem Wasserstoffgas ins Vakuum durch eine Lavalldüse [11]. Das führt zur Kondensation von Wasserstoff-Molekülen, die einen schmalen Jet bestehend aus Wasserstoff-Haufen bilden. Das Pellet Target besteht aus einem Strom gefrorener Wasserstoff Mikrosphären (Pellets), die den Antiprotonenstrahl senkrecht durchqueren [11].

Das **Vorwärts Spektrometer** soll gestreute Teilchen bei Laborwinkeln unterhalb von  $5^\circ$  in vertikaler und unterhalb von  $10^\circ$  in horizontaler Richtung detektieren. Geladene Teilchen sollen dabei unter Benutzung eines Dipolmagneten der integrierten Feldstärke von 2 Tm untersucht werden. Zusätzlich sollen Cherenkov-Detektoren und Myonenzähler dafür sorgen, dass alle Teilchentypen detektiert werden [3] und die Energie soll durch das Kalorimeter bestimmt werden.

### 2.2.1 Die Magneten

Zur Rekonstruktion der Teilchenimpulse, sowie zur Identifizierung geladener Teilchen, ist ein dafür geeignetes Magnetfeld nötig. Die beiden für  $\bar{\text{PANDA}}$  vorgesehenen Magneten sollen dabei eine ideale Kombination aus Magnetfeldern gewährleisten.

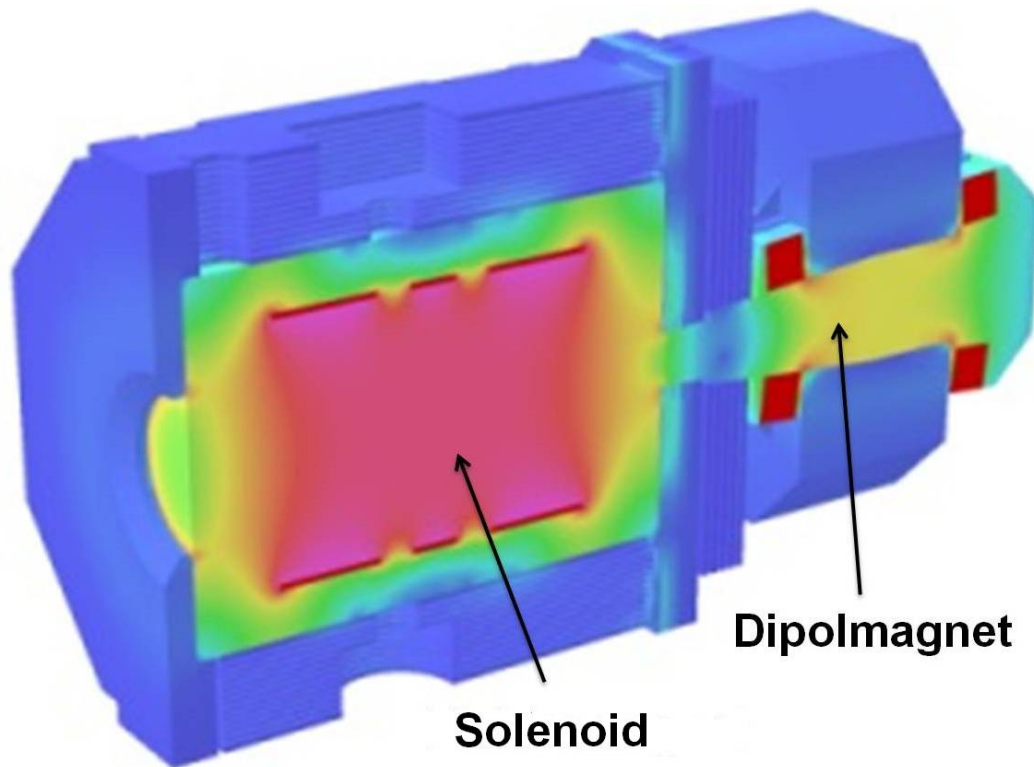


Abbildung 9: Schematischer Aufbau der beiden Magneten im  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor. Die Magnetfelder, welche durch beide Magneten erzeugt werden, sind erkennbar. Links ist der Solenoid im Targetspektrometer, rechts der Dipolmagnet im Vorwärtspektrometer [4].

Das zentrale Magnetfeld der Feldstärke von 2 T wird dabei durch einen **Solenoiden** erzeugt, was in Abbildung 9 dargestellt wird. Dieser befindet sich im Target Spektrometer. Das erzeugte Magnetfeld im aktiven Volumen des Detektors soll dabei möglichst homogen sein. Teilchen, die sich in Vorwärtsrichtung durch den  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor bewegen, erfahren im Vorwärts Spektrometer ein Magnetfeld der integrierten Feldstärke von 2 Tm, welches durch einen **Dipolmagneten** erzeugt wird. Im Zwischenraum zwischen den beiden Magneten soll das Magnetfeld inhomogen sein.

### 2.2.2 Spurdetektoren

Eine der wesentlichen Aufgaben des PANDA-Detektors soll die Messung von Spuren geladener Teilchen sein. Diese muss mit hoher Auflösung über den gesamten Raumwinkel erfolgen. Um dies zu gewährleisten, sind vier verschiedene Systeme zur Spurverfolgung vorgesehen, welche in Abbildung 10 schematisch dargestellt werden:

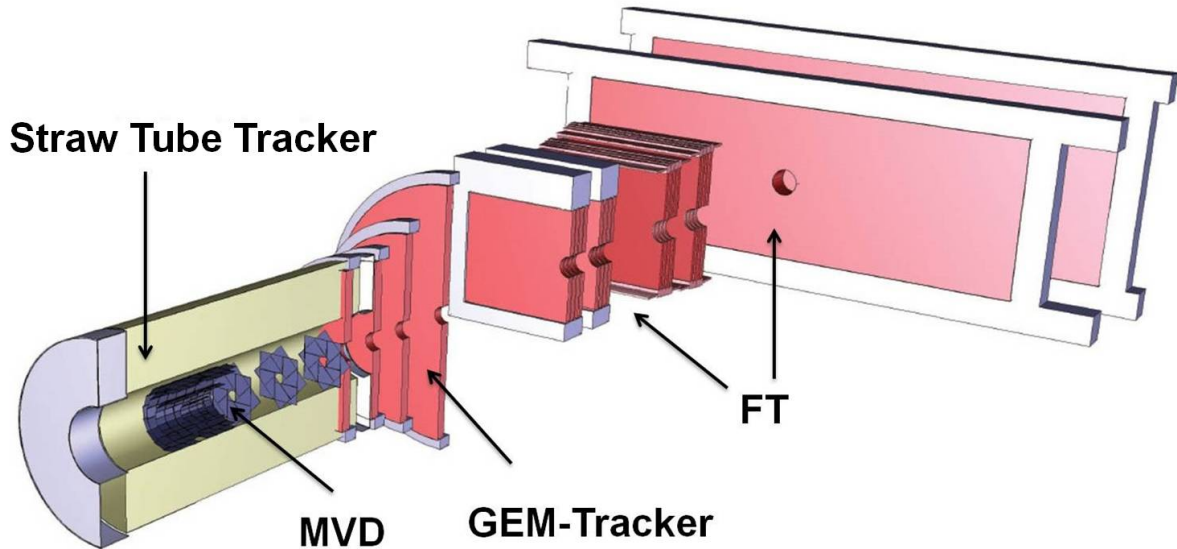


Abbildung 10: Schematischer Aufbau der verschiedenen Spurdetektor-Komponenten im PANDA-Detektor [4].

Der **Micro Vertex Detektor (MVD)** befindet sich im Target Spektrometer. Es handelt sich um die Detektor-Komponente, die am nächsten am primären Wechselwirkungs-Vertex gelegen ist [14]. Da die Targetteilchen das Volumen des MVD durchqueren, wird die Schalenstruktur für den Zylinderteil aus zwei Hälften bestehen. Zusätzlich ist eine Disk-Struktur für den vorwärts-gerichteten Teil vorgesehen. Für den MVD sind vier Zylinder-Schichten vorgesehen [14]. Die beiden inneren Zylinder-Schichten sollen aus Pixeldetektoren bestehen, während die äußeren Schichten mit doppelseitigen Si-Streifendetektoren ausgestattet werden sollen [4]. Bei den Disks sollen Pixel-Detektoren, sowie doppelstreifige Si-Streifendetektoren verwendet werden [4].

Eine weitere Komponente, die sich im Target Spektrometer befindet, ist der **Straw Tube Tracker** (Strohröhre). Hierbei handelt es sich um eine Driftröhre mit einem Kanal. Diese Röhre ist gefüllt mit Gas und enthält einen Draht entlang der Hauptachse [4]. Durch Anlegen einer Hochspannung zwischen dem Draht in der Mitte und der Röhre bildet sich ein elektrisches Feld im Gas. Als Gas wird eine Mischung aus Argon (Ar) und  $\text{CO}_2$  verwendet, die in einem Verhältnis von 9 : 1 stehen [4]. Durchquert ein geladenes Teilchen die Röhre, dann findet Ionisation statt. Während die Elektronen nach Innen in Richtung Draht driften, bewegen sich die positiven Ionen in Richtung Wände [4]. Befinden sich die Elektronen nah genug am Draht, dann findet Elektronen-Vervielfachung statt [4]. Somit kann das elektrische Signal ausgelesen werden. Der Straw Tube Tracker des PANDA-Experiments soll aus mehreren Driftröhren, die zylinderförmig um die Hauptachse des Strahls angeordnet sind, bestehen [14].

Ein **Gas Electron Multiplier Tracker (GEM-Tracker)** wird aus mehreren GEM-Detektoren im Target Spektrometer aufgebaut werden. Laut aktuellem Design sind drei GEM-Ebenen geplant, die in verschiedenen Entfernungen vom Target senkrecht zur Strahlrichtung angeordnet werden [14]. Teilchen, die bei Winkeln unterhalb von  $22^\circ$  emittiert werden und nicht durch den Straw Tube Tracker abgedeckt werden können, sollen durch die drei Ebenen detektiert werden [14].

Der **Forward Tracker (FT)** soll sich im Vorwärtsspektrometer des PANDA-Detektors befinden. Mit Hilfe des FT sollen Impulse der geladenen Teilchen untersucht werden, die im Feld des Dipolmagneten abgelenkt werden. Der FT besteht aus sechs Ebenen mit Spurdetektoren, die in Paaren an verschiedenen Seiten des Magneten angeordnet sind. Als Detektortyp werden Driftröhren des selben Typs wie beim Straw Tube Tracker verwendet [4]. Auch das Gasgemisch soll das gleiche sein. Während sich das eine Paar vor dem Magneten befindet, befindet sich ein weiteres Paar dahinter. Zusätzlich befindet sich noch ein Paar an Detektoren innerhalb der Lücke des Magneten, welches Teilchen mit geringen Impulsen verfolgen soll [4].

### 2.2.3 Teilchenidentifizierung

Die Identifizierung geladener Teilchen mit sehr hoher Genauigkeit über ein breites Winkel- und Impulsspektrum ist eine der Hauptanforderungen an den PANDA-Detektor [4]. Er soll aus hochentwickelten Systemen zur Teilchenidentifizierung ausgestattet sein, wie in Abbildung 11 zu sehen ist. Damit wird es möglich sein, die Teilchenarten über das gesamte kinematische Spektrum zu klassifizieren und  $\frac{dE}{dx}$  Messungen vorzunehmen [4]. Im Folgenden werden die Komponenten erklärt, die für die Teilchenidentifizierung bestimmt sind.

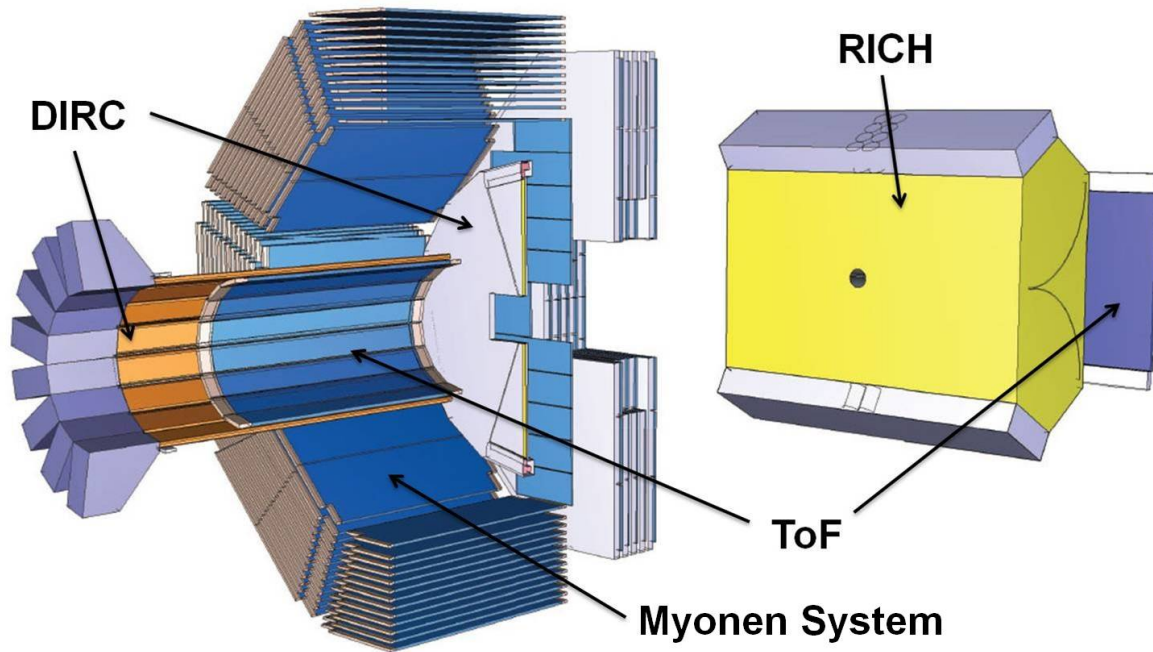


Abbildung 11: Schematischer Aufbau der verschiedenen Komponenten zur Teilchenidentifizierung im PANDA-Detektor [4].

Ein wichtiges Element zur Teilchenidentifizierung im PANDA-Detektor sind die **DIRC**-Detektoren, die auf dem Cherenkov-Effekt beruhen. Die DIRC-Detektoren befinden sich im Target-Spektrometer und sind aus zwei Komponenten aufgebaut: Einerseits das zylinderförmige DIRC für Winkelabdeckungen zwischen  $22^\circ$  und  $140^\circ$  und andererseits das Disk-DIRC für Winkelabdeckungen zwischen  $5^\circ$  und  $22^\circ$  [11]. Der Aufbau der DIRC-Detektoren und deren Funktionsweise werden in den Abschnitten 3.1 und 3.2 genauer besprochen.



Das **Time of Flight (ToF)** System wird zur Identifizierung von langsamen, geladenen Teilchen benötigt [11]. Diese strahlen kein Cherenkov-Licht aus und können damit nicht durch die DIRC-Detektoren detektiert werden. Das ToF-System ist aus zwei Teilen aufgebaut. Im Target Spektrometer befindet sich einerseits der zylinderförmige Teil. Dort sollen ScTils (Scintillator Tiles) als Detektoren verwendet werden. Andererseits befindet sich im Vorwärtsspektrometer ca. 7 m vom Target entfernt eine Szintillatorlage, die ebenfalls zum ToF-System gehört [11]. Diese wird aus Plastikszintillatoren bestehen, sowie aus schnellen Photoröhren an beiden Enden, welche für die Auslese vorgesehen sind. Mit Hilfe des ToF-Systems soll eine  $\pi/K$  - Trennung mit einer Genauigkeit von  $3\sigma$  bei Impulsen von bis zu  $2.8 \frac{\text{GeV}}{c}$  ermöglicht werden, sowie eine  $K/p$  - Trennung bei Impulsen von bis zu  $4.7 \frac{\text{GeV}}{c}$  [11].

Zur Messung von Myonen in einem breiten Impulsspektrum ist ein spezieller Aufbau nötig. Der Grund liegt daran, dass Myonen, verglichen mit anderen geladenen Teilchen einen geringen Wirkungsquerschnitt besitzen. Das **Myonen System** ist aus mehreren Komponenten aufgebaut. Einerseits soll im Target Spektrometer das Myonen-System die DIRC-Detektoren zylinderförmig umgeben. Dieser Aufbau besteht insgesamt aus 13 Eisenschichten [11]. Zusätzlich sollen vor dem Vorwärtsspektrometer senkrecht zur Strahlrichtung sechs Detektorschichten platziert werden [11]. Außerdem ist etwa 9 m vom Target entfernt im Vorwärts-Spektrometer eine weitere Komponente des Myonen Systems geplant [11]. Diese soll aus verschachtelten Absorptionsschichten und rechteckigen Aluminium-Driftröhren bestehen. Damit wird eine Unterscheidung zwischen Pionen und Myonen ermöglicht.

Zur Ermöglichung der  $\pi/K$  -, sowie der  $K/p$  - Trennung im Bereich hoher Impulse soll der **RICH Detektor (Ring Imaging CHerenkov)** im Vorwärtsspektrometer dienen [11]. Ähnlich wie der DIRC-Detektor basiert der RICH-Detektor auf den Cherenkov-Effekt. Das Cherenkov-Licht wird dabei mit Hilfe von Spiegeln auf eine Anordnung von Photoröhren fokussiert.



### 2.2.4 Elektromagnetisches Kalorimeter

Das Elektromagnetische Kalorimeter wird zur Energiemessung von Teilchen verwendet. Für den Bau des Kalorimeters sind aufgrund der erwarteten hohen Zählraten und des kompakten Designs des Target Spektrometers schnelles Szintillationsmaterial und eine kurze Strahlungslänge nötig [14].  $\text{PbWO}_4$  eignet sich dabei sehr gut als anorganischer Szintillator mit seiner hohen Dichte, sowie ausreichender Energie- und Zeitauflösung für die Detektion von Photonen und Elektronen [14]. Das Kalorimeter soll aus einem zylinderförmigen Teil im Targetspektrometer bestehen, sowie aus zwei Kappen an beiden Enden. Ergänzt wird es durch Schaschlik-Typ Kalorimeter im Vorwärtsspektrometer [4] (siehe Abbildung 12). Die Auslese der Kristalle im zylinderförmigen Teil, sowie in der hinteren Kappe soll durch großflächige Avalanche-Photodioden gewährleistet sein, während sie in der vorderen Kappe durch Vakuum-Phototrioden durchgeführt werden soll. Wenn die Kristalle auf  $-25^\circ\text{C}$  gekühlt werden, kann die Lichtausbeute um ein Vierfaches verglichen zu der bei Raumtemperatur erhöht werden [14]. Die Auslese des Kalorimeters im Vorwärtsspektrometer erfolgt über Blei-Szintillatoren. Es wird eine Energieauflösung von  $4\%/\sqrt{E}$  angestrebt [14].

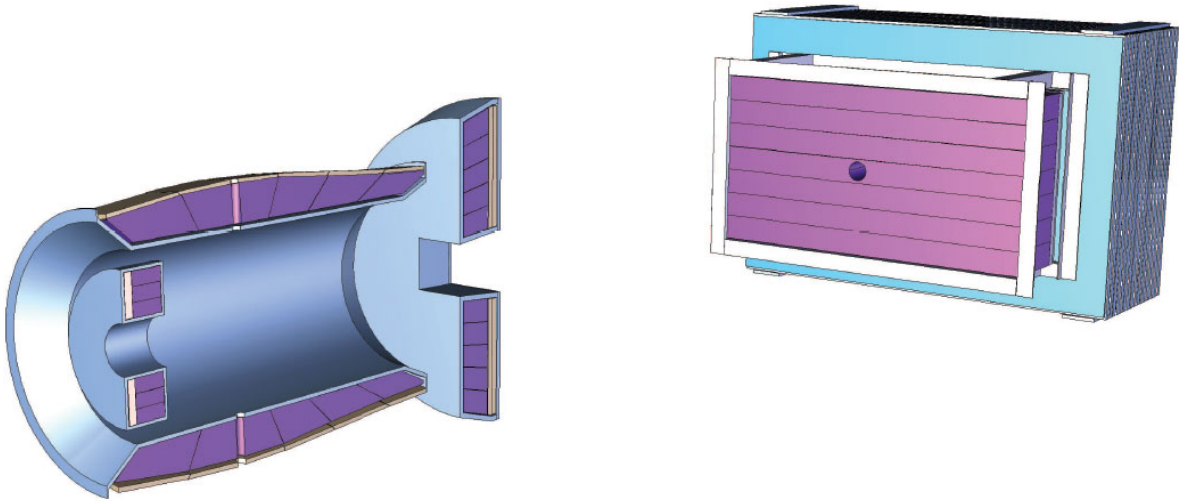


Abbildung 12: Künstlerisches Design des Elektromagnetischen Kalorimeters. Links ist der zylinderförmige Teil im Target Spektrometer, während rechts der Schaschlik-Typ Kalorimeter des Vorwärtsspektrometers zu sehen ist [4].



### 3 DIRC Detektoren und MCP PMTs

#### 3.1 DIRC Detektoren am $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

Zur Identifizierung geladener Teilchen im  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment, darunter Kaonen mit Impulsen  $p > 0.46 \frac{\text{GeV}}{c}$ , werden zwei DIRC Detektoren benötigt, die sich im Target Spektrometer befinden. Es handelt sich dabei um Cherenkov Detektoren. Zur Abdeckung der zentralen Region ist ein zylinderförmiger DIRC (Abbildung 13) vorgesehen mit Quarzstäben als Radiatoren, während sich am vorderen Ende ein Disk-DIRC (Abbildung 14) befinden soll [16]. Die DIRC Detektoren sollen dabei in der Lage sein, Pionen ( $\pi$ ) und Kaonen (K) bei Impulsen bis zu  $3.5 \frac{\text{GeV}}{c}$  voneinander zu unterscheiden. Dabei müssen sie im Magnetfeld eines Solenoiden der Stärke 2 T betrieben werden bei Wechselwirkungsraten von bis zu 20 MHz [17].

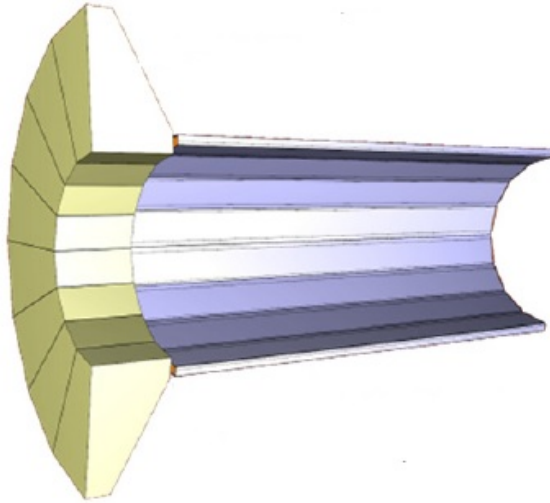


Abbildung 13: Modell eines zylinderförmigen DIRC Detektors: Gut erkennbar sind die Quarzstäbe, die als Radiatoren und Lichtleiter dienen [4].

Der zylinderförmige DIRC soll Teilchen detektieren, die unter Winkeln zwischen  $22^\circ$  und  $140^\circ$  emittiert werden. Die Entfernung zum Strahl beträgt dabei 48 cm [4]. Bestehen soll dieser DIRC aus insgesamt 48 "fused silica" Stäben, die optisch voneinander getrennt sind. Jeder dieser Stäbe hat eine Länge von 2.6 m und seitliche Dimensionen von  $17 \times 53 \text{ mm}^2$  [18].

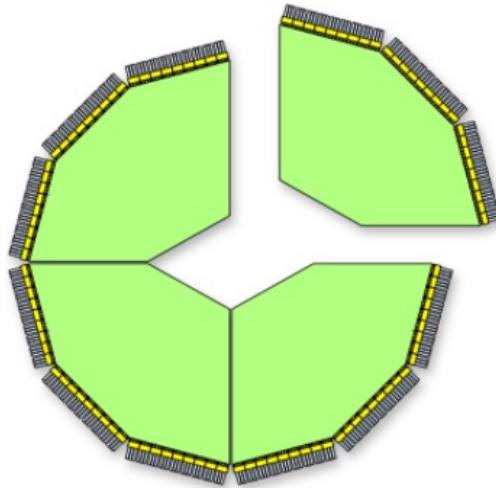


Abbildung 14: Zusammensetzung eines Disk-DIRCs: [32]

Zur Abdeckung von Streuwinkel zwischen  $5^\circ$  und  $22^\circ$  ist der Disk-DIRC vorgesehen. Mit Hilfe dieses Detektors sollen Teilchen im vorderen Raumwinkelbereich detektiert werden [19]. Die Disk wird einen Radius von 1.1 m und eine Dicke von 20 mm haben. Als Radiator-Material wird wie beim zylinderförmigen DIRC fused silica verwendet. Die gesamte Radiator-Disk soll aus vier Teilen zusammengefügt sein.

### 3.2 Prinzip eines DIRCs

Wie bereits erwähnt, beruhen DIRC-Detektoren auf der Detektion von Cherenkov-Licht. Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem Medium mit Brechungsindex  $n$  schneller als das Licht in dem jeweiligen Medium, dann strahlt dieses Cherenkov Licht unter einem Öffnungswinkel, dem sogenannten Cherenkov-Winkel  $\theta$ , ab. Der Cherenkov-Winkel wird folgendermaßen definiert [17]:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n(\lambda)\beta}$$

mit  $\beta = \frac{v_p}{c}$ , dabei ist  $v_p$  die Teilchengeschwindigkeit. Der Brechungsindex hängt von der Wellenlänge  $\lambda$  ab. Der DIRC Detektor ist aus festen Quarzstäben aufgebaut, welche als Radiator und Lichtleiter dienen. Als Material wird fused silica verwendet, welches einen Brechungsindex von 1.47 aufweist [18]. Solch ein hoher Brechungsindex hat die Vorteile, dass einerseits wegen der niedrigeren Cherenkov Schwelle mehr Cherenkov Photonen abgestrahlt werden. Außerdem ist laut dem Brechungsgesetz [31] der Grenzwinkel, ab dem Totalreflexion stattfindet, kleiner je höher der Brechungsindex des optisch dichteren Mediums ist. Bei diesem Material findet Totalreflexion bei Winkeln ab  $42.9^\circ$  statt. Wird der Radiator von einem geladenen Teilchen mit der Geschwindigkeit  $\beta > \frac{1}{n}$  durchquert, so werden Cherenkov Photonen emittiert. Diese Photonen bewegen sich innerhalb des Radiators durch Totalreflexionen an das jeweilige Ende [20], was in Abbildung 15 dargestellt wird. An einem Ende werden Photonen mit Hilfe von fokussierender Optik zur Anordnung von MCP-PMTs gelenkt, mit deren Hilfe sie ausgelesen werden. MCP-PMTs werden im Abschnitt 3.3 genauer angesprochen. Am anderen Ende des Balkens befindet sich ein Spiegel, der die Photonen reflektieren soll, die sich in die andere Richtung bewegen, so dass sie auch zur fokussierenden Optik gelangen [20].

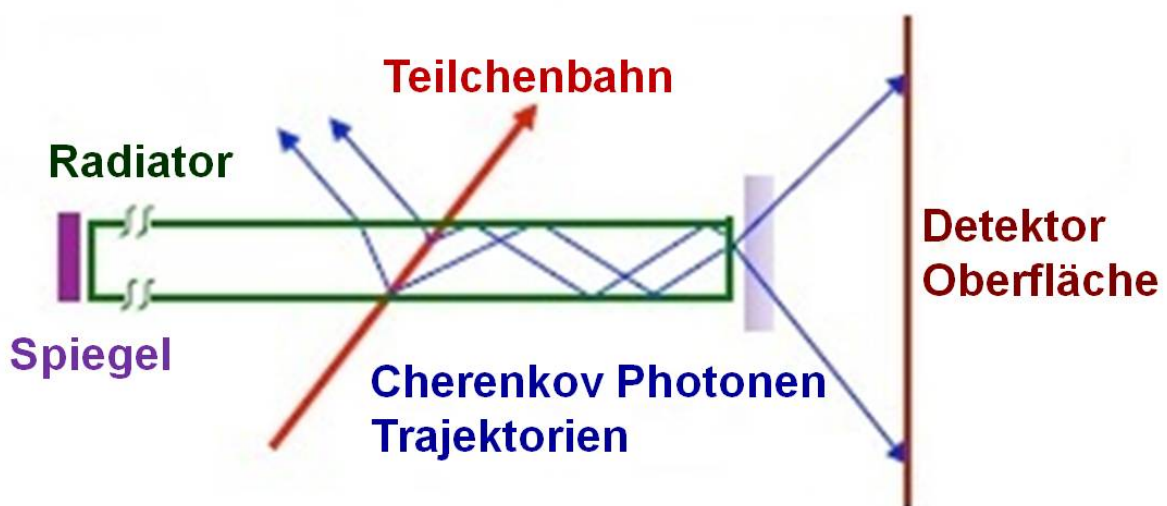


Abbildung 15: Funktionsprinzip eines DIRC Detektors: Veranschaulicht wird hier der Weg von Cherenkov Photonen innerhalb eines Radiators durch Totalreflexionen. [20]

### 3.3 Aufbau und Funktionsweise von MCP-PMTs

Durch den kompakten Aufbau des  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments und aus Platzmangel muss sich der Nachweis des Cherenkov-Lichts im Inneren vom Magnetfeld des Solenoiden von 2 T befinden [21]. Somit müssen die Sensoren immun gegen ein starkes Magnetfeld sein, damit die Photonen sicher identifiziert werden können. Eine weitere Anforderung an die Sensoren ist eine Zeitauflösung von weniger als 50 ps zur Korrektur von Dispersionseffekten innerhalb der Radiatorstäbe [21]. Außerdem werden durch die  $p\bar{p}$ -Annihilations-Raten von bis zu 20 MHz im  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment an den DIRC Ebenen Single-Photonenraten von bis zu  $2 \frac{\text{MHz}}{\text{cm}^2}$  erreicht [22]. Somit werden weitere Anforderungen an eine gute Ratenstabilität und hohe Lebensdauer gestellt. Als Sensorkandidaten für den Nachweis des Cherenkov-Lichts eignen sich fast ausschließlich die MCP-PMTs (siehe Abbildung 16). Sie funktionieren sehr gut beim Betrieb innerhalb von starken Magnetfeldern, außerdem weisen viele MCP-PMTs, die untersucht wurden, bessere Zeitauflösungen als 50 ps auf [22].

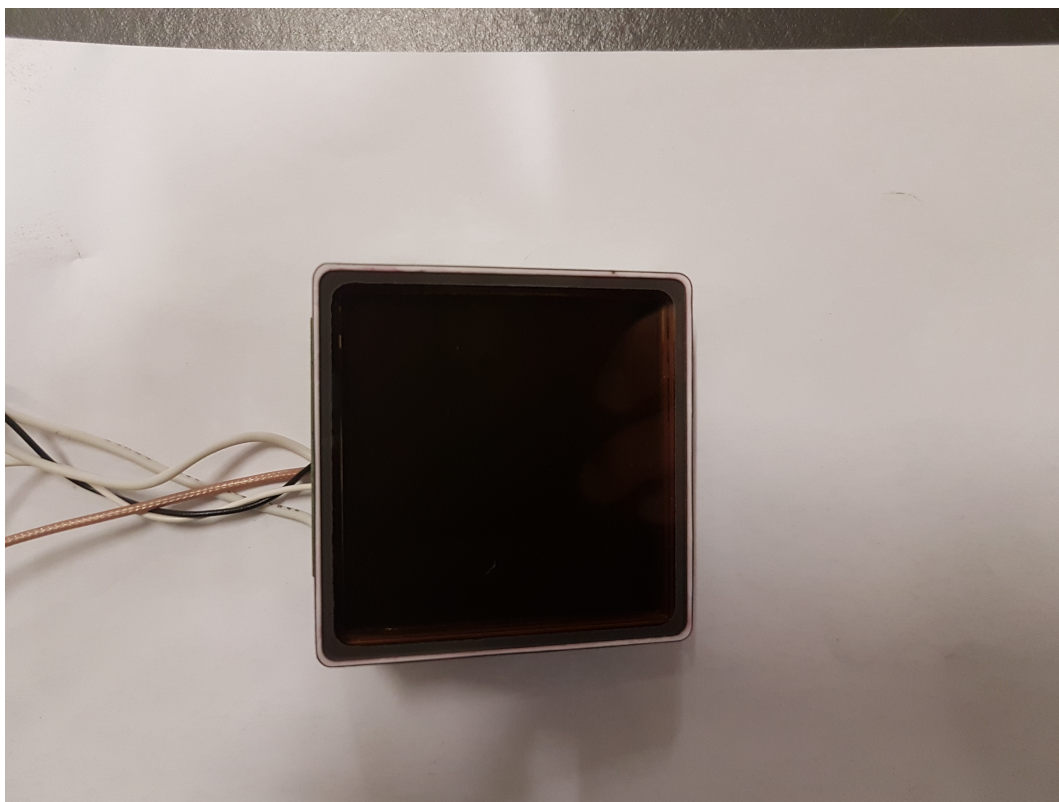


Abbildung 16: Ein MCP-PMT von PHOTONIS von vorne betrachtet.

Aufgebaut ist ein MCP-PMT aus drei Komponenten [23]:

- Photokathode zur Umwandlung des Photons in ein Elektron
- ein oder mehrere MCP-Platten zur Signalverstärkung
- ein oder mehrere Anoden zur Signalauslese

Ein Photon, welches durch einen MCP-PMT nachgewiesen wird, gelangt als erstes zur Photokathode. Trifft das Photon auf das Material der Photokathode auf, so kann ein Elektron (Primärelektron) mit Hilfe des Photoeffekts aus diesem Material ausgelöst werden. Als Material für die Photokathode werden meist Alkalimetalle verwendet, da bei ihnen wenig Energie angewandt werden muss, um das Valenzelektron abzuspalten. Durch eine angelegte Hochspannung zwischen der Photokathode und der Anode wird das ausgelöste Elektron zu den MCP-Platten

beschleunigt [23]. Anders als bei herkömmlichen Photomultipliern, bei denen ein System aus Dynoden für die Verstärkung sorgt, sind es bei MCP-PMTs zwei MCP-Platten. Eine MCP-Platte besteht aus einer zweidimensionalen Anordnung sehr dünner Glasröhren, den sogenannten Kapillaren. Diese Kapillaren verlaufen parallel zueinander und haben einen Durchmesser von lediglich  $6\ \mu\text{m}$  bis  $25\ \mu\text{m}$  [23]. Gelangt das Primärelektron in die MCP-Platte, so stößt es an den inneren Wänden der Kapillare. Durch den Zusammenstoß werden Sekundärelektronen emittiert, die durch die angelegte Hochspannung beschleunigt werden [23]. Die Sekundärelektronen stoßen ebenfalls an den inneren Wänden der Kapillare, was zur Emission weiterer Elektronen führt. Dieses Prinzip wird in Abbildung 17 gezeigt. Dieser Prozess wiederholt sich viele Male, so dass eine hohe Anzahl an Elektronen (Elektronenlawine) die MCP-Platte in Richtung Anode verlässt. Zur weiteren Verstärkung folgt direkt nach der ersten MCP-Platte noch eine weitere [23]. Das Material weist einen hohen elektrischen Widerstand auf mit guten Sekundäremissionseigenschaften. Nach den MCP-Platten erreicht die Elektronenlawine die Anode, in der die Elektronen in ein elektrisches Signal zur Auslese umgewandelt werden.

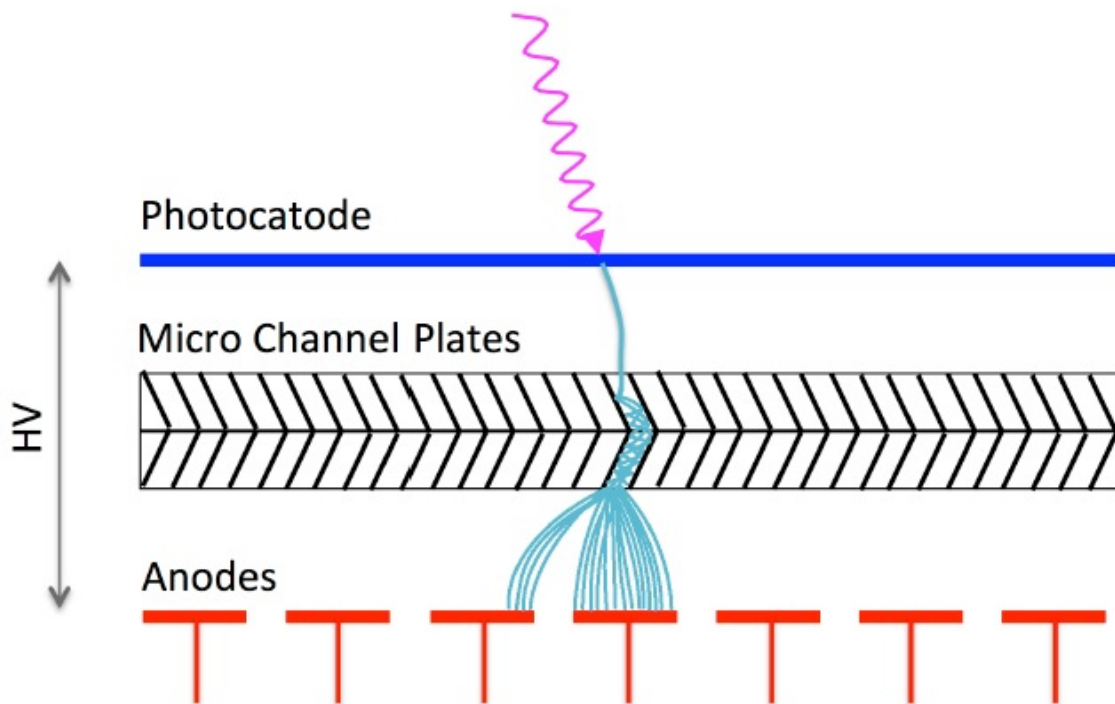


Abbildung 17: Aufbau eines Multianoden MCP-PMTs. Illustriert ist hier, wie ein Photon an der Photokathode in ein Elektron umgewandelt wird. Anschließend wird dieses Elektron in den MCP-Platten vervielfacht. Zum Schluss wird die Elektronenlawine an den Anoden in ein elektrisches Signal umgewandelt. [26]

Zum Betrieb eines MCP-PMTs wird ein Spannungsteiler verwendet, damit neben der Photokathode und der Anode auch noch eine Spannung an den Eingang (MCP-in) und Ausgang (MCP-out) zur MCP-Platte angelegt wird [23]. Es entsteht damit ein Spannungsgradient zwischen der Photokathode, dem MCP-in, dem MCP-out und der Anode. Durch geeignete Widerstände wird die Hochspannung in entsprechende Proportionen an die einzelnen Elektroden aufgeteilt. Die Gain (Verstärkung)  $\mu$  eines MCP-PMTs hängt vor allem von der Anzahl der MCP-Platten ab. Die Gain hängt exponentiell vom Verhältnis zwischen der Länge und dem Durchmesser ( $\alpha = \frac{L}{d}$ ) eines Kapillars, sowie vom Sekundäremissionskoeffizient  $G$  ab [23]:

$$\mu = \exp(G \cdot \alpha)$$

$G$  ist dabei abhängig von der elektrischen Feldstärke  $E$  innerhalb des Kapillars. Bei höher an-



gelegter Hochspannung steigt  $E$  an und damit auch  $G$ . Bei MCP-Platten besitzt  $\alpha$  in der Regel einen Wert von 40. So besitzt eine einzelne MCP-Platte eine Gain von ungefähr  $10^3$  bei einer angelegten Hochspannung von 1 kV [23]. Typischerweise steigt die Gain im niedrigen Spannungsbereich exponentiell mit steigender Spannung an. Erreicht die Gain den Wert  $> 10^3$ , so steigt sie mit höher werdender Spannung nicht mehr so stark an. Dies liegt daran, dass man sich im Bereich hoher Sättigung befindet [23]. MCP-PMTs weisen bei vielen Anwendungen sehr große Vorteile (hohe Zeitauflösung, Betrieb im Magnetfeld, etc) auf. Nur ihre geringe Lebenszeit, die sich durch eine beschädigte Photokathode kennzeichnet, stellte anfangs ein sehr großes Hindernis für eine häufigere Anwendung von MCP-PMTs dar [24]. Untersucht werden die MCP-PMTs auf ihre Lebenszeit, indem sie mit einer konstanten Photonenrate bestrahlt werden. Als Hauptursache für die Beschädigung der Photokathode gelten dabei die im Feld zurücklaufenden Ionen. Während des Verstärkungsprozesses werden Atome vom MCP-Material losgelöst. Diese Atome werden ionisiert und durch die angelegte Hochspannung zur Photokathode beschleunigt. Durch das Auftreffen der Ionen auf der Photokathode, sowie durch deren Reaktion mit dem Kathodenmaterial, wird die Photokathode beschädigt und es kommt zum Einbruch in der Quanteneffizienz [24]. Bei steigender integrierter Anodenladung wird die Photokathode mehr und mehr beschädigt, so dass dies zum Rückgang der Quanteneffizienz führt. Noch vor ein paar Jahren konnte nur eine integrierte Anodenladung von  $200 \frac{\text{mC}}{\text{cm}^2}$  erreicht werden. Bei höheren Werten waren MCP-PMTs nicht mehr zu gebrauchen. Für die DIRC Detektoren im PANDA-Experiment gilt aber eine gleichbleibende Quanteneffizienz bei einer integrierten Anodenladung von mindestens  $5 \frac{\text{C}}{\text{cm}^2}$  als Voraussetzung [24].

Als eine weitere Ursache wird angenommen, dass neutrale Moleküle des umgebenden Gases mit der Photokathode reagieren können [24]. In den letzten Jahren wurden verschiedene Gegenmaßnahmen entwickelt, um der Alterung bei MCP-PMTs entgegenzuwirken. Dabei wurden folgende Methoden angewandt [25]:

- Um die rückstreuenden Ionen daran zu hindern, die Photokathode zu erreichen, wurde ein dünner (5 nm - 10 nm)  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Film vor die erste MCP-Platte platziert. Der Nachteil dieser Methode ist der Rückgang der Sammeleffizienz um etwa 60 %, da die Photoelektronen als erstes den Film durchdringen müssen, bevor sie multipliziert werden. Um dieses Problem zu vermeiden, wurde später der Film zwischen der ersten und der zweiten MCP-Platte eingebaut. Zusätzlich wurde die Anode hermetisch versiegelt, um neutrale Moleküle der Anode daran zu hindern, die Photokathode zu erreichen.
- Als weitere Methode gilt eine widerstandsfähigere Photokathode, damit sie nicht so leicht durch rückstreuende Ionen beschädigt wird. Dabei wurden neue Materialien für Photokathoden, wie zum Beispiel Biäkalimetalle, entwickelt und getestet. Jedoch führte dies auch zur Erhöhung der Dunkelrate.
- Schließlich wurde die ALD-Methode getestet. Hier werden die Kapillaren mit einer dünnen Schicht eines widerstandsfähigen Materials mit hoher Sekundäremission ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) bedeckt. So werden die Atome am Verlassen des MCP-Materials gehindert. Dies führte zu einer signifikanten Steigerung der Gain.

Von allen Maßnahmen erwies sich die ALD-Methode als die erfolgversprechendste zur Erhöhung der Lebenszeit von MCP-PMTs [24]. Wie in Abbildung 18 zu sehen, weisen einige der untersuchten MCP-PMTs mit der ALD-Methode bei einer integrierten Anodenspannung bis  $10 \frac{\text{C}}{\text{cm}^2}$  keinen oder einen geringen Einbruch in der Quanteneffizienz auf, was die Voraussetzungen für ihren Betrieb im PANDA-Experiment erfüllt. Außerdem haben MCP-PMTs mit der ALD-Methode eine deutlich höhere Lebenszeit, als bei anderen Maßnahmen. Verglichen mit den MCP-PMTs bei denen keine Gegenmaßnahmen ergriffen wurden, ergibt sich eine Steigerung der Lebenszeit um den Faktor 50. Die Quanteneffizienz ist in Prozent angegeben.

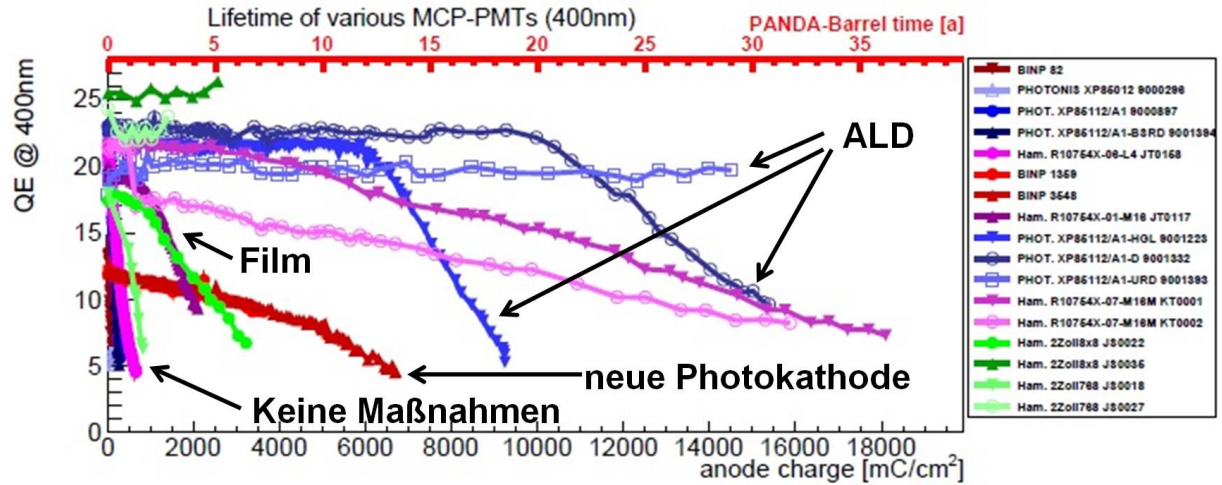


Abbildung 18: Die Quanteneffizienz einiger MCP-PMT Modelle in Abhängigkeit von der integrierten Anodenladung. Zusätzlich gibt der obere Balken die Nutzungszeit der MCP-PMTs beim PANDA-Experiment in Jahren an. Verglichen werden hier verschiedene Maßnahmen zur Erhöhung der Lebenszeit untereinander, sowie mit den MCP-PMTs ohne Maßnahmen. Gut zu erkennen ist, dass einige MCP-PMT Modelle mit der ALD-Methode mindestens 20 Jahre lang beim PANDA-Experiment betrieben werden können, ohne dass sich ihre Quanteneffizienz signifikant verringert. Bei den anderen beiden Methoden können die MCP-PMTs ein paar Jahre betrieben werden. Ohne Maßnahmen zur Erhöhung der Lebenszeit, würde die Quanteneffizienz in weniger als einem Jahr komplett einbrechen, so dass es sich nicht lohnen würde unter diesen Voraussetzungen MCP-PMTs zu betreiben.



### 3.4 Vorhandene MCP-PMTs am ECAP

Am ECAP in Erlangen werden Multianoden-MCP-PMTs von zwei verschiedenen Herstellern auf ihre Qualität untersucht. Es handelt sich einerseits um Modelle von HAMAMATSU, andererseits um Modelle von PHOTONIS. Von HAMAMATSU gibt es drei verschiedene Pixellierungen. Einerseits gibt es die M16 1x1 Zoll Röhren mit 16 Pixeln. Bei den anderen beiden Pixellierungen handelt es sich um 2x2 Zoll Röhren, einerseits um 8x8-Pixel Sensoren, andererseits um 128x6-Pixel Sensoren. Beim 128x6-Pixel Sensor, sind 128 Pixel in einer Reihe und sechs Pixel in einer Spalte angeordnet. Bei dem Modell von PHOTONIS handelt es sich um eine 2x2 Zoll Röhre mit 8x8-Pixeln. Folgende Abbildungen zeigen die Pixelzusammensetzungen von drei Modellen.

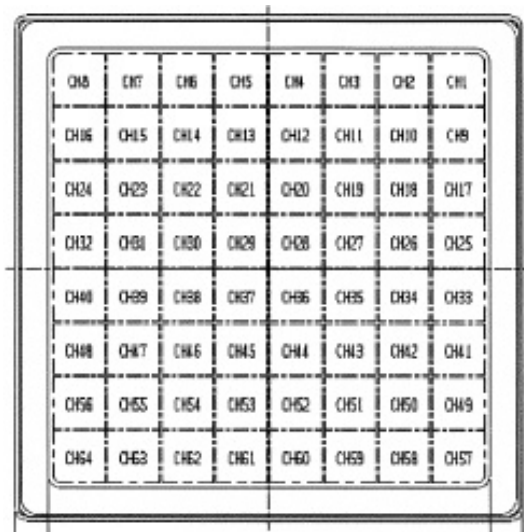


Abbildung 19: Pixelzusammensetzung eines 8x8 HAMAMATSU Sensors. [27]

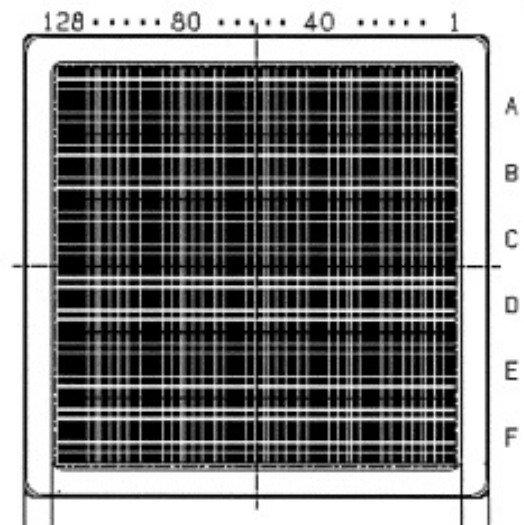


Abbildung 21: Pixelzusammensetzung eines 128x6 HAMAMATSU Sensors. [28]

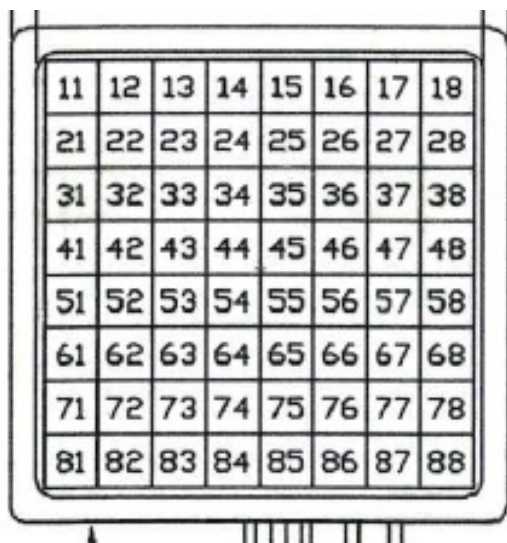


Abbildung 20: Pixelzusammensetzung eines 8x8 PHOTONIS Sensors. [29]



## 4 Der neue Messstand am ECAP in Erlangen

Zu den Instituten, die am  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment beteiligt sind, gehört auch die Universität Erlangen-Nürnberg. Dort beschäftigt man sich hauptsächlich mit der Vermessung von MCP-PMTs bezüglich ihrer Qualität. Die MCP-PMTs werden darauf untersucht, ob sie den Anforderungen, die das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment stellt, entsprechen. Hinterher werden dann die geeigneten MCP-PMTs für das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment ausgewählt. Da MCP-PMTs nur geeignet sind für den Betrieb bei niedriger Photonenintensität, ist eine dunkle Umgebung Voraussetzung. Wird ein PMT unter normaler Raumbeleuchtung bei Hochspannung betrieben, so geht dieser schnell kaputt. Zentraler Bestandteil eines Messstandes sind Dunkelkammern, in denen MCP-PMTs getestet werden, ohne dass die Raumbeleuchtung einen störenden Einfluss hat. Zum Abscannen der aktiven Oberfläche eines MCP-PMTs durch einen Laser wird ein dreiachsiger Stepper verwendet, welcher sich in alle drei Raumrichtungen bewegen kann. Dank des neuen Messstandes, soll es möglich sein, MCP-PMTs schneller zu untersuchen als zuvor. Dies wird einerseits durch die Verbesserungen beim Stepper passieren und andererseits durch den Parallelbetrieb mehrerer Messstände, was die Durchführung von mehreren Messungen zur selben Zeit ermöglicht.

### 4.1 Dunkelkammer

Bisher sind im Labor zwei Dunkelkammern für die Messung von MCP-PMTs vorhanden. Die kleinere davon ist für Lebensdauermessungen vorgesehen, während in der größeren Dunkelkammer weitere Qualitätsmessungen von MCP-PMTs durchgeführt werden. Als Ergänzung zu den beiden bestehenden Dunkelkammern, sollte eine weitere Dunkelkammer gebaut werden. Der Aufbau basiert auf den Erfahrungen mit den anderen beiden Dunkelkammern. Dabei soll die neue Box so gebaut werden, so dass sie groß genug ist, damit das zentrale Element, der Stepper von der Höhe her hineinpasst. Trotzdem soll sie nicht zu groß gebaut werden. So ist die neue Dunkelkammer ein bisschen kleiner als die größere der beiden bestehenden.

#### 4.1.1 Aufbau und Eigenschaften

Die neue Dunkelkammer besitzt die Form eines Quaders, wie in Abbildung 22 zu sehen ist. Zusammengesetzt ist sie aus rechteckigen Preßspanplatten mit Kunststoffbeschichtung der Dicke 19 mm. Ziel ist es, dass die MCP-PMTs in dunklen Bedingungen gemessen werden, da diese auf Einzelphotonen sensitiv sind. Dabei sollten möglichst wenige Photonen von außen in die Box gelangen. Auf der inneren Seite sind diese Preßspanplatten schwarz gefärbt, so will man zusätzlichen Lichteinfluss durch Reflexionen weitestgehend vermeiden. Ein paar Reflexionen treten aber dennoch auf. Diese Dunkelkammer hat die Ausmaße 1400 mm x 850 mm x 900 mm und an der vorderen Seite ist eine Doppeltür vorhanden, deren Hälften an den jeweiligen Ränder nach außen aufklappen. Dies soll den Zugang zum Inneren der Box ermöglichen, um verschiedene Messungen aufzubauen. Die beiden Türhälften besitzen verschiedene Maße. Während die größere Tür eine Breite von 800 mm besitzt, misst die kleinere Tür nur eine Breite von 600 mm. Von außen ist die komplette Box von einer dünnen Kupferschicht der Dicke 0.5 mm überzogen. Damit sollen die Störsignale von außen abgeschirmt werden. Diese werden durch verschiedene elektronische Geräte, sowie durch das Stromnetz verursacht. Somit besitzt die Dunkelkammer die Funktion eines Faradayschen Käfigs.



Abbildung 22: Die neue Dunkelkammer von vorne betrachtet kurz nach der Fertigstellung.

An der einen Seite besitzt die Box ein rechteckiges Loch mit den Ausmaßen 450 mm x 500 mm. An dieser Stelle befindet sich eine Platte, bestehend aus Aluminium der Dicke 3 mm, die dazu dienen soll, dass die Elektronik im Inneren der Box von außen verkabelt wird. Die Platte (Maße 520 mm x 470 mm) enthält Durchführungen für verschiedene Kabeltypen. Ein Kabelstück wird vom Inneren der Box an die Durchführung angeschlossen, während von außerhalb ein weiteres Kabelstück an dieselbe Durchführung angeschlossen wird. So wird eine Verbindung geschaffen, so dass Signale aus der Box nach außen geleitet werden können. Gleichzeitig erfordert diese Methode kein Loch, durch welches mehr Licht von außen kommen würde. In Abbildung 23 wird gezeigt, welche Durchführungen auf der Platte vorhanden sind. Zur Versorgung der MCP-PMTs mit Hochspannung enthält die Platte insgesamt sechs SHV Durchführungen. Außerdem sind insgesamt 25 LEMO-Durchführungen vorhanden, um die Signale der MCP-PMTs auch durch LEMO-Kabel auslesen zu können. Zusätzlich enthält die Platte eine Laser-Durchführung, die den Laserhead und Lasercontroller außerhalb der Box mit der Glasfaser innerhalb verbindet. Der Laserhead erzeugt das Laserlicht und wird durch den Controller gesteuert. Dieser versorgt den Laser mit Parametern, wie Frequenz oder Tuning. Außerdem sind noch zwei USB-Durchführungen verbaut, so dass der Stepper und sonstige Hardware durch den Rechner von außen gesteuert werden können. Schließlich enthält die Platte 40 rechteckige Löcher mit den Ausmaßen 45 mm x 10 mm. Durch diese Löcher werden Flachbandkabel geführt, die die PADIWAs innerhalb der Dunkelkammer mit den TRB-Boards außerhalb verbinden. Die PADIWAs sind mit jedem Pixel des MCP-PMTs verbunden und besitzen die Funktion eines Diskriminators und Verstärkers. Hier werden nur Signale durchgelassen, die eine bestimmte Schwelle überschreiten. Bei den TRB-Boards handelt es sich um TDCs, wo das Zeitsignal in einen digitalen Wert umgewandelt wird [33] [34]. Alle unbenutzten Löcher werden mit Klebeband beklebt, um Lichteinfall von außen zu verhindern.



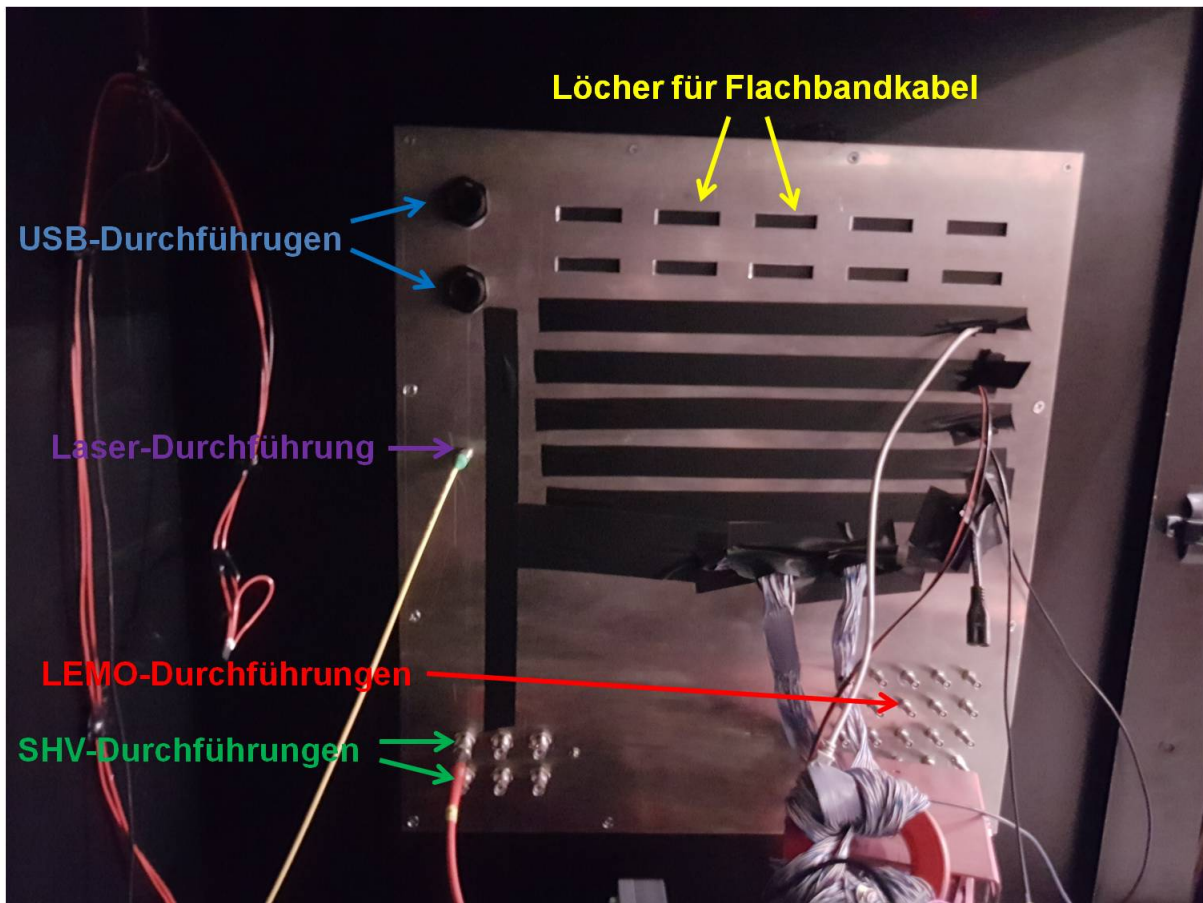


Abbildung 23: Die Al-Platte mit den ganzen Kabeldurchführungen. Die rechteckigen Löcher sind dabei mit schwarzem Klebeband zugeklebt.

Da die Flachbandkabel der PADIWAs frei durch die Löcher geführt werden, werden sie von beiden Seiten mit Klebeband zugeklebt, damit Lichteinfall von außen verhindert wird. Da die Aluminium-Platte zu den Teilen der Box gehört, die das größte Potential für mögliche Lichtlecks bieten, ist diese zusätzlich durch eine spezielle quaderförmige Abdeckung zugedeckt. Diese Abdeckung besitzt die Maße 540 mm x 490 mm x 120 mm und lässt sich auf der einen Seite aufklappen, damit man Zugang zur Aluminium Platte hat, um Kabel anzustecken. Dank der Abdeckung verhindert man, dass das meiste Licht überhaupt die Platte erreicht, lediglich die untere Seite ist geöffnet, damit von der Box Kabel weggeführt werden können (siehe Abbildung 24). Die Abdeckung besteht aus dem selben Material wie die Box und besitzt ebenfalls eine Kupferabschirmung.



Abbildung 24: Die Abdeckung, welche die Al-Platte vor mehr Lichteinfall schützt. Durch die untere Öffnung werden Kabel von der Al-Platte durchgezogen.

Damit sich die Dunkelkammer auf der Außenseite nicht auflädt, sind die beiden Türhälften mit den angrenzenden Seiten durch Kupferbänder verbunden, die zur Erdung dienen. Zusätzlich ist die Aluminium-Platte ebenfalls durch ein Kupferband mit dem Boxrand verbunden, wie in Abbildung 25 zu sehen ist.



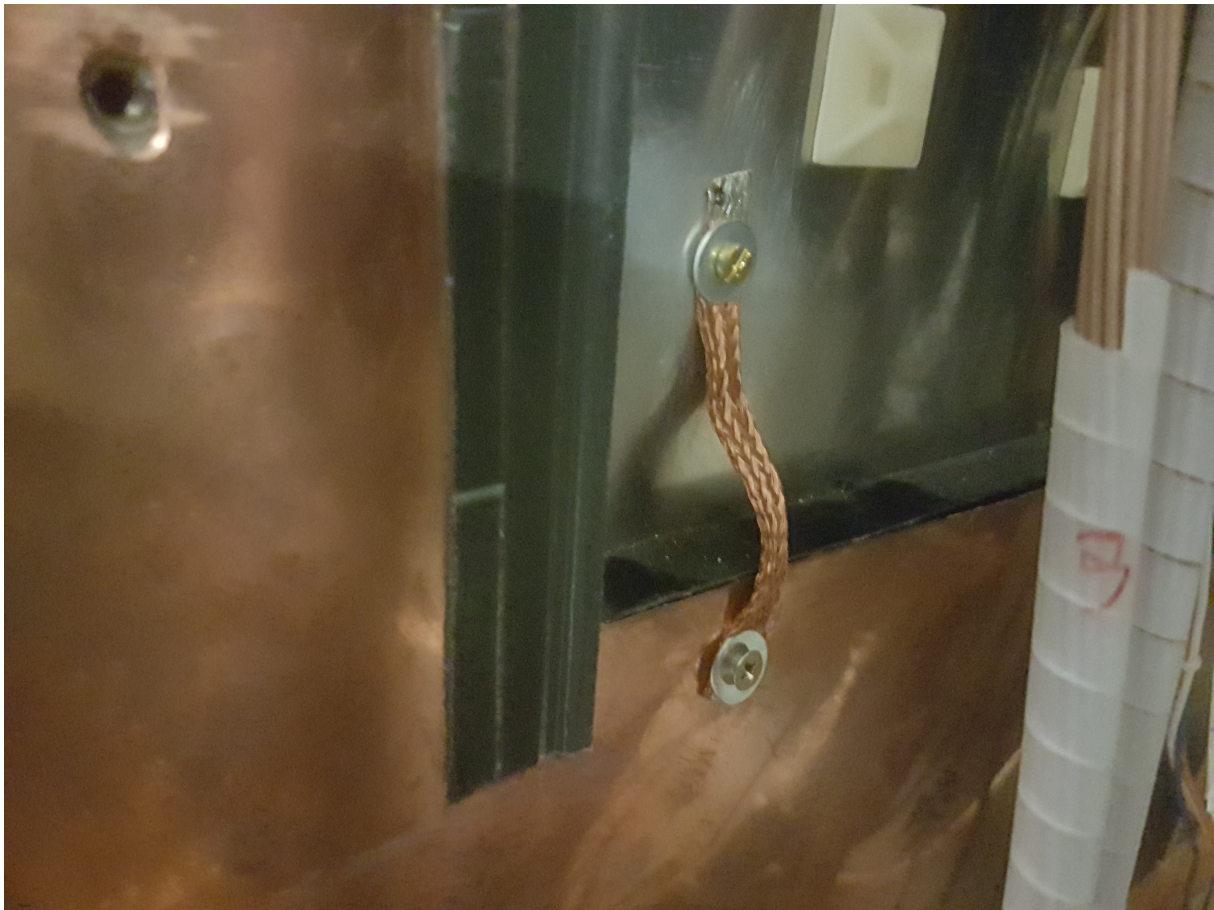


Abbildung 25: Das Kupferband, das zur Erdung dienen soll. Hier verbindet es die Aluminium-Platte mit der restlichen Box.

Die Box ist außerdem mit Gummibändern an verschiedenen Stellen ausgestattet, damit sie lichtdicht bleibt. So befinden sich Gummibänder einerseits an den Stellen, wo die Türen die Box berühren und lassen sich beliebig zusammendrücken. Mit Hilfe von Schnallen, von denen sich je zwei oberhalb und zwei unterhalb der beiden Türhälften befinden, wird gewährleistet, dass die Tür fest verschlossen bleibt.

#### 4.1.2 Durchgeführte Messungen

In so einer Dunkelkammer können MCP-PMTs auf ihre Qualität vermessen werden, um zu überprüfen, ob sie die Voraussetzungen für das PANDA-Experiment erfüllen. Der MCP-PMT wird dabei in der Box eingebaut. Bei den meisten Messungen wird ein PiLas-Laser verwendet, der auf dem Stepper über die aktive Oberfläche des MCP-PMTs bewegt wird. Im Folgenden werden einzelne Messungen, welche in der Box gemacht werden, beschrieben.

**Gainkurve:** Bei der Messung einer Gainkurve wird ein bestimmter Pixel in der Mitte des MCP-PMTs durch den Laser beleuchtet. Die Verstärkung (Gain) wird in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung gemessen, die in mehreren kleinen Schritten verändert wird. Die Gain erhält man aufgrund der Proportionalität der gemessenen Ladung zur Fläche unter dem Signal, welche mit Hilfe des Oszilloskops gemessen wird. Dabei wird die Ladung des Signals gemessen (Single-Photon Peak), wenn ein Ereignis da war und das Pedestal, wenn kein Ereignis aufgetreten ist. Insgesamt werden 50000 Ereignisse aufgenommen. Nimmt man nun den Schwerpunkt aus diesen Ereignissen, so erhält man die reale Ladung und daraus die Gain. In Abschnitt 6.1, Abbildung 41 sind drei Gainkurven graphisch aufgetragen.

**2D-Gainscan:** Bei einem 2D-Gainscan wird die aktive Oberfläche (Photokathode) des MCP-PMTs mit einem Laser, sowohl in die horizontale (x), als auch in die vertikale Richtung (y) abgefahren. Bei diesem Scan wird der Anodenstrom aller kurzgeschlossenen Pixel gemessen. Um die Gain zu erhalten, muss man diesen Scan durch den Photokathodenstrom, sowie durch den Abschwächungsfaktor des ND-Filters teilen, da beim letzteren kein Filter verwendet wird. Das Resultat ist ein 2D-Plot der Gain in Abhängigkeit von der MCP-PMT Oberfläche, wie in Abbildung 26 zu sehen.

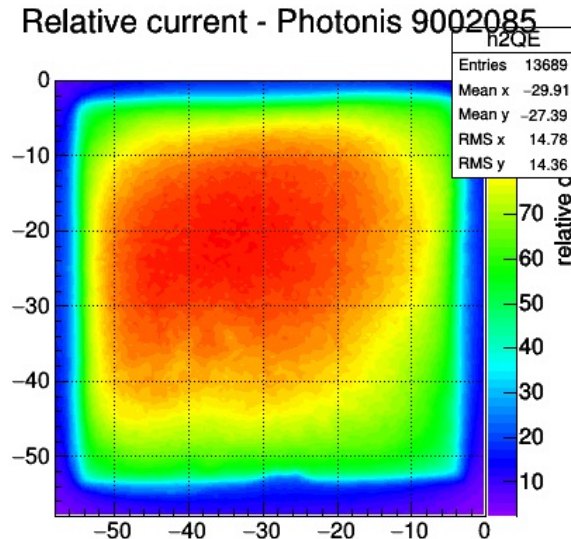


Abbildung 26: 2D-Plot eines Gainscans über die aktive Oberfläche des PHOTONIS XP85012 9002085 Sensors. Die Gain ist in den mittleren Bereichen am höchsten. Je näher man sich am Rand des Sensors befindet, desto geringer ist die Gain.

**Quanteneffizienzscan:** Bei einem Quanteneffizienzscan wird analog wie beim Gainscan die aktive Oberfläche des MCP-PMTs mit dem Laser bestrahlt. Zusätzlich wird auch noch eine Photodiode bestrahlt. Beim Laser wird kein ND-Filter eingesetzt. Die Quanteneffizienz der Photokathode gibt an, wie hoch die Wahrscheinlichkeit ist, dass bei einem auf die Photokathode auftreffenden Photon ein Elektron emittiert wird. Es wird der Strom direkt nach der Photokathode gemessen. Der Strom wird mit dem gemessenen Strom an der geeichten Photodiode verglichen, bei der die Quanteneffizienz bekannt ist. Durch den Vergleich erhält man die Quanteneffizienz des Sensors. Die Einheit wird dabei in Prozent angegeben.

**Zeitauflösung:** Die Messung der Zeitauflösung ist entscheidend, da MCP-PMTs für das PANDA-Experiment eine bessere Zeitauflösung als 50 ps benötigen. Der MCP-PMT wird durch den Laser bestrahlt. Bei der Zeitauflösung werden zwei Signale mit dem Oszilloskop untersucht. Während das eine Signal direkt am Laser gemessen wird, wird das andere Signal am MCP-PMT gemessen. Es wird die Zeitdifferenz der beiden Signale gemessen und in einem Histogramm aufgetragen (siehe Abbildung 27).



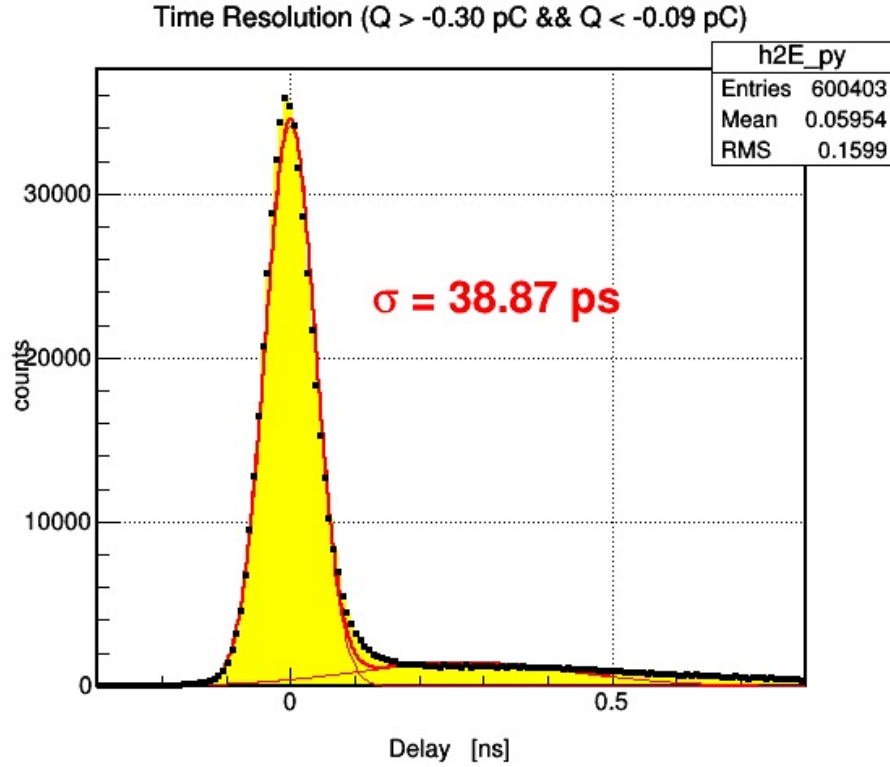


Abbildung 27: Graphische Darstellung der Zeitauflösung des PHOTONIS XP85012 9002085 Sensors. Die Werte für die Zeitdifferenz ergeben die Form einer gaussischen Glockenkurve. Die Zeitauflösung ist die Standardabweichung  $\sigma$ . Der Schwanz (tail) rechts von der Gausskurve ist darauf zurückzuführen, dass nicht alle Photoelektronen die Kapillaren der MCPs treffen. Manche der Elektronen prallen zunächst an den Wänden ab und erreichen die Kapillaren mit zeitlicher Verzögerung.

**TRB-Scan:** Zur genaueren Untersuchung der MCP-PMTs sowie für spätere Qualitätsmessungen werden sogenannte TRB-Scans über die aktive Oberfläche der Sensoren durchgeführt. Hier wird der Laserpunkt über die aktive Oberfläche des MCP-PMTs gefahren. Mit Hilfe des TRB-Scans werden mehrere Messungen gleichzeitig und ortsabhängig ausgeführt. Gemessen werden sollen Dunkelrate, Crosstalk, Afterpulsing, Zeitauflösung und Gain. Die Dunkelrate wird kurz in Abschnitt 5.1 erklärt. Beim Crosstalk (Übersprechen) handelt es sich um ein Merkmal, dass obwohl ein bestimmter Pixel bestrahlt wird, die Nachbapixel ebenfalls Ereignisse messen können. Das Afterpulsing sind Pulse, die nach dem eigentlichen Ereignis auftreten.

**Ratenstabilität:** Die Messung der Ratenstabilität ist wichtig, da bei den MCP-PMTs im PANDA-Experiment Photonenraten von bis zu  $2 \frac{\text{MHz}}{\text{cm}^2}$  erwartet werden. Ist die Photonenrate zu hoch für einen Sensor, so können die Elektronen im Glassubstrat nicht schnell genug nachgeliefert werden, was Sättigungseffekte verursacht und zur Reduzierung der Gain führt. Bei der Messung der Ratenstabilität, wird der MCP-PMT mit dem Laser bestrahlt, dabei wird die Laserfrequenz im Laufe der Messung stetig erhöht. Die Gain wird aufgetragen in Abhängigkeit von der Photonenrate. Zu erwarten ist dabei, dass sich die Gain bis zu einer bestimmten Photonenrate konstant verhält und ab einem bestimmten Punkt stark einbricht.

## 4.2 Beweglicher 3D Stepper

Zum Scannen von Oberflächen bei MCP-PMTs wird ein Stepper (siehe Abbildung 28) verwendet, welcher den Laser in alle drei Raumrichtungen bewegen kann. Dabei werden zwei Richtungen ( $x$  und  $y$ ) dazu verwendet, um mit dem Laserpunkt über die Oberfläche des MCP-PMTs zu fahren. In diese beiden Richtungen kann sich der Stepper maximal 40 cm bewegen. Die dritte Raumrichtung ( $z$ ), in die er sich maximal 15 cm weit bewegen kann, dient zum Fokussieren des Laserpunktes. Als wichtige Verbesserung im Vergleich zum älteren Stepper gilt dabei, dass er schneller fahren kann. So ist es möglich, die aktive Oberfläche eines MCP-PMTs viel schneller zu untersuchen als bisher.

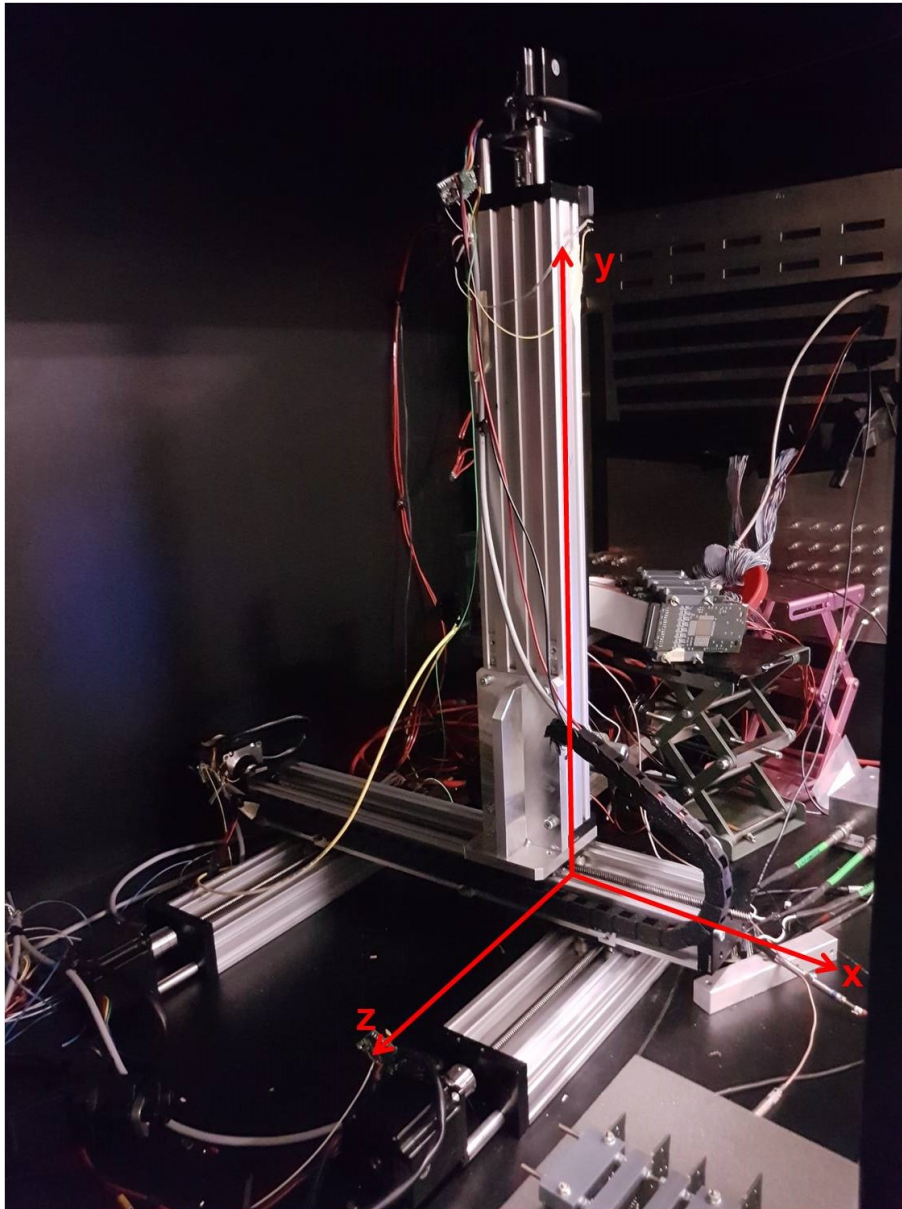


Abbildung 28: Der dreiachsige Stepper in der Dunkelkammer.

Die Bewegung des Steppers in alle drei Raumrichtungen wird durch vier Schrittmotoren gewährleistet. Dabei ermöglicht jeweils ein Motor die Bewegung des Steppers in x- und y-Richtung. Die beiden anderen Motoren ermöglichen es, dass der Stepper in die dritte Raumrichtung fahren kann [34]. Der Stepper ist über ein USB-Kabel mit dem Rechner außerhalb der Box verbunden, auf dem sich ein Programmierskript befindet, mit dessen Hilfe er gesteuert wird. Als Positioniergenauigkeit wird ein theoretischer Wert von  $5\text{--}40\text{ }\mu\text{m}$  angenommen. Die theoretischen Werte ergeben sich aus der Funktionsweise der Schrittmotoren. Laut Hersteller legt der Stepper 200 Schritte pro Umdrehung des Motors zurück und die gefahrene Strecke beträgt 8 mm. Somit legt er pro Schritt  $40\text{ }\mu\text{m}$  zurück. Da es sich bei dem Motor einstellen lässt, dass er in  $1/8$  Schritten fahren kann, legt er in diesem Fall  $5\text{ }\mu\text{m}$  zurück. Daraus ergibt sich der theoretische Wert von  $5\text{--}40\text{ }\mu\text{m}$  [34]. Für den Betrieb wird der Stepper mit einer Spannung von 12 V versorgt.



## 5 Testmessungen am neuen Messstand

### 5.1 Überprüfung der Dunkelkammer auf Lichtdichtigkeit

Wie bereits erwähnt wurde, sollen in die neue Dunkelkammer möglichst wenige Photonen von außen eindringen, sie soll also lichtdicht sein. Bei so einer Box stellt sich nun die zentrale Frage, wie lichtdicht sie wirklich ist. Bei der allerersten Messung wurde nun überprüft, wie viel Licht von außen eindringt. Abbildung 29 beschreibt den Messaufbau zur Lichtdichtigkeitsmessung der neuen Dunkelkammer. Zur Vermessung der Lichtdichtigkeit wurde eine gewöhnliche Photomultiplerröhre (PMT) R1450 von HAMAMATSU (siehe Anhang A1, Abbildung 49) verwendet.

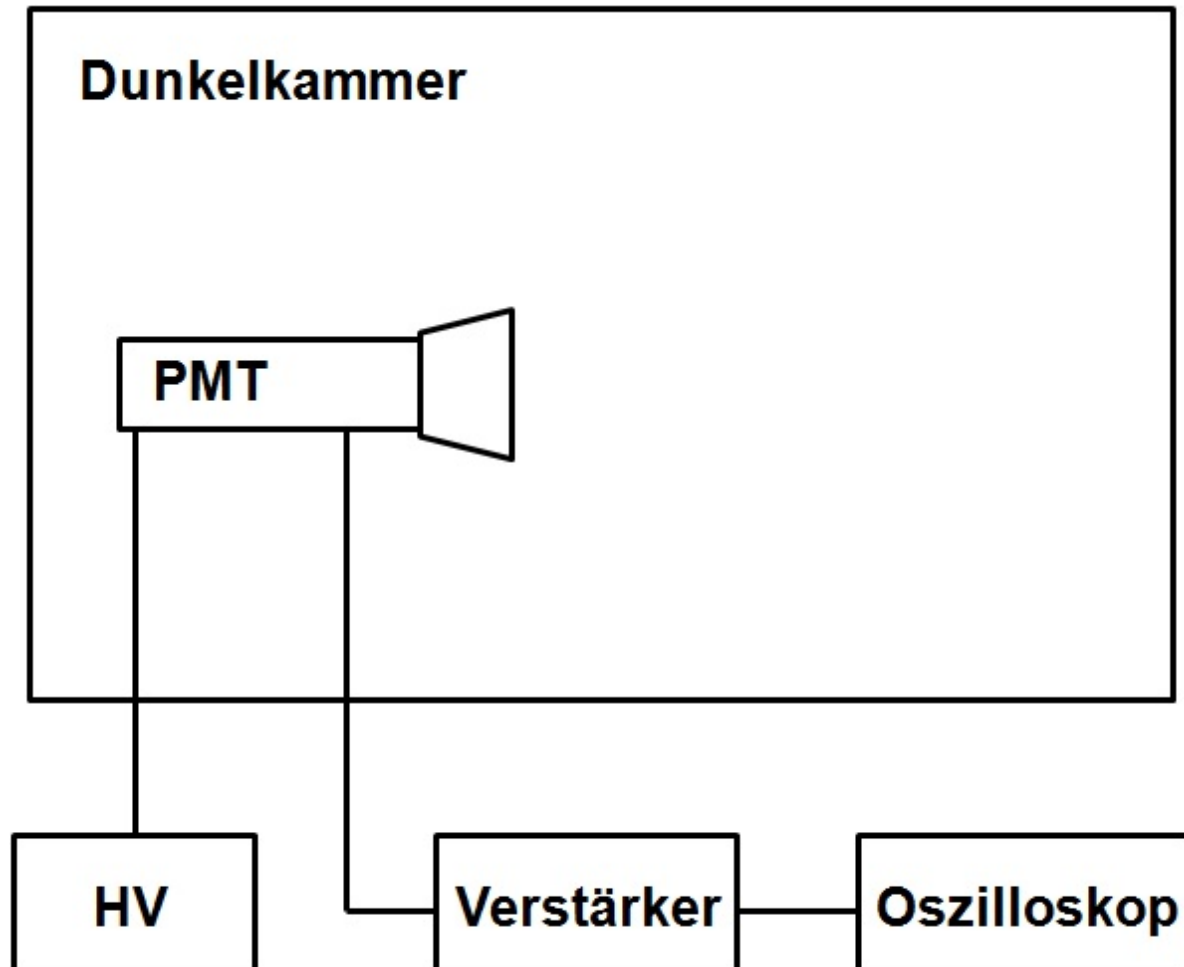


Abbildung 29: Messaufbau zur Lichtdichtigkeitsmessung der neuen Dunkelkammer. Ein PMT, der mit einer Hochspannung (HV) betrieben wird, misst dabei die Anzahl der Photonenergebnisse innerhalb der Box. Im Verstärker werden die Signale zehnfach verstärkt, bevor sie mit dem Oszilloskop vermessen werden.

Der PMT wurde bei einer Hochspannung von 1500 V betrieben. Das Signal wurde zu einem Verstärker geleitet, wo es um das zehnfache verstärkt wurde. Anschließend gelangte das Signal ins Oszilloskop (Modell LeCroy wavepro 7300a), wo es analysiert wurde. Am Oszilloskop wurde die Anzahl der Signale (Ereignisse) innerhalb einer bestimmten Zeitspanne gemessen. Als Zeitspanne wurden dabei 20 ms gewählt. Für die Messung der Ereignisse wurden drei Schwellen gesetzt, nämlich bei 8 mV, 10 mV und 12 mV. Das bedeutet, dass nur Signale gemessen wurden, die sich oberhalb der jeweiligen Schwelle befanden. Bei der Wahl der Schwelle musste darauf geachtet werden, dass sie sowohl nicht zu hoch als auch nicht zu niedrig war. Da die meisten

Signale klein sind, besteht bei einer zu hohen Schwelle die Gefahr, dass nur ein Bruchteil der Signale gemessen wird. So erwischt man nicht alle Signale und die Messung ist dadurch wenig aussagekräftig. Ist die Schwelle zu niedrig gesetzt, so besteht die Gefahr, dass das Rauschband ebenfalls mitgemessen wird. Die Messung wird dann komplett unbrauchbar, da man mit dem Rauschen deutlich mehr Ereignisse messen würde. Da das Rauschband auch zeitlich variieren kann, ist die Auswahl einer nicht zu geringen Schwelle empfehlenswert. Als Richtlinie empfiehlt es sich, die Schwelle etwa 50 % oberhalb des Rauschbands zu setzen. Das Oszilloskop bietet die Möglichkeit, mit mehreren Schwellen gleichzeitig zu messen. Hinterher kann dann noch entschieden werden, welche der gewählten Schwellen die geeignetste ist. Diese Messung wurde in verschiedenen Konfigurationen ausgeführt. Zunächst musste die Dunkelrate vermessen werden, zu der eine absolut dunkle Umgebung nötig war. Dazu wurde der PMT in die Box hineingelegt und das Licht wurde im gesamten Labor ausgeschaltet. So konnte man sicher gehen, dass nahezu kein Licht in die Box eindringt und somit die Dunkelrate gemessen werden konnte. Dann wurde vermessen, wie lichtdicht die Box unter normalen Laborbedingungen ist. Hierzu wurde das Laborlicht eingeschaltet. Außerdem wurden Messungen durchgeführt, bei denen die Tür durch eine Lampe beleuchtet wurde, da dort eine Stelle vermutet wurde, an der ein bisschen Licht durchkommen könnte. Durch die zusätzliche Beleuchtung sollte gezeigt werden, ob sich etwas an der Anzahl der Ereignisse änderte. Zusätzlich wurde die Wirkung der Abdeckung vor der Al-Platte getestet. Hierfür wurde die Abdeckung während der Messung offen gelassen. Außerdem wurde bei allen Messungen der PMT in verschiedene Richtungen ausgerichtet. Es wurden folgende drei Richtungen für den PMT ausgewählt.

- Photokathode zeigt in Richtung Al-Platte
- Photokathode zeigt in Richtung Tür
- Photokathode zeigt von der Al-Platte weg

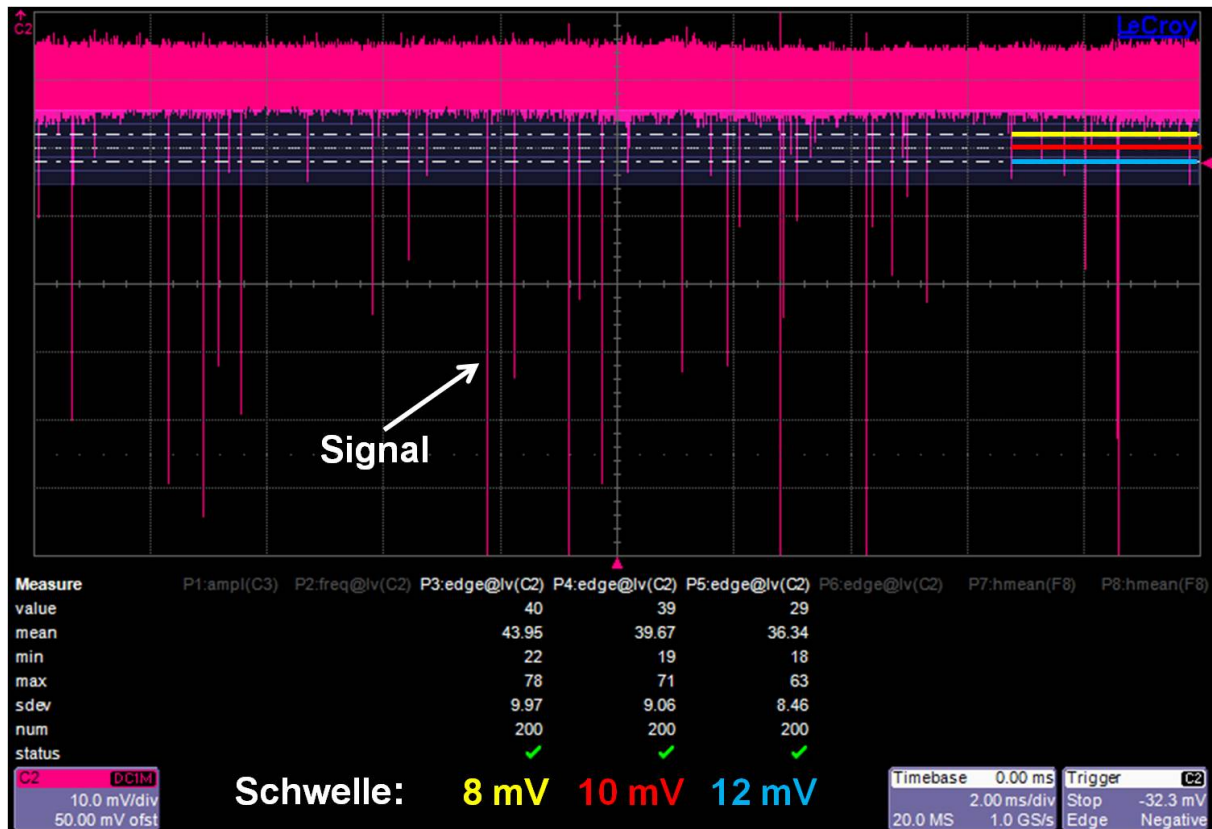


Abbildung 30: Darstellung der Anzahl an Ereignissen gemessen durch das Oszilloskop bei der Dunkelratenmessung. Der breite rötliche Streifen oben im Bild stellt dabei das Rauschband dar. Die vom Rauschband nach unten ausgehenden Striche sind dabei die Signale. num gibt die Anzahl der Messungen an. Aus diesen Messungen wurden der Mittelwert (mean) und die Standardabweichung (sdev) gemessen. Es wurden drei verschiedene Schwellen eingestellt. Bei P3 wurden dabei die Werte bei einer Schwelle von 8 mV aufgenommen. Die weiteren beiden Schwellen waren bei 10 mV (P4) und 12 mV (P5).

Insgesamt wurden zusammen mit der Dunkelratenmessung zehn verschiedene Messreihen aufgenommen, die in Tabelle 1 aufgelistet sind. Am Oszilloskop wurden pro Messreihe 200 Messungen von der Anzahl an Ereignissen aufgenommen. Daraus wurden der Mittelwert und die Standardabweichung berechnet. Abbildung 30 zeigt die Messung der Dunkelrate in einer Zeitspanne von 20 ms. Die Messung der Dunkelrate ist bei dieser Messung entscheidend, damit verglichen werden kann, wie viel Licht wirklich von außen in die Box gelangt. Bei der Dunkelrate handelt es sich um eine Eigenschaft, welche gewöhnlich bei allen Photomultipliern auftritt. Das entscheidende Phänomen dabei ist, dass man bei einem Photomultiplier Signale messen kann, obwohl kein Photon von der Photokathode absorbiert wird. Die Hauptquelle der Dunkelrate ist dabei die thermische Emission von Elektronen aus den Materialien der Photokathode oder der Dynoden. Die Dunkelrate ist dabei abhängig von der Temperatur. Eine leichte Erhöhung der Temperatur kann zu einer deutlichen Steigerung der Dunkelrate führen. Um eine Aussage zu treffen, wie lichtdicht die Dunkelkammer ist, müssen die Messwerte mit der Dunkelrate verglichen werden. Wird die Box geschlossen und der PMT unter Hochspannung gesetzt, empfiehlt es sich eine lange Zeit zu warten, bevor man mit dem Messen anfängt. Dies liegt daran, dass die Dunkelrate zu Beginn, wenn der PMT unter Hochspannung gesetzt wird, gewöhnlich höher ist und mit der Zeit abnimmt. Als Schwelle, bei der die ganzen Messungen verglichen wurden, wurde 8 mV gewählt, da bei keiner Messung das Rauschband diese Schwelle überschritten hat. So konnten viele Ereignisse gezählt werden und je mehr Ereignisse man misst, desto geringer ist der relative Fehler. Zusätzlich wurde die Frequenz berechnet, dazu wurde die Anzahl an Ereignissen

(in 20 ms) mit dem Faktor 50 multipliziert. Diese Ergebnisse werden bei allen zehn Messungen in Tabelle 1 zusammengefasst.

Tabelle 1: Messwerte der Lichtdichtigkeitsmessung bei verschiedenen Konstellationen. Zusammengefasst sind hier die Anzahl an Ereignissen (in 20 ms), die durch das Oszilloskop berechnet wurde und die dazugehörige Frequenz. Die Messwerte wurden bei einer Schwelle von 8 mV berechnet.

Konstellation	Zählrate in 20 ms	Frequenz [kHz]
Dunkelrate	$44.0 \pm 10.0$	$2.2 \pm 0.5$
PMT zur Platte ausgerichtet	$41.2 \pm 12.7$	$2.1 \pm 0.7$
PMT zur Platte ausgerichtet bei beleuchteter Tür	$46.7 \pm 11.0$	$2.3 \pm 0.6$
PMT zur Platte ausgerichtet bei geöffneter Abdeckung	$283.8 \pm 19.5$	$14.2 \pm 1.0$
PMT zur Tür ausgerichtet	$40.3 \pm 9.0$	$2.0 \pm 0.5$
PMT zur Tür ausgerichtet bei beleuchteter Tür	$34.0 \pm 7.0$	$1.7 \pm 0.4$
PMT zur Tür ausgerichtet bei geöffneter Abdeckung	$123.4 \pm 14.6$	$6.17 \pm 0.73$
PMT der Platte entgegengesetzt	$43.62 \pm 9.72$	$2.18 \pm 0.5$
PMT der Platte entgegengesetzt bei beleuchteter Tür	$38.06 \pm 7.52$	$1.9 \pm 0.4$
PMT der Platte entgegengesetzt bei geöffneter Abdeckung	$145.71 \pm 16.37$	$7.29 \pm 0.82$

Die Ergebnisse der Lichtdichtigkeitsmessung kann man folgendermaßen zusammenfassen und deuten:

- Bei der Messung der Dunkelrate wurde ein Wert von 2.2 kHz gemessen, was im Bereich der Angaben für den PMT liegt.
- Die gemessenen Mittelwerte im Falle, wenn das Laborlicht eingeschaltet ist, stimmen annähernd mit der Dunkelrate überein. In Abbildung 50 im Anhang A1 wird diese Übereinstimmung bestätigt. Dort wird die Anzahl der Ereignisse angezeigt bei Ausrichtung des PMTs in Richtung Al-Platte. Unabhängig davon, in welche Richtung der PMT innerhalb der Box ausgerichtet ist, liegen alle drei gemessenen Werte sehr gut innerhalb des Fehlers der Dunkelratenmessung. Bei Übereinstimmung mit der Dunkelrate kann man zusammenfassen, dass diese Dunkelkammer annähernd lichtdicht ist.
- Bei der Beleuchtung der Tür mit einer Schreibtischlampe (siehe Abbildung 31) konnte ebenfalls kaum eine Veränderung in der Zählrate festgestellt werden. Als Beispiel gilt dabei Abbildung 51 im Anhang A1, wo die Anzahl der Signale gemessen wurde und der PMT zur Platte ausgerichtet war. Obwohl vermutet wurde, dass durch die Tür eventuell ein bisschen Licht durchdringt, konnten die Messungen diese Vermutung nicht bestätigen. So lässt sich anhand der Messungen aussagen, dass zwischen den Türspalten kein zusätzliches Licht durchkommt, trotz Beleuchtung. Insbesondere die Gummiabdichtung, die sich an dieser Stelle befindet, scheint ihren Zweck zu erfüllen. Die Werte mit und ohne Türbeleuchtung liegen innerhalb der jeweiligen Fehler, woraus man folgern kann, dass kein zusätzliches Licht in die Dunkelkammer gelangt. Bei der Messung, in welcher der PMT zur Tür ausgerichtet war und diese zusätzlich beleuchtet war, wurde mit  $1.7 \pm 0.4$  kHz eine bisschen geringere Frequenz gemessen, als im Falle, bei der sie nicht beleuchtet war, nämlich  $2.0 \pm 0.5$  kHz. Eigentlich wurde erwartet, dass bei beleuchteter Tür die Frequenz mindestens gleich groß ist, wie im Falle der unbeleuchteten Tür. Begründen kann man dies dadurch, dass der PMT in diesem Moment eine Phase gehabt haben könnte, bei der die Dunkelrate geringer war. Auch ist es möglich, dass diese Messung später gestartet wurde, als im Falle, wo die Tür unbeleuchtet war und so die Dunkelrate geringer war. Aber die Frequenz liegt noch



innerhalb vom Fehlerbereich des Wertes bei unbeleuchteter Tür und sogar im Fehlerbereich der Dunkelrate. Somit können die Unterschiede vernachlässigt werden.



Abbildung 31: Beleuchtung der Vorderseite der Box durch die Schreibtischlampe. Die Seite wird an der Stelle beleuchtet, an der sich die beiden Türen treffen. So wollte man testen, ob durch die Türspalten zusätzliches Licht in die Dunkelkammer eindringt.

- Eine deutlichere Änderung in der Zählrate des PMTs konnte festgestellt werden, wenn die Abdeckung vor der Al-Platte geöffnet wurde. Im Falle, wo der PMT in Richtung Platte ausgerichtet war, beträgt die Frequenz fast das Siebenfache, verglichen mit dem Fall bei geschlossener Abdeckung. In Abbildung 32 kann man sehen, wie viele Signale durch das Oszilloskop gemessen wurden, wenn der PMT in Richtung Platte ausgerichtet war und die Abdeckung geöffnet war. Damit kann man aussagen, dass die Abdeckung ihre Funktion erfüllt. Ist sie nämlich geschlossen, dann ist die gemessene Frequenz ähnlich der Dunkelrate. Auch konnte gezeigt werden, dass die Box ohne die Abdeckung nicht lichtdicht wäre und dass die Al-Platte Bereiche besitzt, in denen Licht durchkommt. Es ist nicht genau klar, an welcher Stelle der Al-Platte das Licht in die Box eindringt. Jedoch kann man vermuten, dass die Ursache einerseits an den Durchführungen liegt. Sie sind zwar so konstruiert, dass möglichst kein Licht durchkommt. Trotzdem könnte ein bisschen zu großes Bohrloch ausreichen, damit Licht eindringt. Eine weitere Stelle, die in Frage käme, an der das Licht durchkommt, wären die Löcher für die Flachbandkabel. Diese sind zwar durch mehrere Schichten Klebeband und durch eine Schicht Pappe zugeklebt worden, dennoch könnte diese Maßnahme nicht ausreichen, um das Licht vollständig zu absorbieren.



Abbildung 32: Messung der Anzahl an Ereignissen des PMTs am Oszilloskop für den Fall, wenn die Abdeckung vor der Al-Platte geöffnet ist und der PMT in Richtung Platte ausgerichtet ist. Verglichen mit der Messung der Dunkelrate, ist eine deutliche Steigerung in der Anzahl an Ereignissen erkennbar.

- Bei den Messungen mit geöffneter Abdeckung vor der Al-Platte konnte eine unterschiedliche Frequenz beobachtet werden, in Abhängigkeit von der Richtung, in die der PMT ausgerichtet war. War der PMT in Richtung Al-Platte ausgerichtet, so wurde die doppelte Anzahl an Photonen gemessen ( $14.2 \pm 1.0$  kHz), im Vergleich zum Fall, in dem der PMT in Richtung Tür ( $6.17 \pm 0.73$  kHz) oder entgegengesetzt zur Al-Platte ( $7.29 \pm 0.82$  kHz) ausgerichtet war (siehe Anhang A1, Abbildung 52). Hier ist deutlich zu sehen, welchen Unterschied es in der Zählrate ausmacht, wenn der PMT in verschiedene Richtungen ausgerichtet war. War er in Richtung Platte ausgerichtet, so wurden Photonen detektiert, die meist aus den Lichtlecks der Al-Platte kamen. Bei den beiden anderen PMT-Ausrichtungen, konnten die Photonen aus der Platte nicht direkt die Photokathode erreichen. Hier könnte es sich meist um Reflexionen handeln. Photonen, die durch die Platte in die Dunkelkammer eindringen, konnten an den Wänden reflektiert worden sein, um auf diese Weise die Photokathode zu erreichen. Wie schon erwähnt wurde, ist das Schwarz der Boxwände kein idealer Absorber. Ein Bruchteil des Lichts wird immer reflektiert. Vergleicht man nun die Messungen, bei denen der PMT einerseits zur Tür und andererseits entgegengesetzt zur Platte ausgerichtet war, miteinander. So fällt auf, dass die Anzahl an Ereignissen im Falle, in dem der PMT entgegengesetzt zur Platte ausgerichtet war, geringfügig höher war, als bei der anderen Messung. Dabei wurde erwartet, dass die Anzahl an Ereignissen, wenn der PMT entgegengesetzt zur Platte ausgerichtet war kleiner oder gleich ist, im Vergleich zum Fall mit der Ausrichtung zur Tür. Zeigt der PMT von der Platte weg, so sollte kein Photon mehr direkt auf die Photokathode auftreffen. Der Unterschied ist jedoch sehr gering, da sich die Fehler der beiden Werte überlagern. Erklären könnte man dies einerseits durch den systematischen Fehler des PMTs. Andererseits könnte es auch sein, dass die Wand,

die gegenüber von der Platte liegt, mehr Photonen erreichen als die anderen Wände. So gibt es auch mehr Reflexionen, als an anderen Stellen. Ist der PMT nun zu dieser Wand ausgerichtet, so führen die zusätzlichen reflektierten Photonen zu einer Steigerung in der Anzahl an Ereignissen.

Insgesamt kann man festhalten, dass die neue Box lichtdicht ist und damit für die Untersuchung von MCP-PMTs geeignet. Und das bisschen Licht, das in die Box eindringt ist im Verhältnis zur Dunkelrate so gering, dass es keinen zusätzlichen Störfaktor verursacht. Beim Vermessen eines MCP-PMTs zeigt seine Photokathode von der Al-Platte weg. An der Platte werden die größten Lichtlecks vermutet. Der PMT konnte nur Photonen messen, die die Photokathode erreichen, somit kann man nicht vollständig aussagen, wie viele Photonen wirklich in die Box eindringen. Aber es ist eine vernachlässigbar kleine Anzahl. Die Box ist zwar weitestgehend lichtdicht, dennoch bestehen die Möglichkeiten, durch einfache Methoden, undichte Stellen weiter abzudichten. So hat man bei geöffneter Abdeckung gesehen, dass es an der Al-Platte Stellen gibt, durch die Licht in die Box eindringt. Als einfache Möglichkeit bietet sich hier an, die rechteckigen Löcher mit zusätzlichen Schichten Klebeband zuzukleben, so dass noch mehr Licht absorbiert wird. Eine zusätzliche, dünne Schicht könnte zur Absorption weiterer Photonen führen, da das Absorptionsgesetz [30] exponentiell von der Dicke des Materials abhängt:

$$I(x) = I(0) \exp(-\mu \cdot x)$$

Dabei ist  $x$  die Dicke und  $\mu$  der Absorptionskoeffizient des Materials. Natürlich bestehen auch Möglichkeiten, diese Box mit komplexeren Methoden noch lichtdichter zu machen. Aber die Folge wären hohe Kosten und der Kosten-Nutzen Faktor wäre geringer. Außerdem ist die bisherige Box zur Vermessung von MCP-PMTs ausreichend.

## 5.2 Untersuchung der Kupferabschirmung

Als nächstes Ziel war es herauszufinden, welche Wirkung die Kupferabschirmung der Box besitzt. Um dies zu zeigen, musste bei dieser Messung die Tür geöffnet werden. Zusätzlich wurde untersucht, welche Auswirkungen ein in Betrieb befindlicher Stepper auf die Messungen hat. Dabei wurde die Breite des Rauschbandes gemessen. Der Messaufbau war ähnlich wie bei der Vermessung der Lichtdichtigkeit, der einzige Unterschied bestand darin, dass die Hochspannung ausgeschaltet war. Zur Vermessung des Rauschbandes war diese nicht nötig. Da die Boxtüren offen waren, sollte kein PMT unter Hochspannung gesetzt werden. Als erstes wurde eine Referenzmessung gemacht. Dazu wurde der Stepper ausgeschaltet und die Boxtüren blieben geschlossen. Das Rauschband besaß folgende Form:

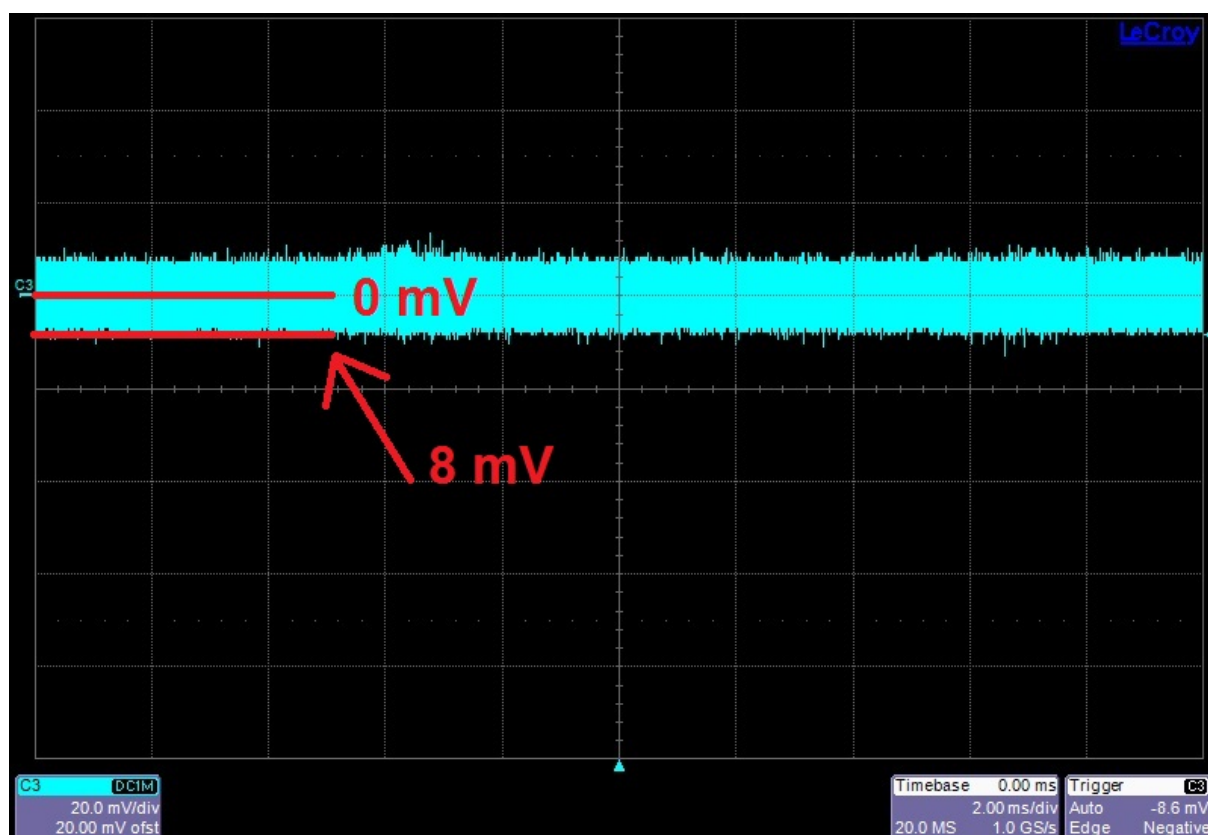


Abbildung 33: Das Rauschband bei ausgeschaltetem Stepper. Die Boxtüren blieben geschlossen.

Mit Hilfe des Oszilloskops konnte durch Auslesen eine Breite des Rauschbandes von 8 mV bestimmt werden. Bei der Bestimmung der Breite des Rauschbandes musste darauf geachtet werden, dass man von der Mitte bis zum Rand des Rauschbandes misst. In Abbildung 33 befindet sich dieser genannte Bereich zwischen den beiden roten Balken. Wurde nun der Stepper eingeschaltet, nahm das Rauschband im Vergleich zu Abbildung 33 eine komplett andere Form an.



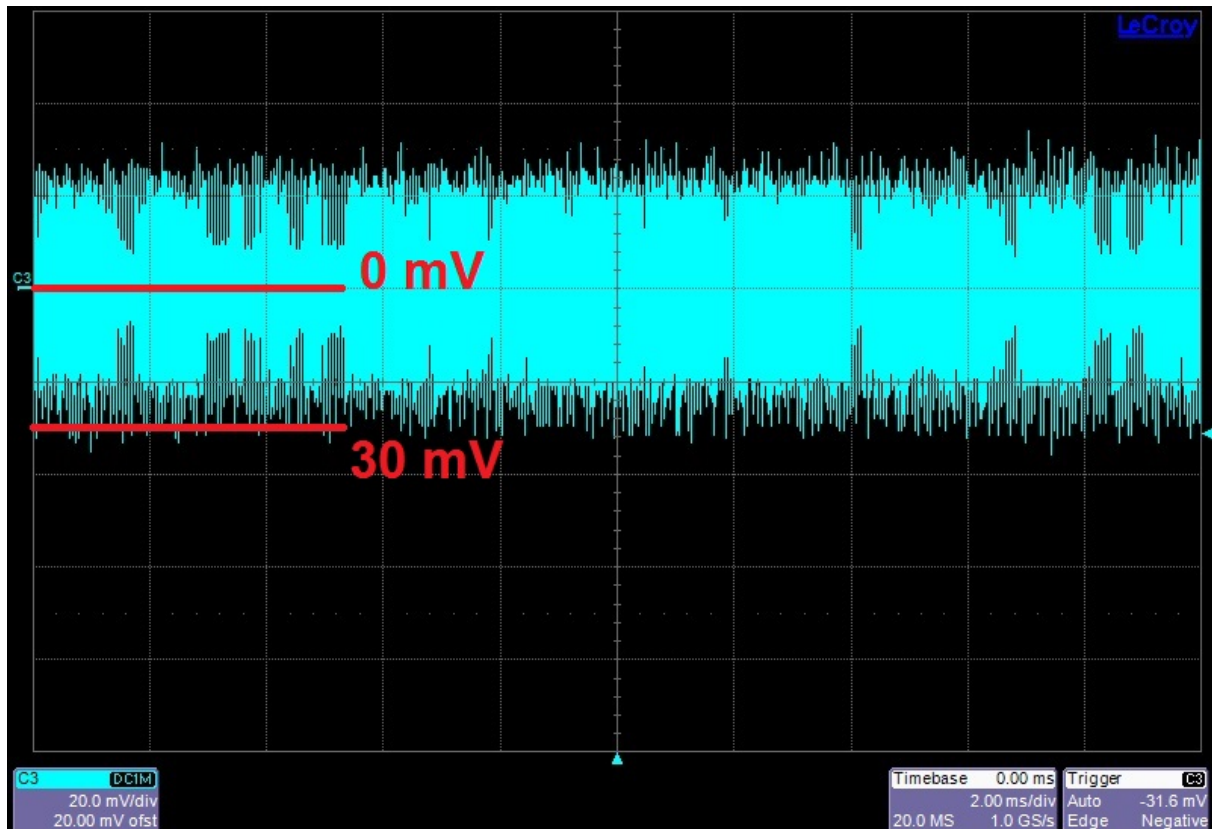


Abbildung 34: Das Rauschband bei eingeschaltetem Stepper. Gut zu erkennen ist, dass die Breite des Rauschbandes deutlich größer ist, als bei eingeschaltetem Stepper. Die Skala wurde dabei beibehalten.

In Abbildung 34 ist deutlich zu sehen, dass das Rauschband viel breiter ist, als bei ausgeschaltetem Stepper. Durch Auslesen konnte für die Breite ein Wert von ca. 20 bis 30 mV bestimmt werden. Das wäre ungefähr die dreifache Breite im Vergleich zum Rauschband bei ausgeschaltetem Stepper. Der in Betrieb befindliche Stepper erzeugt durch seine Nähe zum PMT große Störsignale, die zur Steigerung des Rauschens beitragen. Die vier Schrittmotoren des Steppers und die Kabel, die mit ihnen verbunden sind, verursachen solch starke elektromagnetische Felder, dass das daraus erzeugte Rauschband wesentlich höher ist, als das Grundrauschen des Oszilloskops oder des PMTs. Solch ein hohes Rauschband kann zum Problem werden, wenn es darum geht, schwache Signale zu messen, die so durch das Band verdeckt werden können. Die meisten Messungen mit MCP-PMTs kann man jedoch auch mit diesem Rauschband durchführen. Als mögliche Lösungen für dieses Problem könnten sich Metallabschirmungen eignen. Jedoch ist der Aufwand sehr groß, Teile des Steppers abzuschirmen, damit auch eine nennenswerte Wirkung erzielt werden kann. Eine einfache Lösung wäre, den Stepper immer auszuschalten wenn er nicht fährt. Jedoch ist das Ein- und Ausschalten des Steppers mit einem hohen Aufwand verbunden. Aus diesem Grund ist er dauerhaft eingeschaltet.

Neben der Untersuchung der Auswirkungen auf das Rauschband durch den Stepper, wurde auch noch untersucht, wie es sich verhält, wenn die Türen der Dunkelkammer geöffnet wurden. Der Stepper war dabei ausgeschaltet. Das Rauschband zeigte in diesem Fall keine Veränderungen, es besaß dieselbe Form wie in Abbildung 33. Somit kann man daraus schließen, dass das Stromnetz des Labors keine Auswirkungen auf das Rauschband hat. Dies kann aber daran liegen, dass das Stromnetz zu weit vom PMT entfernt ist. Außerdem ist die Box nur auf einer Seite geöffnet, auf allen anderen Seiten befindet sich immer noch die Kupferabschirmung. Auch die anderen elektronischen Geräte im Labor scheinen keine Auswirkungen auf das Rauschband zu haben. Es wurde zwar erwartet, dass der Lasercontroller zu einer Vergrößerung der Rauschbandbreite

beiträgt. Jedoch konnte man keine Veränderungen beobachten. Entweder ist sein Einfluss zu gering, oder er befindet sich zu weit weg vom PMT. Außerdem befindet er sich auf der Box und zwischen dem Lasercontroller und dem PMT ist die Kupferschicht zur Abschirmung. Insgesamt kann man festhalten, dass abgesehen vom Stepper es keinen weiteren Einfluss auf das Rauschband gibt. Zwar können die erforderlichen Messungen in diesen Bedingungen durchgeführt werden. Trotzdem ist es hilfreich, in Zukunft, eine Methode zu erarbeiten, die diese Einflüsse mindert.

### 5.3 Bestimmung der Positioniergenauigkeit des Steppers

Ziel dieser Messung war es zu bestimmen, mit welcher Genauigkeit der Stepper einen bestimmten Punkt anfahren kann. Als Messaufbau (siehe Abbildung 35) diente ein Laser der Wellenlänge  $\lambda = 632.5 \text{ nm}$ , welcher durch den Stepper bewegt wurde und eine Spiegelreflexkamera vom Typ Canon EOS 1000D.

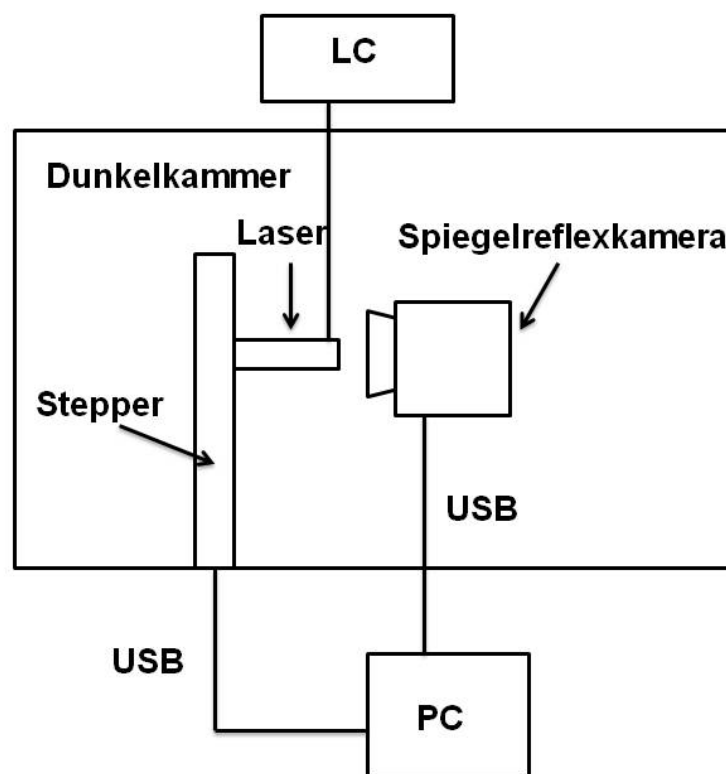


Abbildung 35: Messaufbau zur Bestimmung der Positioniergenauigkeit des Steppers: Der Laser, welcher durch den Lasercontroller mit der nötigen Frequenz versorgt wurde, bestrahlte den Sensor der Spiegelreflexkamera. Durch den Stepper wurde der Laserpunkt bewegt. Mit Hilfe der Bilder, die mit der Kamera gemacht wurden, wurde die Position des Laserpunktes bestimmt.

Die Frequenz des Lasers betrug 1 MHz. Die Spiegelreflexkamera ist mit einem CMOS-Bildsensor der Größe 22.2 mm x 14.8 mm ausgestattet. Damit der Sensor durch den Laser direkt angestrahlt wird, wurde das Objektiv entfernt. Die Kamera wurde an einer stabilen Halterung montiert, wie man in Abbildung 36 sehen kann und der Laserpunkt wurde auf den Sensor fokussiert. Die Entfernung zwischen Sensor und Laser war mit etwa 1-2 cm sehr gering. Wegen

der geringen Sensorgröße, war die Bewegung des Steppers stark eingeschränkt, er konnte nur in geringe Entfernungen fahren. Bei dieser Messung fuhr der Stepper in zwei von drei Raumrichtungen, damit wurde die Positioniergenauigkeit sowohl in x- als auch in y-Richtung bestimmt.

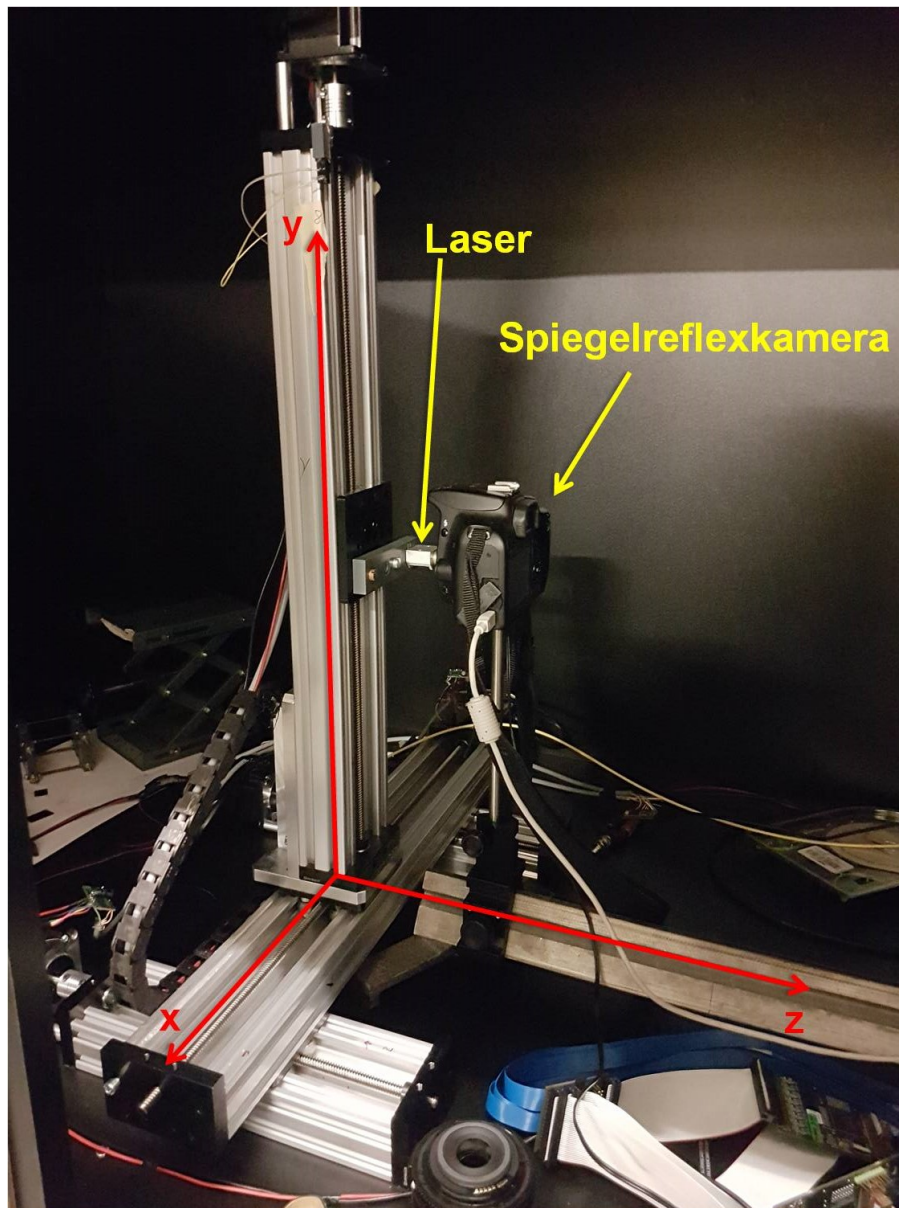


Abbildung 36: Aufbau zur Bestimmung der Positioniergenauigkeit des Steppers.

Die Messung der Positioniergenauigkeit in der dritten Raumrichtung (z) war bei diesem Messaufbau nicht möglich, weil der Laserpunkt die ganze Zeit fokussiert sein sollte und z damit konstant bleiben musste. Vor der eigentlichen Messung wurde der Laserpunkt ungefähr in die Mitte des Sensors bewegt. Diese Stelle wurde als absoluter Nullpunkt festgelegt. Bei der Messung wurde mit dem Stepper vom Nullpunkt aus eine bestimmte Position angefahren. An dieser Position wurde mit der Kamera ein Bild gemacht, anschließend wurde der Stepper wieder an den Nullpunkt gefahren. Dieser Vorgang wurde insgesamt 20 mal wiederholt. Es wurden mehrere Messreihen angefertigt. Um zu zeigen, ob die Positioniergenauigkeit sich in Abhängigkeit von der gefahrenen Strecke änderte, wurden mit dem Stepper zwei verschiedene Entfernungen angefahren, nämlich 3 mm und 5 mm. Außerdem wurde der Stepper in verschiedene Richtungen gefahren. Zusätzlich wurde der Stepper sowohl eindimensional, als auch zweidimensional



gefahren. In Tabelle 2 sind die verschiedenen Kombinationen aus x und y aufgelistet, welche verwendet wurden.

Tabelle 2: Kombinationen aus x- und y-Werten, welche bei der Bestimmung der Positioniergenauigkeit des Steppers verwendet wurden.

x-Wert [mm]	y-Wert [mm]
3	0
5	0
-3	0
-5	0
0	3
0	5
0	-3
0	-5
3	3
3	5
3	-3
3	-5
5	3
5	5
5	-3
5	-5
-3	3
-3	5
-3	-3
-3	-5
-5	3
-5	5
-5	-3
-5	-5

Insgesamt wurden 24 Messreihen durchgeführt. Pro Messreihe wurden 20 Bilder angefertigt, was insgesamt 480 Bilder machte. Zur Anfertigung der Bilder wurde die Kamera über den Rechner außerhalb der Box gesteuert. Dies war auch wichtig, weil die Kamera während der gesamten Messung eine stabile Position haben sollte, da für die Positioniergenauigkeit des Steppers ein theoretischer Wert von  $5\text{-}40\text{ }\mu\text{m}$  angenommen wird, wie in Abschnitt 4.2 schon erwähnt wurde. Eine Bedienung mit der Hand hätte eine Positionsänderung der Kamera zur Folge. Die Positionsänderung wäre größer als der theoretische Wert der Positioniergenauigkeit des Steppers, was eine Durchführung der Messung unmöglich gemacht hätte. Außerdem waren die Boxtüren geschlossen, um eine dunkle Umgebung zu schaffen, so dass abgesehen vom Laserpunkt der Rest des Bildes schwarz war. Dies war auch für die anschließende Auswertung der Bilder entscheidend. Die Bilder wurden als Rohdateien gemacht. In Abbildung 37 ist das Bild des Laserpunktes bei der Messreihe  $x = 3\text{ mm}$  und  $y = 0\text{ mm}$  zu sehen. Als Rohdateiformat werden Daten bezeichnet, welche nicht bearbeitet wurden. Bevor man sie jedoch auswerten konnte, mussten sie in das FITS-Format umgewandelt werden.

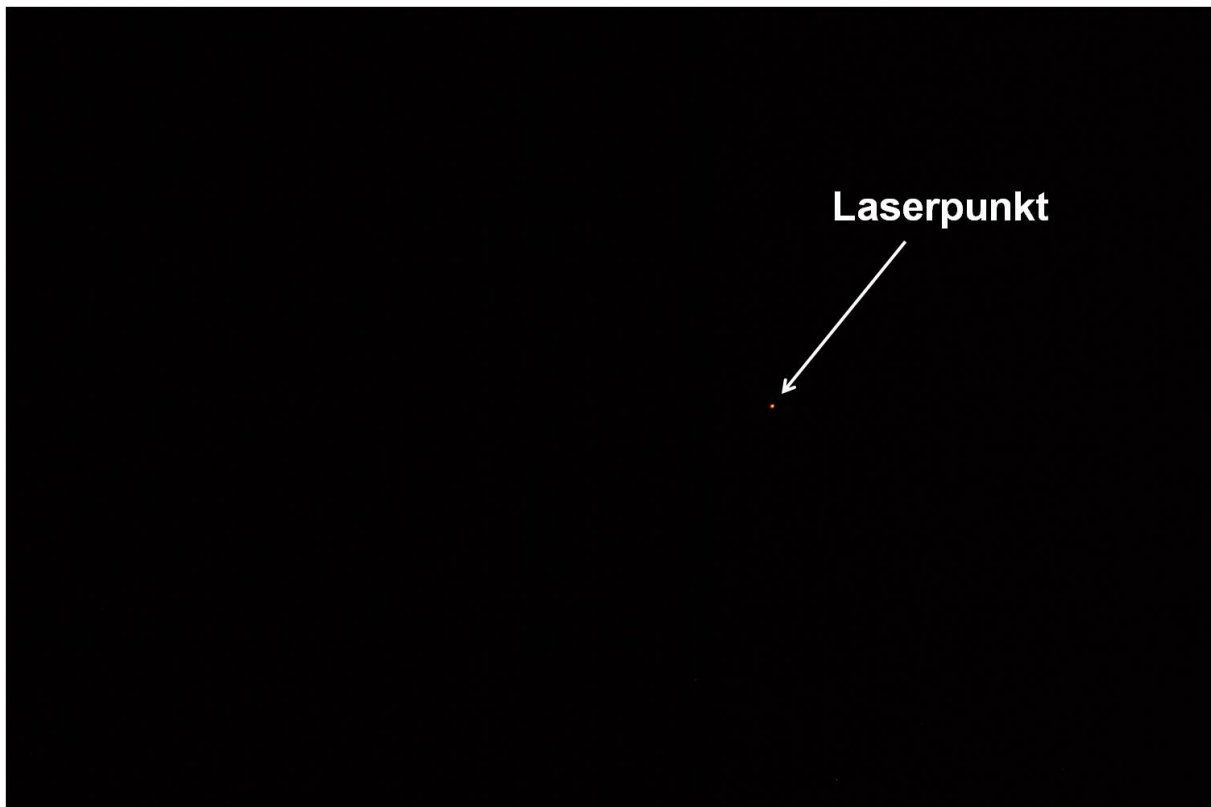


Abbildung 37: Bild des Laserpunktes bei der Messreihe  $x = 3 \text{ mm}$ ,  $y = 0 \text{ mm}$ .

Nach der Umwandlung ins FITS-Format eigneten sich die Bilder zur wissenschaftlichen Auswertung. Zur Umwandlung mussten ein paar Dunkelbilder gemacht werden. Für die Dunkelbilder befand sich die Kamera in der geschlossenen Box und der Laser war ausgeschaltet. Während der Bearbeitung wurde das Dunkelbild von den Rohbildern abgezogen. Die FITS-Dateien wurden mit Hilfe der Software *fitswork* erstellt. Damit waren die Bilder zur wissenschaftlichen Analyse geeignet und der Mittelwert von der Position des Laserpunktes, sowohl in  $x$ - als auch in  $y$ -Richtung konnte berechnet werden. Das Bild wurde als Histogramm geplottet, bei dem nach Abzug der Dunkelbilder nur noch die Pixel Werte anzeigten, die den Laserpunkt enthielten. In Abbildung 53 im Anhang A2 wird das erwähnte Histogramm bei der Messreihe  $x = 3 \text{ mm}$  und  $y = 0 \text{ mm}$  gezeigt. Da der Laserpunkt kaum erkennbar ist, wurde in Abbildung 54 an diese Stelle gezoomt, damit er deutlich sichtbar ist. Der Mittelwert wurde als Pixelwert berechnet. Bei der Messreihe  $x = 3 \text{ mm}$  und  $y = 0 \text{ mm}$  wurde als Mittelwert bei 20 Messungen 1236.7 Pixel in  $x$ -Richtung, sowie 644.6 Pixel in  $y$ -Richtung berechnet. Daraus wurde die Standardabweichung für beide Richtungen berechnet, diese betrug 0.476 Pixel in  $x$ -Richtung und 0.102 Pixel in  $y$ -Richtung. Die Standardabweichung gilt dabei als Maß für die Positioniergenauigkeit des Steppers. Nun galt es, diese Maße in metrischen Einheiten anzugeben. Dazu musste man die Größe eines Pixels kennen. Diese konnte berechnet werden, indem die Größe des Sensors ( $22.2 \text{ mm} \times 14.8 \text{ mm}$ ) durch die Bildgröße geteilt wurde. Bei der Auswertung der FITS-Datei konnte eine Bildgröße von 1953 Pixel  $\times$  1300 Pixel aus dem Histogramm herausgelesen werden. Damit konnte für die Größe eines Pixels der Wert  $11.4 \mu\text{m}$  berechnet werden. War nun die Größe eines Pixels bekannt, so konnte die Positioniergenauigkeit des Steppers in metrischen Einheiten bestimmt werden. Sie betrug  $5.42 \mu\text{m}$  in  $x$ -Richtung und  $1.17 \mu\text{m}$  in  $y$ -Richtung. In folgenden beiden Tabellen sind die berechneten Positioniergenauigkeiten des Steppers aufgelistet. Dabei werden in Tabelle 3 die Positioniergenauigkeiten in  $x$ -Richtung gezeigt, während in Tabelle 4 die Positioniergenauigkeiten in  $y$ -Richtung zu sehen sind.

Tabelle 3: Gemessene Positioniergenauigkeiten des Steppers in x-Richtung. Die Werte sind in  $\mu\text{m}$  angegeben.

x-Position [mm]: y-Position [mm]:	0	3	5	-3	-5
0	/	5.42	0.62	1.56	1.17
3	0.55	1.86	1.73	0.59	1.39
5	0.75	2.39	0.86	2.99	1.76
-3	0.17	2.87	0.55	1.29	1.95
-5	5.14	2.33	1.6	4.07	0.83

Tabelle 4: Gemessene Positioniergenauigkeiten des Steppers in y-Richtung. Die Werte sind in  $\mu\text{m}$  angegeben.

x-Position [mm]: y-Position [mm]:	0	3	5	-3	-5
0	/	1.17	0.27	0.6	0.32
3	0.29	0.24	0.2	0.49	0.32
5	0.12	0.25	0.2	1.52	0.31
-3	0.072	0.25	0.2	0.21	0.51
-5	0.53	0.53	1.03	4.93	0.44

Anhand der Positioniergenauigkeiten in beiden Tabellen können folgende Merkmale beobachtet werden:

- Die meisten Werte für die Positioniergenauigkeit des Steppers liegen deutlich unter dem theoretischen Wert von  $5\text{--}40\ \mu\text{m}$ . Viele Werte liegen sogar im Nanometerbereich, was weit unter den Erwartungen ist. Nur wenige Werte liegen im Bereich von  $5\ \mu\text{m}$  (Messreihen:  $x = 3\text{ mm}$  und  $y = 0\text{ mm}$ ,  $x = -3\text{ mm}$  und  $y = -5\text{ mm}$ ), was im unteren Bereich des theoretischen Wertes liegt. Insgesamt ergeben sich bei der Positioniergenauigkeit des Steppers große Unterschiede unter den einzelnen Messreihen. Aus den gemessenen Werten kann man folgern, dass der Stepper eine bestimmte Position mehrere Male sehr präzise anfahren kann. Für die Vermessung von MCP-PMTs machen diese geringen Positionsabweichungen keinen Unterschied aus, da die Pixelgröße der Sensoren wesentlich größer ist.
- Eine weitere Auffälligkeit, welche die gemessenen Werte zeigen, ist die Tatsache, dass anhand aller Messreihen die Positioniergenauigkeit des Steppers in y-Richtung deutlich besser ist als in x-Richtung. In y-Richtung wurden öfter Werte im Nanometerbereich gemessen und seltener Werte größer als  $1\ \mu\text{m}$ .
- Anhand der Messwerte lassen sich keine Aussagen treffen, ob die Positioniergenauigkeit abhängig von der gefahrenen Strecke des Steppers ist. Bei den Messreihen traten zwar große Unterschiede auf, aber diese traten bei allen Strecken auf, die der Stepper zurückgelegt hat.
- Schließlich kann man noch erkennen, dass bei den Messreihen, in denen der Stepper nicht in y-Richtung gefahren ist, trotzdem Abweichungen in diese Richtung gemessen wurden. Dasselbe gilt auch analog in x-Richtung. Bei der Messreihe  $x = 0\text{ mm}$  und  $y = -5\text{ mm}$  wurde eine Positioniergenauigkeit in x-Richtung von  $5.14\ \mu\text{m}$  gemessen, was zu den größten Werten unter den gemessenen Messreihen zählt. Dabei ist der Stepper in diese Richtung nicht gefahren.

- Berechnet man nun aus allen Messreihen den Mittelwert der Positioniergenauigkeit, so erhält man in x-Richtung  $1.9\ \mu\text{m}$  und in y-Richtung  $0.62\ \mu\text{m}$ . Hier wird noch einmal gezeigt, dass die y-Richtung durch den Stepper genauer angefahren werden kann als die x-Richtung. Aber beide Werte liegen deutlich unter dem theoretischen Wert.

Insgesamt lässt sich aussagen, dass eine bestimmte Position durch den Stepper sehr genau angefahren werden kann. Die meisten Werte sind dabei so gering, dass man sie vernachlässigen und damit sagen kann, dass der Stepper keine Abweichungen zeigt. Dabei kann man schwer erklären, warum die meisten gemessenen Werte unterhalb der theoretischen liegen, zumal pro Messreihe nur 20 Bilder gemacht wurden und dadurch normalerweise größere Fehler gemessen werden sollten. Die wenigen Werte im Bereich von  $5\ \mu\text{m}$  lassen sich durch die Tatsache erklären, dass der Stepper unterschiedlich gefahren ist. Aber es gibt noch weitere Ursachen, welche auch auf die geringen Abweichungen im Nanometerbereich zutreffen könnten. Eine der Ursachen könnte beim Laser liegen. So ist es möglich, dass der Laserpunkt in seiner Form und Größe je nach Bild Variationen zeigte. Dies führte zur Verschiebung des Mittelpunktes und folglich zur Vergrößerung der Standardabweichung. Eine weitere Ursache könnte an den Bewegungen im Labor zurückzuführen sein, die durch andere Mitarbeiter zustande kamen. Sind die Bewegungen besonders stark und zusätzlich in unmittelbarer Nähe der Dunkelkammer, so kann dies zu Vibrationen an der Box führen. Der Messaufbau ist sehr sensitiv auf solche Vibrationen. Dies kann zu einer leichten Verschiebung der Spiegelreflexkamera führen. Durch fremde Bewegungen kann die Messung der Positioniergenauigkeit des Steppers sehr stark beeinflusst werden, zumal Werte im niedrigen Mikrometerbereich gemessen werden.



## 6 Erste Testmessungen von MCP-PMTs in der neuen Dunkelkammer

Bei folgenden Messungen wurden drei MCP-PMTs untersucht und miteinander verglichen. Für die Gainkurven und Zeitauf Lösungsmessung wurden Sensoren von PHOTONIS verwendet mit den Seriennummern 9001353, 9001356 und 9001392. Bei der Messung der Ratenstabilität wurden ein Sensor vom Typ PHOTONIS mit der Seriennummer 9001393-URD, sowie zwei Sensoren von HAMAMATSU mit den Seriennummern JS0022 und JS0035 untersucht.

### 6.1 Gainkurven

Bei der Messung der Gainkurven sollte die Gain in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung für die drei ausgewählten Sensoren gemessen werden. Außerdem sollte die Spannung bestimmt werden, bei der die Gain des jeweiligen Sensors  $10^6$  beträgt. Im PANDA-Experiment sollen MCP-PMTs mit dieser Gain arbeiten. Beim Messaufbau (siehe Abbildung 38 und Abbildung 39) wurde der MCP-PMT an Pixel 44 mit einem roten Laser bestrahlt. Die Wellenlänge  $\lambda$  des Laserlichts betrug dabei 632.5 nm. Das Laserlicht wurde durch einen ND 4.9 Filter abgeschwächt und auf den genannten Pixel fokussiert.

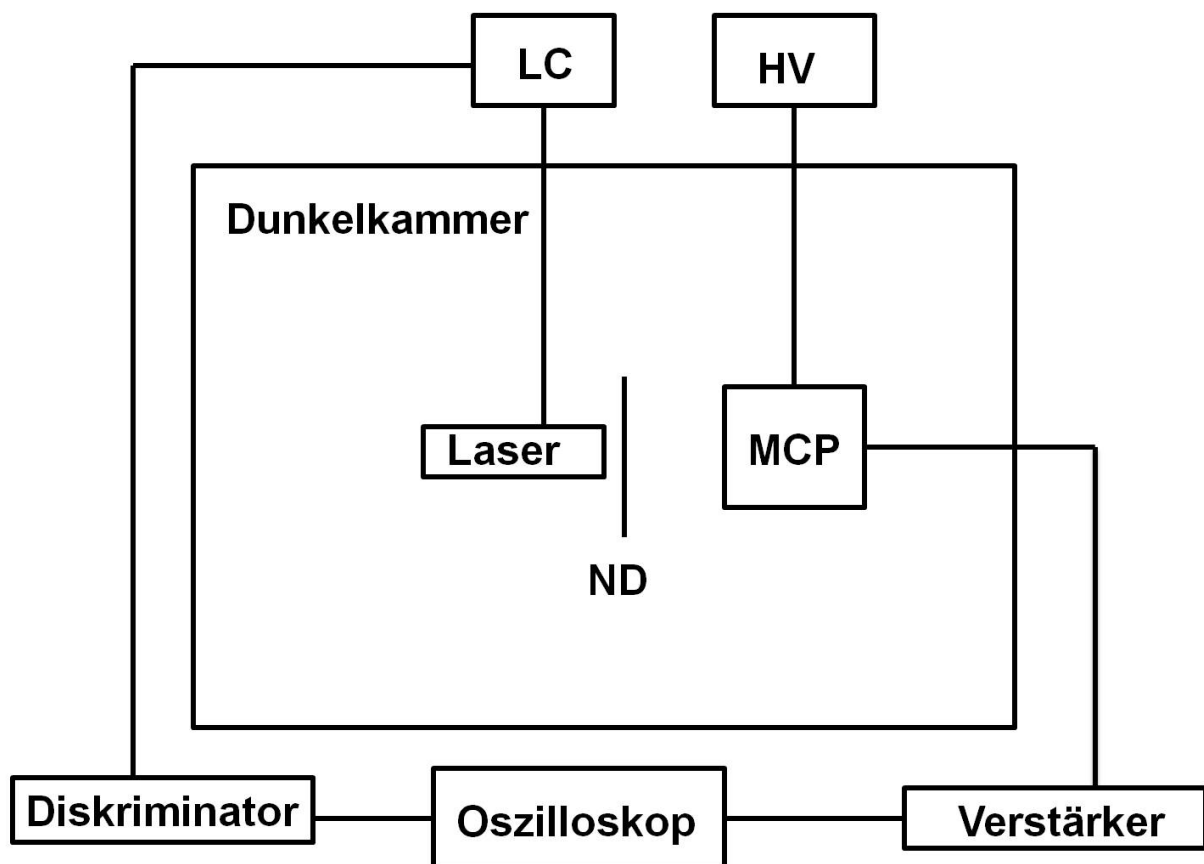


Abbildung 38: Messaufbau bei der Messung der Gainkurve: Der MCP-PMT wird mit dem Laser, welcher durch den Lasercontroller (LC) gesteuert wird, an Pixel 44 bestrahlt. Die Hochspannung (HV) des MCP-PMTs wird während der Messung variiert. Der ND-Filter zwischen dem Laser und dem MCP-PMT dient dabei zur Abschwächung des Laserlichts auf Single-Photon-Niveau. Das Signal vom MCP-PMT wird mit dem Oszilloskop untersucht, zuvor wird es 20-fach verstärkt. Zusätzlich wird am Oszilloskop das Signal des Lasers ausgelesen, welches direkt am Lasercontroller abgegriffen wird. Dieses Signal wird diskriminiert.

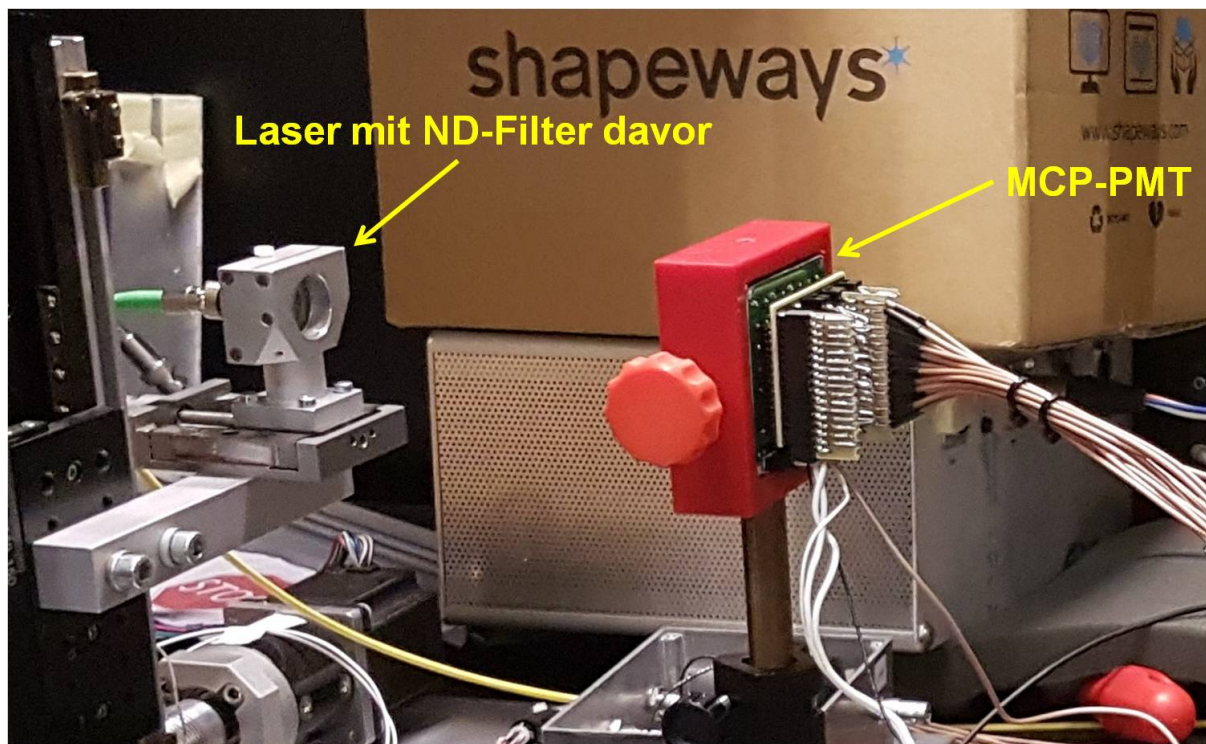


Abbildung 39: Der MCP-PMT und der Laser in der Dunkelkammer kurz vor der Vermessung der Gainkurven.

Der Laser wurde mit einer Frequenz von 15 kHz und einer Tuning von 40 % versorgt. Am Oszilloskop erfolgte einerseits die Auslese des Signals vom MCP-PMT, welches durch den Verstärker 20-fach verstärkt wurde. Außerdem wurde das Signal vom Laser, welches diskriminiert wurde, direkt am Oszilloskop ausgelesen. So sollten den Diskriminator nur Signale verlassen, die höher als 50 mV waren. Außerdem wurden sie in Rechteckform umgewandelt. Das Signal des Lasers sollte nur als Trigger für das Signal vom MCP-PMT dienen. Für den weiteren Verlauf der Messung hatte es keine Relevanz. Zur Messung der Gain musste die Fläche berechnet werden, die das Signal formt, sie sogenannte Flächenladung in der Einheit pVs. Um sie zu berechnen, wurde über das gesamte Signal integriert. Dabei war es empfehlenswert, die Integrationsgrenzen so auszuwählen, so dass auf beiden Seiten über das Signal hinaus integriert wurde. Dies lag daran, dass Signale mit höherer Amplitude länger waren und man sicher sein musste, dass sie vollständig integriert wurden. Das Signal des MCP-PMTs mit den Integrationsgrenzen ist in Abbildung 55, im Anhang A3 zu finden. Die Flächenladung steht dabei proportional zur Gain. Die Gain  $G$  erhält man aus folgender Formel:

$$G = Q_F / R / 20 / e$$

Dabei ist  $Q_F$  die Flächenladung des Signals,  $R$  der Auslewewiderstand am Oszilloskop, in diesem Fall  $50 \Omega$  und 20 ist der Verstärkungsfaktor vom Verstärker. Bei der Messung der Flächenladung wurden 50000 Ereignisse in 5000 Ereignis-Schritten gemessen. Die Anzahl der Ereignisse wurde in Abhängigkeit von der Flächenladung als Histogramm aufgetragen. Aus den ganzen Ereignissen musste der Mittelwert der Flächenladung berechnet werden. Das Problem bestand darin, dass bei sehr vielen Ereignissen keine Flächenladung gemessen wurde, was als Pedestal bezeichnet wird. Dies kennzeichnet sich als auffälliger Peak im Histogramm (siehe Abbildung 40).



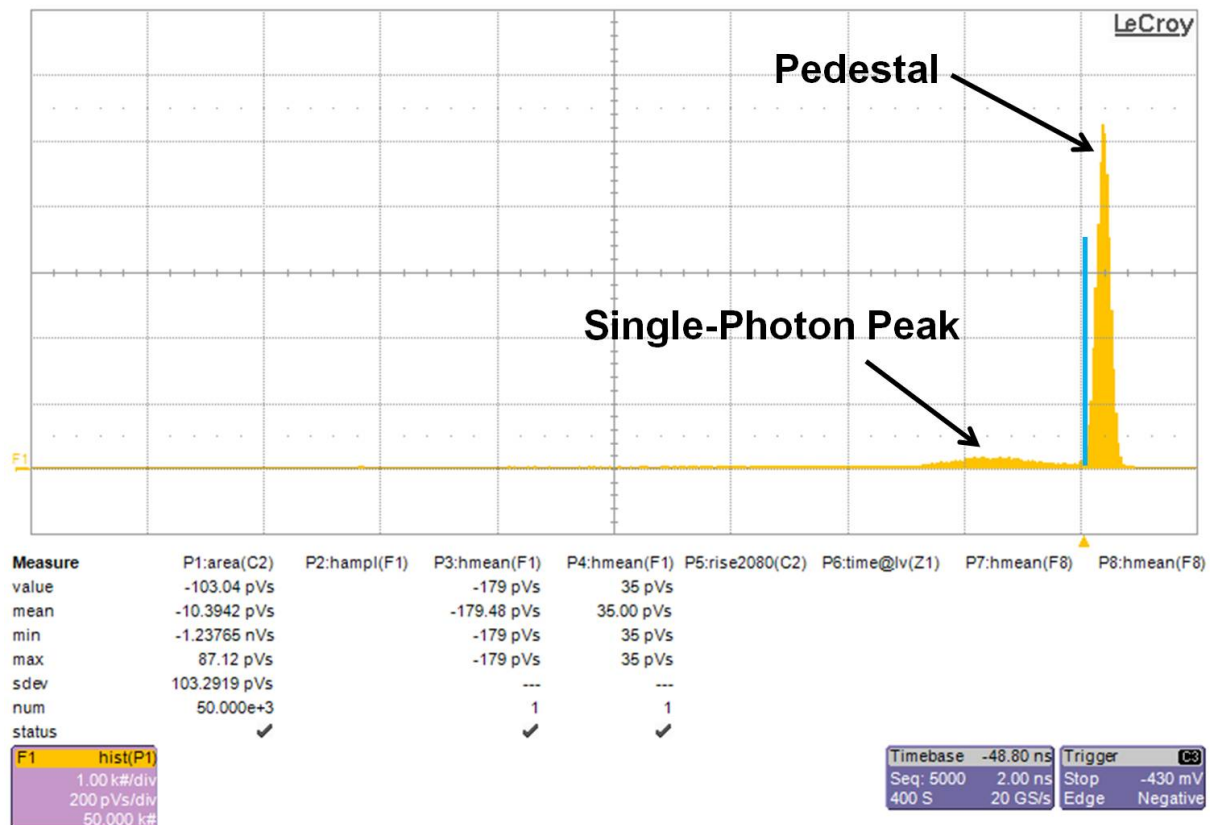


Abbildung 40: Das Histogramm, bei dem die Anzahl an Ereignissen gegen die Flächenladung aufgetragen ist. Das Pedestal ist dabei der auffällige Peak rechts vom blauen Balken. Links vom Balken befindet sich der Single-Photon Peak, welcher wesentlich geringer ist als das Pedestal ist. Der blaue Balken markiert dabei die Stelle, welche den Single-Photon Peak vom Pedestal trennt, gleichzeitig wird damit der Nullpunkt des Histogramms gekennzeichnet. Bei P1 wird die gesamte Flächenladung des Signals gemessen. Unter P3 wird der Mittelwert (value) der Flächenladung vom Single-Photon Peak gemessen, während unter P4 der Mittelwert der Flächenladung vom Pedestal gemessen wird. Zur Berechnung der endgültigen Flächenladung musste der Mittelwert des Pedestals vom Mittelwert des Single-Photon Peaks abgezogen werden.

Bei der Berechnung des Mittelwertes der Flächenladung musste das Pedestal miteinbezogen werden. Die Flächenladung vom Pedestal besaß positive Werte, während sie vom Single-Photon Peak negative Werte besaß. Der Single-Photon Peak ist viel breiter als man es im Histogramm in Abbildung 40 erkennen kann. So wurden auch Ereignisse auf der linken Seite des Displays gemessen. Jedoch sind es so wenige Ereignisse, dass man sie kaum erkennen kann. Dennoch war es bei dieser Messung wichtig das Display des Oszilloskops so einzustellen, dass alle Ereignisse enthalten waren. Befanden sich Ereignisse außerhalb vom Bild, so wurden sie in die Berechnung des Mittelwerts nicht einbezogen. Nach 50000 Ereignissen wurde der Mittelwert der Flächenladung des Pedestals vom Mittelwert der Flächenladung des Single-Photon Peaks abgezogen, so dass die endgültige Flächenladung berechnet werden konnte. Für jeden der drei Sensoren wurde anfangs eine Spannung von 2000 V eingestellt und die Flächenladung bei 50000 Ereignissen gemessen. Danach wurde die Spannung in 20 V-Schritten auf 1500 V reduziert. Für jede Spannung wurde dabei derselbe Messvorgang wiederholt. Schließlich wurde die Gain für jeden Spannungswert von jedem Sensor nach obiger Formel berechnet. Danach konnten für alle drei Sensoren die Gainkurven aufgetragen werden.

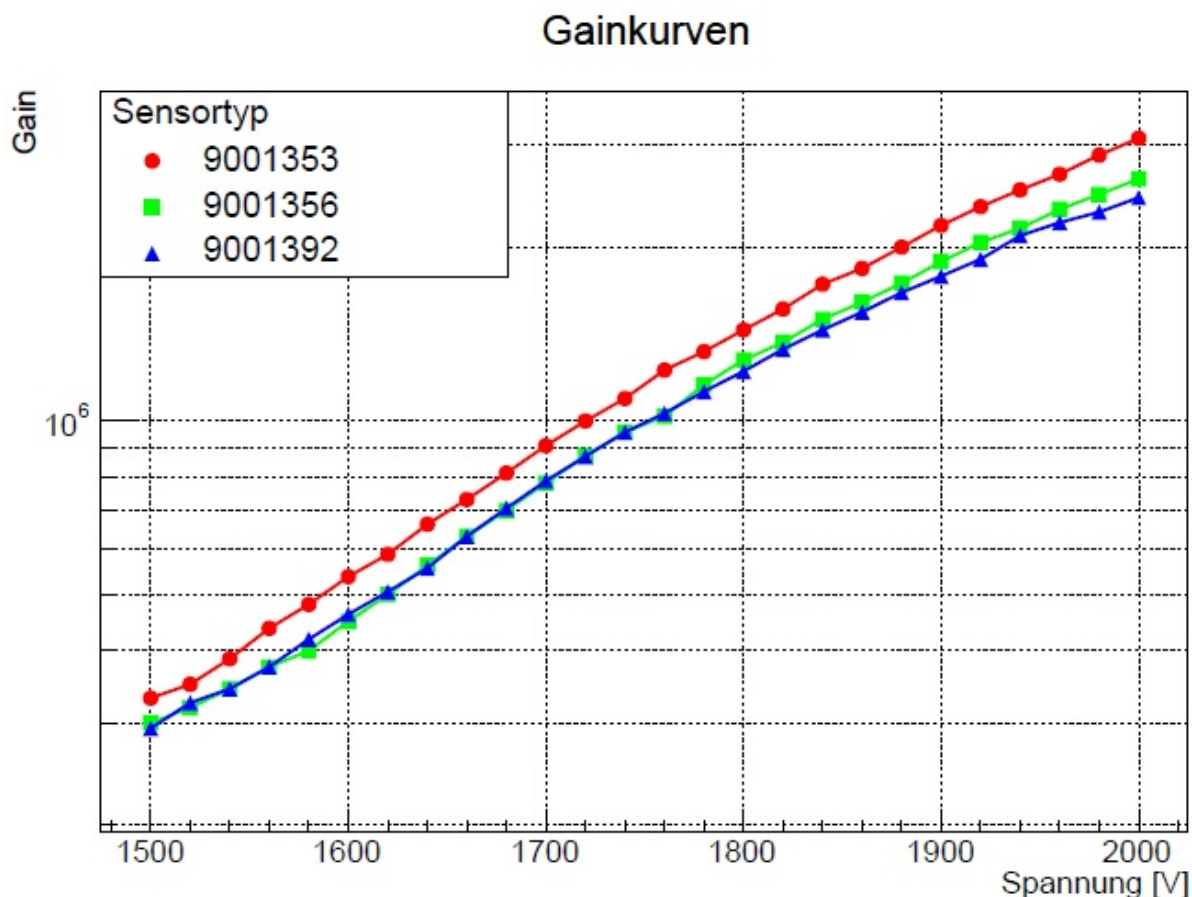


Abbildung 41: Darstellung der drei Gainkurven von den drei untersuchten Sensoren. Die Gain wird in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung aufgetragen. Die y-Achse besitzt dabei eine logarithmische Skala.

Die Gainkurven der drei Sensoren in Abbildung 41 entsprechen dem erwarteten Verlauf. Alle drei Kurven besitzen eine exponentielle Steigung, die im hohen Spannungsverlauf abflacht. Bei allen drei Sensoren wird die Gain  $10^6$  weit unter 2000 V überschritten. Der Sensor 9001353 hebt sich dabei von den anderen Sensoren hervor. Im gesamten Verlauf ist seine Gain höher als bei den anderen Sensoren. Im höheren Spannungsbereich wird der Unterschied in der Gain noch größer. Die anderen beiden Sensoren haben im niedrigen Spannungsbereich eine sehr ähnliche Gain, so dass die Kurven in Abbildung 41 nicht getrennt wahrgenommen werden können. Im höheren Spannungsbereich ist die Gain des Sensors 9001356 leicht höher, als im Falle von 9001392. In folgender Tabelle werden die Spannungen angezeigt, bei welchen der jeweilige Sensor ungefähr die Gain  $10^6$  besitzt.

Tabelle 5: Angegeben sind die Spannungswerte, bei denen die Gain des jeweiligen Sensors den Wert  $10^6$  überschreitet. Die Gain hat bei diesen Spannungen nicht exakt diesen Wert, sondern es handelt sich um den ersten Spannungswert, bei dem während dieser Messung die Gain  $10^6$  erreichte.

Sensortyp	9001353	9001356	9001392
Hochspannung [V]	1720	1760	1760

In Tabelle 5 wird noch einmal die Ähnlichkeit der Gainkurven von den beiden Sensoren 9001356 und 9001392 gezeigt, da sie nahezu bei derselben Spannung die Grenze von  $10^6$  errei-

chen. Der Sensor 9001353 braucht etwa 40 V weniger, um diese Gain zu erreichen. Die Gainkurven sind mit gewissen Fehlern behaftet. Bei der Messung und Auswertung könnten Fehler aufgetreten sein, die die Berechnung der Gainkurven beeinflusst haben könnten. Bei der Berechnung des Mittelwertes der Flächenladung, musste eine Trennung zwischen Pedestal und Single-Photon Peak vorgenommen werden. Eine kleine Änderung beim Setzen der Trennstelle könnte die berechnete Flächenladung deutlich verändert haben. Eine weitere Fehlerquelle lag beim Integrieren des Signals, wo seine Fläche berechnet werden musste. Auch hier könnte sich der Messwert deutlich verändern, wenn man die Integrationsgrenzen nur ein bisschen ändern würde. Außerdem musste beim Messaufbau genau darauf geachtet werden, dass der Pixel 44 vom Laser mittig getroffen wurde. Eine kleine Abweichung von der Mitte kann zum Crosstalk führen und zu einer Veränderung des Signals. Ein unzureichend fokussierter Laser könnte ebenfalls zu Fehlern führen.

## 6.2 Zeitauflösung

Ziel dieser Messung war es, zu zeigen, ob die drei Sensoren die Anforderungen für das PANDA-Experiment erfüllen. Wie bereits erwähnt wurde, wird für die Sensoren beim PANDA-Experiment eine Zeitauflösung von mindestens 50 ps verlangt. Als Messaufbau, wie in Abbildung 42 und Abbildung 56 im Anhang A4 zu sehen, diente erneut der MCP-PMT, welcher durch das rote Laserlicht der Wellenlänge 632.5 nm an Pixel 44 bestrahlt wurde. Die Frequenz des Lasers betrug 15 kHz bei einer Tuning von 40 %. Das Laserlicht wurde durch den ND-Filter 7.0 abgeschwächt.

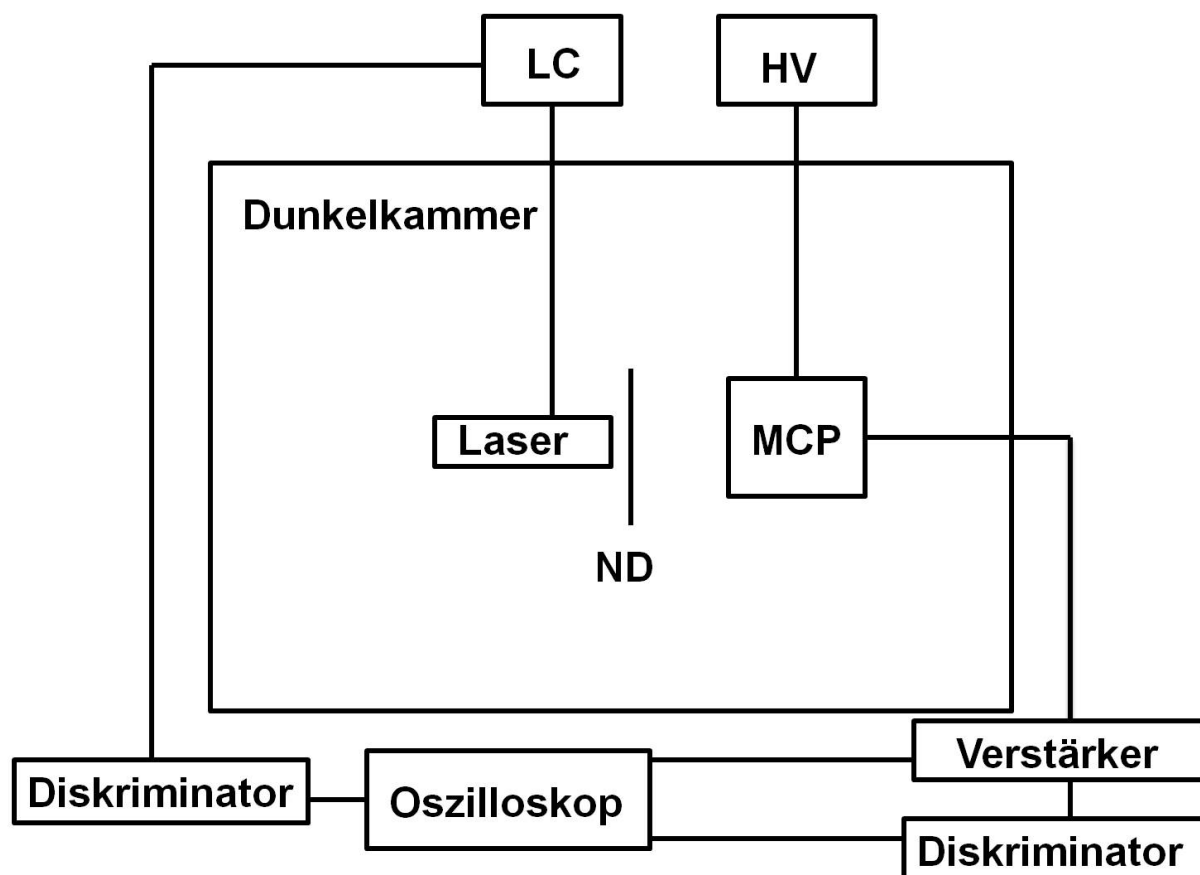


Abbildung 42: Messaufbau zur Messung der Zeitauflösung: Der MCP-PMT wird durch den Laser bestrahlt, welcher die Parameter vom Lasercontroller (LC) bekommt. Das Signal wird nach dem Verstärker in zwei Signale aufgeteilt. Beide Signale werden 100-fach verstärkt. Davon wird das eine Signal direkt durch das Oszilloskop ausgelesen. Das andere Signal wird im Diskriminator in eine Rechteckform umgewandelt und nur durchgelassen, falls es größer als 50 mV ist. Zusätzlich wird ebenfalls ein Signal direkt vom Laser über den Diskriminator zum Oszilloskop geleitet und dort ausgelesen.

Für die Hochspannung, mit der die MCP-PMTs betrieben wurden, wurde der Wert gewählt, bei dem die Sensoren einen Gain von  $10^6$  erreichen. Bei der Vermessung der Gainkurven wurden die entsprechenden Spannungswerte für die jeweiligen Sensoren bestimmt. So wurde beim Sensor 9001353 eine Spannung von 1720 V eingestellt. Bei den anderen beiden Sensoren 9001356 und 9001392 betrug die Spannung 1760 V. Bei der Zeitauflösungsmessung wurde der Unterschied in den Ankunftszeiten zwischen dem diskriminierten Signal des Lasers und dem diskriminierten Signal des MCP-PMTs gemessen. Zur Verbesserung der Zeitauflösung wurden die beiden Signale geglättet. So wurde auch der Unterschied in den Ankunftszeiten zwischen den beiden geglätteten Signalen gemessen (siehe Abbildung 43). Hier kommt der Unterschied in den Ankunftszeiten zwischen den beiden Signalen durch die unterschiedliche Länge der Signalkabel zu Stande. Dieser Unterschied musste zur Messung der Zeitauflösung ausgeglichen werden.

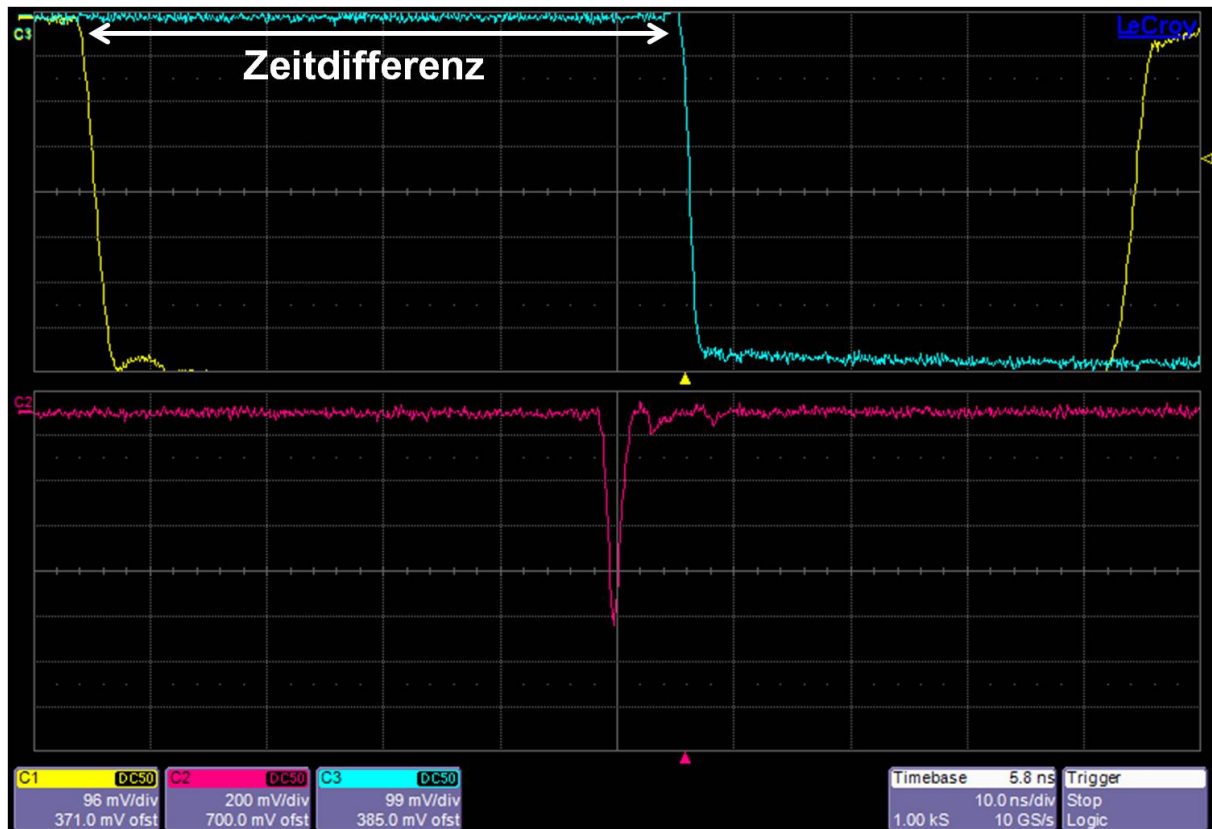


Abbildung 43: Die drei zu vermessenden Signale dargestellt am Oszilloskop. In der oberen Hälfte sind sowohl das diskriminierte Signal des Lasers (C1), als auch das diskriminierte Signal des MCP-PMTs (C3) dargestellt. Im unteren Bild ist das nicht diskriminierte Signal vom MCP-PMT (C2) zu sehen. Hier soll die Fläche unter dem Signal berechnet werden.

Beim nicht diskriminierten Signal wurde die Flächenladung berechnet. Dies war nötig zur Korrektur des sogenannten timewalks. Ein timewalk kommt bei Signalen verschiedener Amplitude zu Stande. Ein Signal geringerer Amplitude benötigt zwischen Aufbau und Erreichen einer bestimmten Schwelle mehr Zeit, als ein Signal höherer Amplitude. Dieser Zeitunterschied ist der timewalk und muss zur weiteren Verbesserung der Zeitauflösung bei den Sensoren korrigiert werden. Die Messung dauerte bei den Sensoren 9001353 und 9001356 über vier Stunden. Es wurden über 200000 Ereignisse gemessen. Der Sensor 9001392 wurde über Nacht vermessen. Hier dauerte die Messung mindestens 16 Stunden. Dementsprechend wurden da über 1200000 Ereignisse registriert. Aber selbst bei den kürzeren Messzeiten war genug Statistik zur Auswertung vorhanden. Abbildung 44 gehört zur Korrektur des timewalks und zeigt den Unterschied in den Ankunftszeiten in Abhängigkeit von der Anodenladung an. Die meisten Ereignisse nehmen die Form einer Banane an. Je geringer die Anodenladung ist, desto mehr verschiebt sich der Schwerpunkt der Ereignisse zum größeren Zeitunterschied.

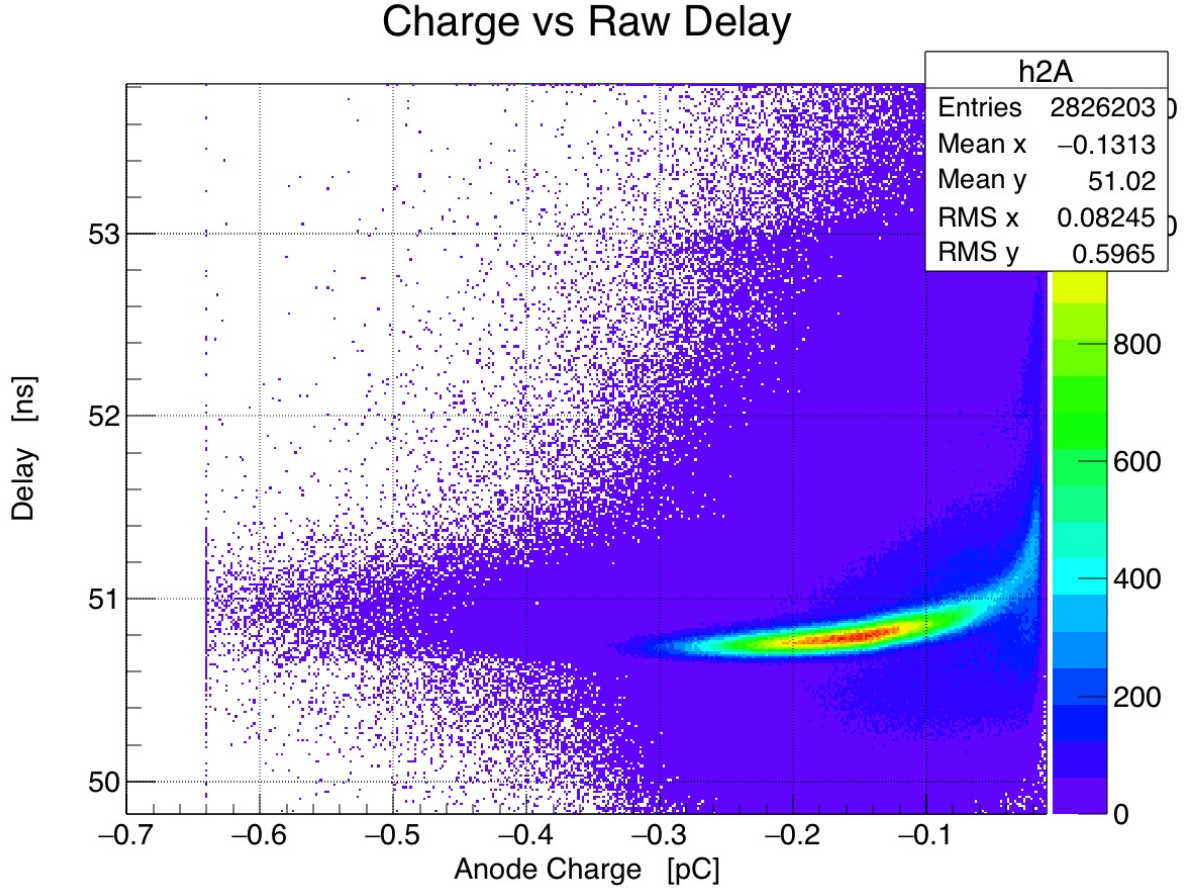


Abbildung 44: Timewalk-Korrektur beim Sensor 9001392: die meisten Ereignisse in der Verzögerung der Ankunftszeiten nehmen die Form einer Banane an. Die restlichen Ereignisse bilden den Untergrund. Hier wurde der Zeitunterschied, der durch die unterschiedliche Länge der Signalkabel zu Stande kommt, noch nicht ausgeglichen. So liegt der Schwerpunkt der meisten Ereignisse im Bereich von 51 ns.

Die Anzahl an Ereignissen wurde gefiltert, so dass in Abbildung 57 im Anhang A4 nur die Bananenform erhalten blieb, während die restlichen Ereignisse, die den Untergrund darstellten, herausgeschnitten wurden. Dabei musste beim Sensor 9001392 höher gefiltert werden, da hier viel mehr Ereignisse aufgenommen wurden. Es musste eine Schnittstelle ab einer bestimmten Anzahl an Ereignissen gewählt werden. Anschließend wurde die Banane gerade gerückt, so dass der Schwerpunkt in der Anzahl an Ereignissen unabhängig von der Anodenladung einheitlich war. In Abbildung 58 im Anhang A4 ist die ehemalige Banane dargestellt, nachdem sie gerade gerückt wurde. Wurde nun die Anzahl an Ereignissen gegen die Verzögerung der Ankunftszeiten aufgetragen, so erhielt man die Form einer gaussischen Glockenkurve (siehe Abbildung 45). An die Verteilung wurde folgende Gauss-Funktion gefittet:

$$f(x) = a \cdot \exp\left(-\frac{(x - m)^2}{\sigma^2}\right)$$

Dabei wurden folgende Fitparameter definiert:  $a$  ist die Amplitude der Verteilung,  $m$  der Mittelwert und  $\sigma$  die Standardabweichung.  $\sigma$  gilt dabei als Maß für die Zeitauflösung des Sensors.



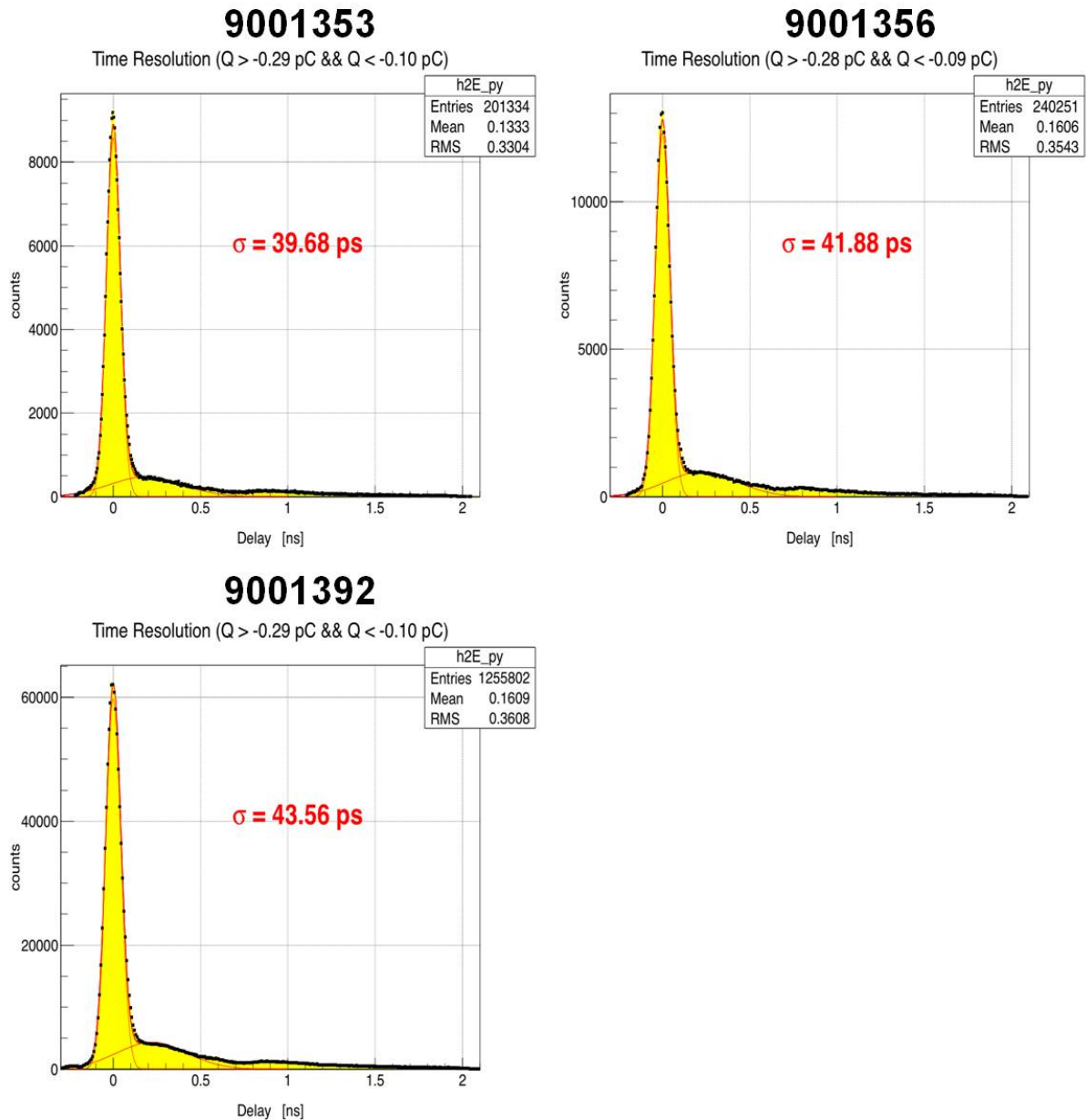


Abbildung 45: Zeitaufösungen der drei ausgewählten Sensoren: Die Ereignisse nehmen die Form einer Gaussverteilung an. Mit Hilfe eines Gaussfits konnte die Zeitauflösung berechnet werden. Das Zustandekommen des Schwanzes rechts von der Gausskurve wird in Abschnitt 4.1.2, Abbildung 27 erklärt.

In Tabelle 6 werden die Zeitauflösungen der untersuchten Sensoren gezeigt, welche durch den Gaussfit berechnet wurden:

Tabelle 6: Hier sind die Werte für die Zeitauflösung eingegeben, die für jeden Sensor anhand des Gaussfits bestimmt wurden.

Sensortyp	9001353	9001356	9001392
Zeitauflösung [ps]	39.68	41.88	43.56

Bei der Messung der Zeitauflösung konnte für alle drei zu untersuchenden Sensoren ein geringerer Wert als 50 ps berechnet werden. Damit sind alle drei MCP-PMTs den Anforderungen im Hinblick auf die Zeitauflösung für ihren Einsatz bei den DIRCs im  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment geeignet. Wie bei der Vermessung der Gainkurven, stellte sich der Sensor 9001353 als der beste MCP-PMT heraus. Bei dieser Messung konnten einige Fehler auftreten, die zu einer Veränderung der Zeitauflösung führen konnten. Einerseits konnte die Zeitauflösung bei der Korrektur des timewalks ein bisschen verändert werden. Je nachdem wie hoch die Schnittstelle angesetzt wurde, konnte die Zeitauflösung dabei verändert werden. Analog wie bei den Gainkurven, könnte eine unzureichende Fokussierung des Laser auch hier zu Fehlern führen. Es konnten ebenfalls Fehler eintreten, falls der Pixel 44 nicht mittig getroffen wurde.

### 6.3 Ratenstabilität

Im Rahmen der Ratenstabilitätsmessung sollte gezeigt werden, ob die drei zu untersuchenden Sensoren Photonenraten von bis zu  $2 \frac{\text{MHz}}{\text{cm}^2}$  standhalten können. Dieser Wert gilt als Anforderung für das PANDA-Experiment. Dabei sollten solch hohe Raten nicht zur Verringerung der Gain führen. Als Messaufbau (siehe Abbildung 46) diente der MCP-PMT, welcher mit einem roten Laser der Wellenlänge 632.5 nm und einer Tuning von 40 % bestrahlt wurde. Beim PHOTONIS Sensor wurde dabei der Pixel 44 mittig bestrahlt, während es beim HAMAMATSU der Pixel 29 war. Das Licht des Lasers wurde dabei durch einen ND-Filter abgeschwächt, welcher in den Messungen gewechselt wurde.

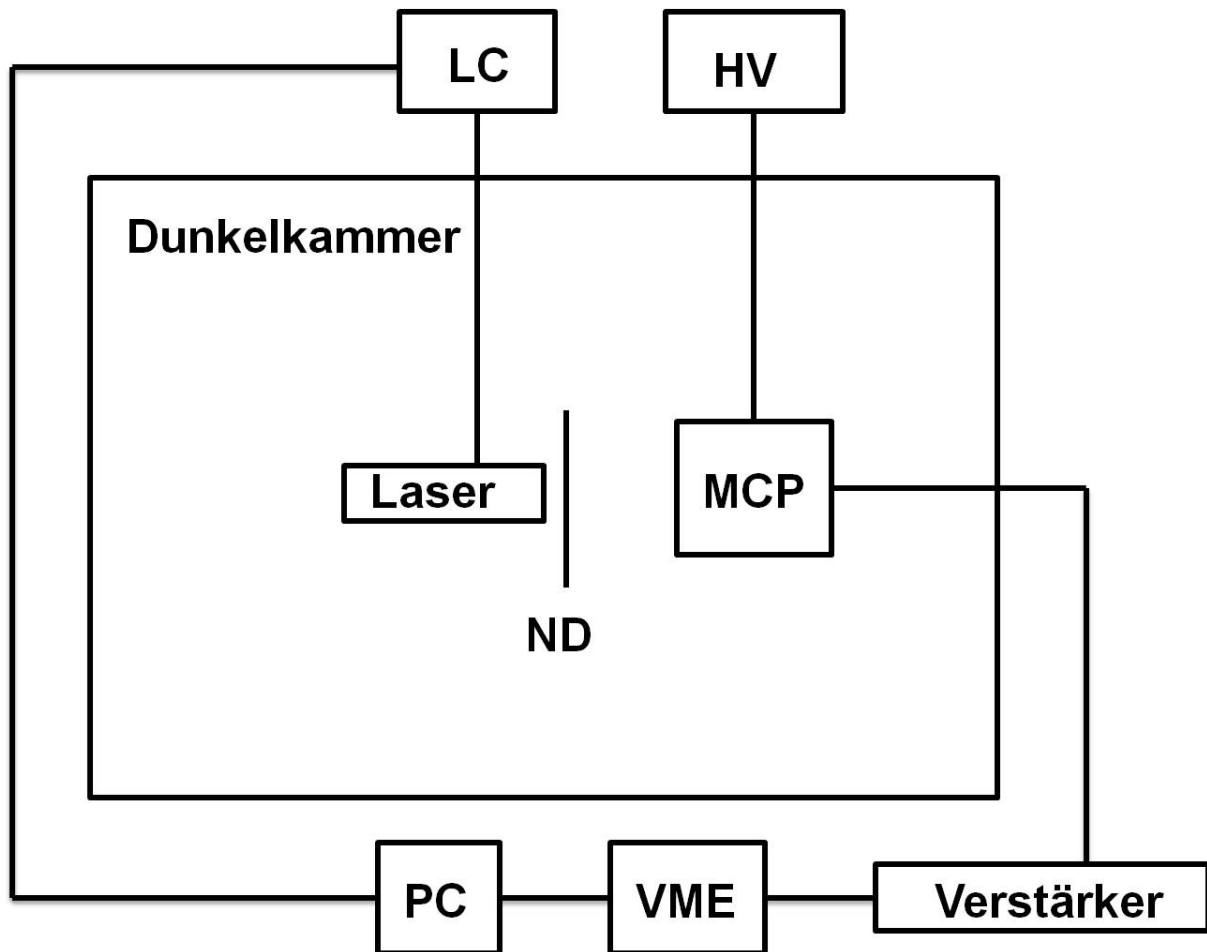


Abbildung 46: Messaufbau zur Messung der Ratenstabilität: Der MCP-PMT wird durch den Laser bestrahlt, welcher durch den Lasercontroller (LC) mit Parametern versorgt wird. Am Rechner werden dem Laser verschiedene Frequenzen gegeben. Der MCP-PMT gibt Signale aus, die 200-fach verstärkt werden und zum VME weitergeleitet werden. Dort wird die Flächenladung berechnet, aus der dann am Rechner die Gain berechnet werden kann.

Die Messung der Ratenstabilität wurde mit Hilfe eines Programmskripts vom Rechner durchgeführt. Dabei wurden folgende Frequenzen verwendet: 5 kHz, 10 kHz, 25 kHz, 75 kHz, 100 kHz, 200 kHz, 300 kHz, 400 kHz, 500 kHz, 750 kHz, 1 MHz, 2 MHz, 5 MHz, 10 MHz, 15 MHz, 20 MHz, 25 MHz, 30 MHz, 35 MHz.

Angefangen wurde die Messung beim niedrigsten Frequenzwert. Der MCP-PMT gab ein Signal aus, welches 200-fach verstärkt wurde und zum VME geleitet wurde. Dort wurde die Flächenladung nach dem selben Prinzip bestimmt wie bei den Gainkurven. Analog wie bei

der Gainkurvenmessung wurde am Rechner die Gain berechnet. Pro Frequenz wurden 40000 Signalpulse gemessen, bevor der Laser in die nächsthöhere Frequenz wechselte und dieser Prozess wiederholt wurde. Abbildung 47 zeigt die Ratenstabilitätsmessungen des PHOTONIS 9001393-URD Sensors. Es wurden dabei zwei verschiedene ND-Filter, nämlich 5.3 und 5.6, sowie zwei verschiedene Spannungen (1950 V und 2050 V) verwendet, daraus ergaben sich insgesamt vier Kombinationen. Aufgetragen wurde dabei die Gain in Abhängigkeit vom Strom, der an der Photokathode pro Fläche gemessen wurde, sowie in Abhängigkeit von der Anzahl der Photonen je Fläche. Die Anzahl der Photonen pro Fläche konnte dabei durch die Frequenz des Lasers, sowie durch den Durchmesser des Laserpunktes bestimmt werden, welcher 0.3 mm betrug. In die Berechnung musste der Abschwächungsfaktor des ND-Filters berücksichtigt werden. Die Gain wurde auf  $10^6$  normiert.

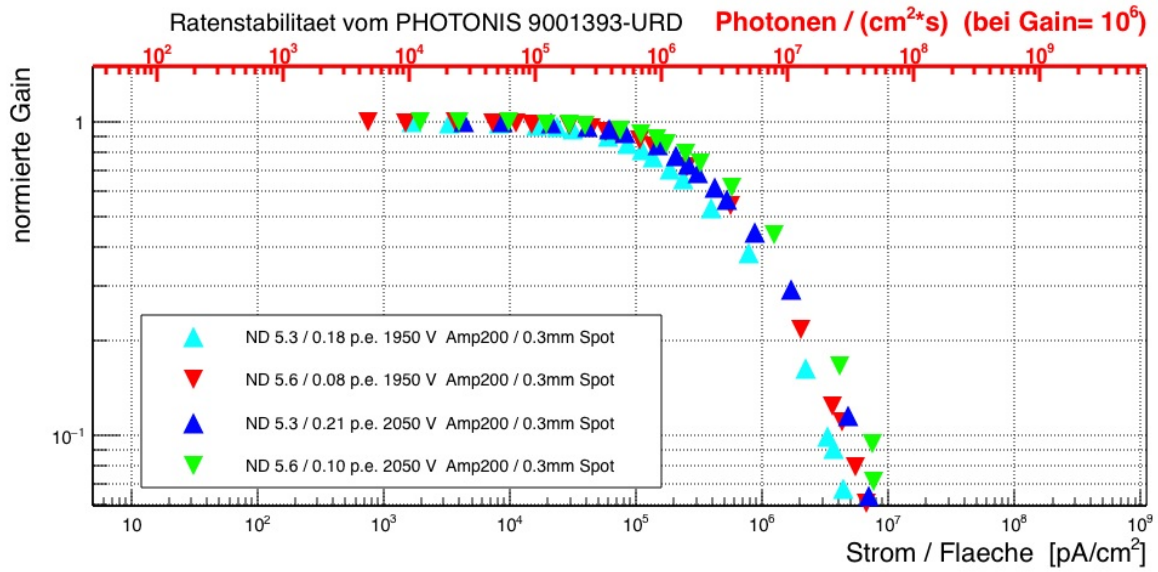


Abbildung 47: Ratenstabilitätsmessung beim PHOTONIS 9001393-URD Sensor. Es wurden vier Messungen durchgeführt bei zwei verschiedenen ND-Filtern und zwei unterschiedlichen Spannungen. Die beiden Achsen besitzen eine logarithmische Skala.

Die vier Kurven in Abbildung 47 zeigen den erwarteten Verlauf einer typischen Ratenstabilitätsmessung. Die Gain verhält sich im Bereich niedriger Photonenraten zunächst konstant bei etwa  $10^6/\text{cm}^2\text{s}$ . Ab einer bestimmten Photonenrate kommt es zu einem starken Einbruch in der Gain. Der Einbruch in der Gain erfolgt dabei später, je höher die angelegte Spannung ist und je höher der ND-Filter ist. Bei allen vier Messungen begann die Gain abzunehmen, bevor die Photonenrate den Wert  $10^6/\text{cm}^2\text{s}$  erreichte. Bei den beiden HAMAMATSU Sensoren JS0022 und JS0035 wurden in den Messungen ebenfalls vier verschiedene Kombinationen an Spannungen und ND-Filtern verwendet. Schließlich wurde in Abbildung 48 die Ratenstabilität der drei zu untersuchenden Sensoren miteinander verglichen. Aus den vier Kombinationen wurde für jeden Sensor eine Kurve genommen.

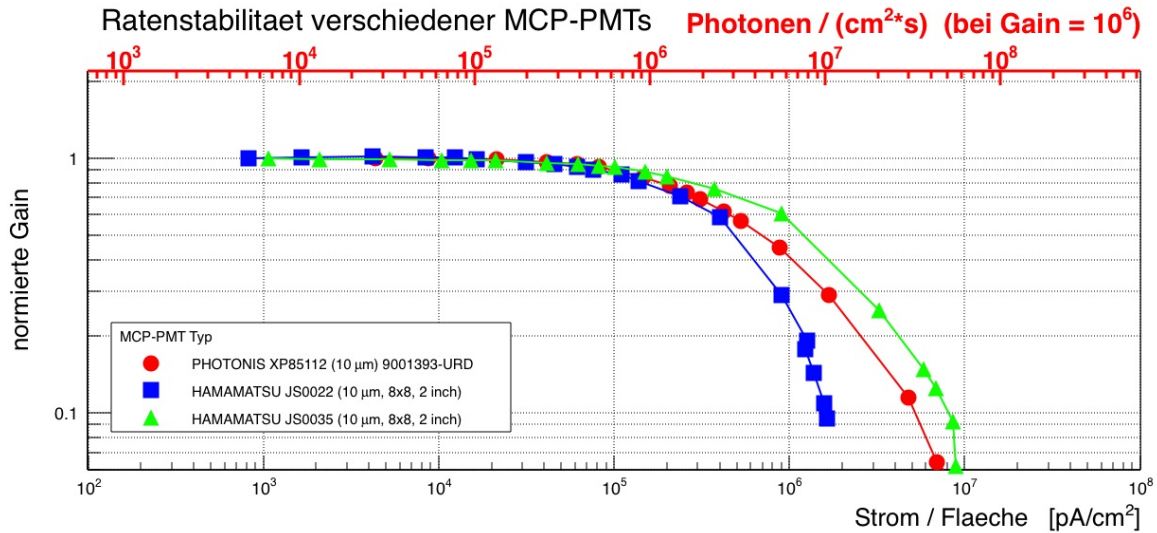


Abbildung 48: Vergleich der Ratenstabilitäten der drei Sensoren.

Alle drei zu untersuchenden Sensoren zeigen einen Einbruch in der Gain unterhalb einer Photonenrate von  $10^6/\text{cm}^2\text{s}$ . Da aber beim PANDA-Experiment MCP-PMTs eine stabile Gain bei Photonenraten von bis zu  $2 \cdot 10^6/\text{cm}^2\text{s}$  haben müssen, entsprechen diese Sensoren nicht den Anforderungen. Der Sensor JS0035 ist von den dreien noch der beste. Bei ihm bricht die Gain am spätesten ein. Bei einer Photonenrate von  $2 \cdot 10^6/\text{cm}^2\text{s}$  beträgt seine Gain immerhin noch 80 % vom Anfangswert. Jedoch ist das schon deutlich kleiner als  $10^6$ . Der Sensor JS0022 erwies sich wiederum als der schlechteste. Hier handelt es sich um einen der ersten Sensoren dieser Bauart. Seine Gain bricht am frühesten und am schnellsten ein. Bei einer Photonenrate von  $2 \cdot 10^6/\text{cm}^2\text{s}$  besitzt die Gain dieses Sensors weniger als 70 % vom Anfangswert. Beim PHOTONIS Sensor liegt das Verhalten in der Gain zwischen den beiden von HAMAMATSU. Bei neueren Sensoren dieser Bauart kommt es zu keinem Einbruch in der Gain bei Photonenraten, die niedriger als  $2 \cdot 10^6/\text{cm}^2\text{s}$  sind. Die Messwerte könnten jedoch durch bestimmte Fehler beeinflusst worden sein. Traf der Laserpunkt nicht genau die Mitte des Pixels, so nahm durch den größeren Crosstalk die Größe des Signals ab. Somit war der Flächenladung geringer und damit auch die Gain.





## 7 Zusammenfassung der Messergebnisse und Ausblick

Die neue Dunkelkammer soll für zukünftige Qualitätsmessungen von MCP-PMTs eine große Bereicherung darstellen. Durch die Lichtdichtigkeitsmessungen konnte gezeigt werden, dass die neue Box lichtdicht ist und damit kein Störlicht von außen die Untersuchung von MCP-PMTs beeinflusst. Auch konnte gezeigt werden, dass der Stepper sehr genau eine bestimmte Position anfahren kann. Somit lassen sich die aktiven Oberflächen von MCP-PMTs mit einer sehr hohen Genauigkeit abscannen. Außerdem konnte festgestellt werden, dass durch den Stepper ein hohes Rauschband erzeugt wird. Dies stellt zwar für die Vermessung der MCP-PMTs kein großes Problem dar. Dennoch soll demnächst das Problem gelöst werden, indem Teile des Steppers durch geeignete Materialien abgeschirmt werden. Außerdem soll auch in den nächsten Monaten die Anschlussplatte ausgetauscht werden und durch ein Material aus Plastik ersetzt werden, um eventuell das Rauschband zu reduzieren. Es wird nämlich vermutet, dass die aktuelle Platte leitfähig ist.

Die Hauptaufgabe in den nächsten Jahren wird sein, weitere Sensoren zu vermessen, um zu überprüfen, ob sie die Anforderungen für das PANDA-Experiment erfüllen. Durch die neue Box wird erwartet, dass die Messungen schneller und mit größerer Genauigkeit verlaufen. Außerdem erhofft man sich, dass mehrere Sensoren auf einmal vermessen werden können. In Zukunft sollen noch mehr PADIWA-Boards und TRB-Boards zum Einsatz kommen.

Insgesamt soll sich die neue Dunkelkammer als ein großer Nutzen für das PANDA-Experiment erweisen. Die Bauarbeiten für die neue FAIR-Anlage traten mit dem ersten Spatenstich im Juli 2017 [7] in eine entscheidende Phase. So rückt die Phase, bei der der PANDA-Detektor gebaut wird, immer näher. Im Moment ist vorgesehen, dass 2024 ein Großteil der neuen FAIR-Anlage in Betrieb genommen wird [35], darunter auch der PANDA-Detektor. Im weiteren Verlauf des nächsten Jahrzehnts ist die vollständige Inbetriebnahme von FAIR geplant. Man erhofft sich, dass dann endlich viele Fragen aus der Hadronenphysik beantwortet werden können. Gleichzeitig muss damit gerechnet werden, dass neue Fragen erscheinen werden, von denen nicht jede mit Hilfe von PANDA beantwortet werden kann. Dies erweckt Verlangen nach noch größeren Detektoren und Beschleunigeranlagen, welche Teilchen mit einer noch größeren Genauigkeit identifizieren sollen.



## Literaturverzeichnis

- [1] C. Berger. Elementarteilchenphysik 2. Auflage. *Springer*, 2006.
- [2] J. Messchendorp. A systematic study of the strong interaction with  $\bar{\text{PANDA}}$ . *arXiv:1001.0272v1 [hep-ex]*, 2 Jan 2010
- [3]  $\bar{\text{PANDA}}$  Collaboration. Technical Progress Report for:  $\bar{\text{PANDA}}$ , Strong Interaction Studies with Antiprotons. 17 Jan 2005
- [4]  $\bar{\text{PANDA}}$  Collaboration.  $\bar{\text{PANDA}}$ -Website. <https://panda.gsi.de/>, zuletzt aufgerufen 12.07.2017
- [5] D. Bettoni. The  $\bar{\text{PANDA}}$  Experiment at FAIR. *arXiv:0710.5664v1 [hep-ex]*, 30 Oct 2007
- [6] J. Messchendorp. Hadron Physics with Antiprotons: The  $\bar{\text{PANDA}}$  Experiment at FAIR. *arXiv:0711.1598v1 [nucl-ex]*, 10 Nov 2007
- [7] FAIR. FAIR-Homepage. <http://www.fair-center.de/index.php?id=1&L=1>, zuletzt aufgerufen 14.08.2017
- [8] B. Singh. et al. Feasibility study for the measurement of  $\pi\text{N}$  TDAs at  $\bar{\text{PANDA}}$  in  $p\bar{p} \rightarrow J/\psi\pi^0$ . *arXiv:1610.02149v1 [nucl-ex]*, 7 Oct 2016
- [9] S. Marcello. The  $\bar{\text{PANDA}}$  Detector at FAIR. *arXiv:0810.2740v1 [physics.ins-det]*, 15 Oct 2008
- [10]  $\bar{\text{PANDA}}$  Collaboration. Technical Design Report for the  $\bar{\text{PANDA}}$  Forward Spectrometer Calorimeter. *arXiv:1704.02713v1 [physics.ins-det]*, 10 Mar 2016
- [11]  $\bar{\text{PANDA}}$  Collaboration. Technical Design Report for the  $\bar{\text{PANDA}}$  Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets. *arXiv:0907.0169v1 [physics.ins-det]*, Feb 2009
- [12] A. Gumberidze (SPARC collaboration). Atomic physics at the future facility for antiproton and ion research: a status report. *Phys. Scr.* T156 (2013) 014084 (4pp)
- [13] Uppsala University.  $\bar{\text{PANDA}}$  at Uppsala University. <http://www.physics.uu.se/research/nuclear-physics/research-projects/panda/>, zuletzt aufgerufen 06.05.2017
- [14]  $\bar{\text{PANDA}}$  Collaboration. Technical Design Report for the:  $\bar{\text{PANDA}}$  Straw Tube Tracker. *arXiv:1205.5441v2*, 4 Jun 2012
- [15] E. Prencipe. Status and Perspectives for  $\bar{\text{PANDA}}$  at FAIR. *arXiv:1410.5201v2 [hep-ex]*, 5 Nov 2014
- [16] K. Föhl. et al. The DIRC detectors of the  $\bar{\text{PANDA}}$  experiment at FAIR, *Nucl. Instr. and Meth. A* 595 (2008) 88–91.
- [17] J. Schwiening. The barrel DIRC detector for the  $\bar{\text{PANDA}}$  experiment at FAIR, *Nucl. Instr. and Meth. A* 639 (2011) 315–318.
- [18] B. Seitz. et al. Development of DIRC counters for the  $\bar{\text{PANDA}}$  experiment at FAIR, *Nucl. Instr. and Meth. A* 628 (2011) 304–308
- [19] E.N. Cowie. et al. A focussing disc DIRC for  $\bar{\text{PANDA}}$ , *Nucl. Instr. and Meth. A* 639 (2011) 181–184
- [20] J. Schwiening. The DIRC Detectors for the  $\bar{\text{PANDA}}$  Experiment. TIPP2011 Chicago, Jun 2011

- [21] A. Lehmann. et al. Systmatic studies of micro-channel plate PMTs, *Nucl. Instr. and Meth.* A 639 (2011) 144–147.
- [22] A. Lehmann. et al. Studies of MCP properties. 2009 *JINST* 4 P11024.
- [23] 2007 HAMAMATSU PHOTONICS. K.K. et al. Photomultiplier Tubes: Basics and Applications Edition 3a. Aug 2007
- [24] A. Lehmann. et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (2016), <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2016.05.017>
- [25] A. Lehmann. et al. Lifetime of MCP-PMTs. 2016 *JINST* 11 C05009.
- [26] M. Cardinali. Fast frontend electronics for high rate particle detectors. *Doktorarbeit*, 2015
- [27] HAMAMATSU PHOTONICS. Datasheet 8x8 JS022. 28 Nov 2014
- [28] HAMAMATSU PHOTONICS. Datasheet 768 JS027. 6 Mar 2015
- [29] PHOTONIS. Datasheet Photonis XP85012. 23 Jun 2009
- [30] A. Lehmann. Vorlesung Detektoren für Teilchen und Strahlung Teil 1.
- [31] D. Meschede. Gerthsen Physik 23. überarbeitete Auflage Auflage. *Springer*, Aug 2005.
- [32] M. Düren. et al. The Endcap Disc DIRC of  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ . 9th International Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (RICH 2016). Lake Bled, Slovenia. Sep 2016.
- [33] A. Zink. Ein neuartiger DIRC Demonstrationsdetektor für das WASA-at-COSY und das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment. *Doktorarbeit*, 20 Oct 2014
- [34] Private communication with Merlin Böhm
- [35] Private communication with PD Dr. Albert Lehmann

## A Anhang

### A.1 Lichtdichtigkeitsmessung



Abbildung 49: Der PMT R1450, welcher für die Messung verwendet wurde aus der Nähe betrachtet.



Abbildung 50: Lichtdichtigkeitsmessung bei eingeschaltetem Laborlicht. Die Photokathode des PMTs ist in Richtung Al-Platte ausgerichtet.





Abbildung 51: Lichtdichtigkeitsmessung bei eingeschaltetem Laborlicht. Die Photokathode des PMTs ist in Richtung Al-Platte ausgerichtet. Zusätzlich wird die Tür beleuchtet.

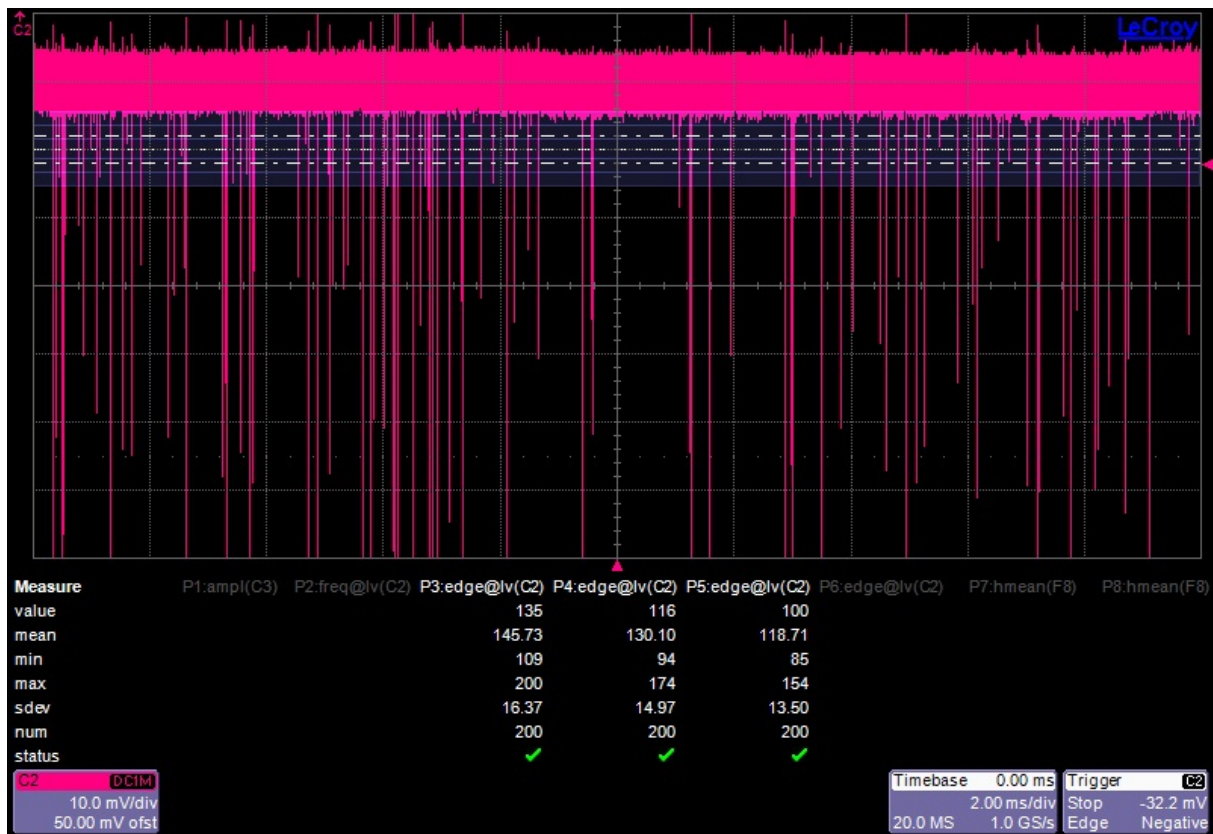
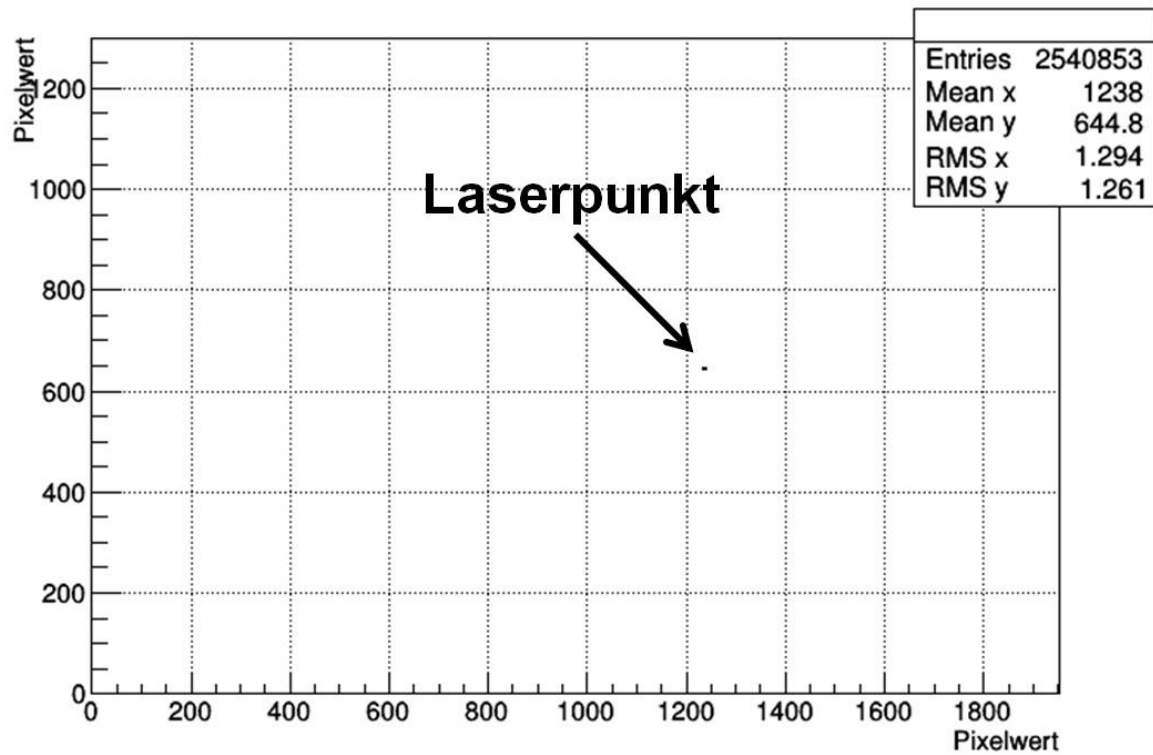


Abbildung 52: Lichtdichtigkeitsmessung bei eingeschaltetem Laborlicht. Die Photokathode des PMTs ist der Al-Platte entgegengesetzt ausgerichtet. Die Abdeckung wurde bei dieser Messung geöffnet.

## A.2 Positioniergenauigkeit des Steppers

Abbildung 53: FITS-Datei bei der Messreihe  $x = 3$  mm,  $y = 0$  mm.

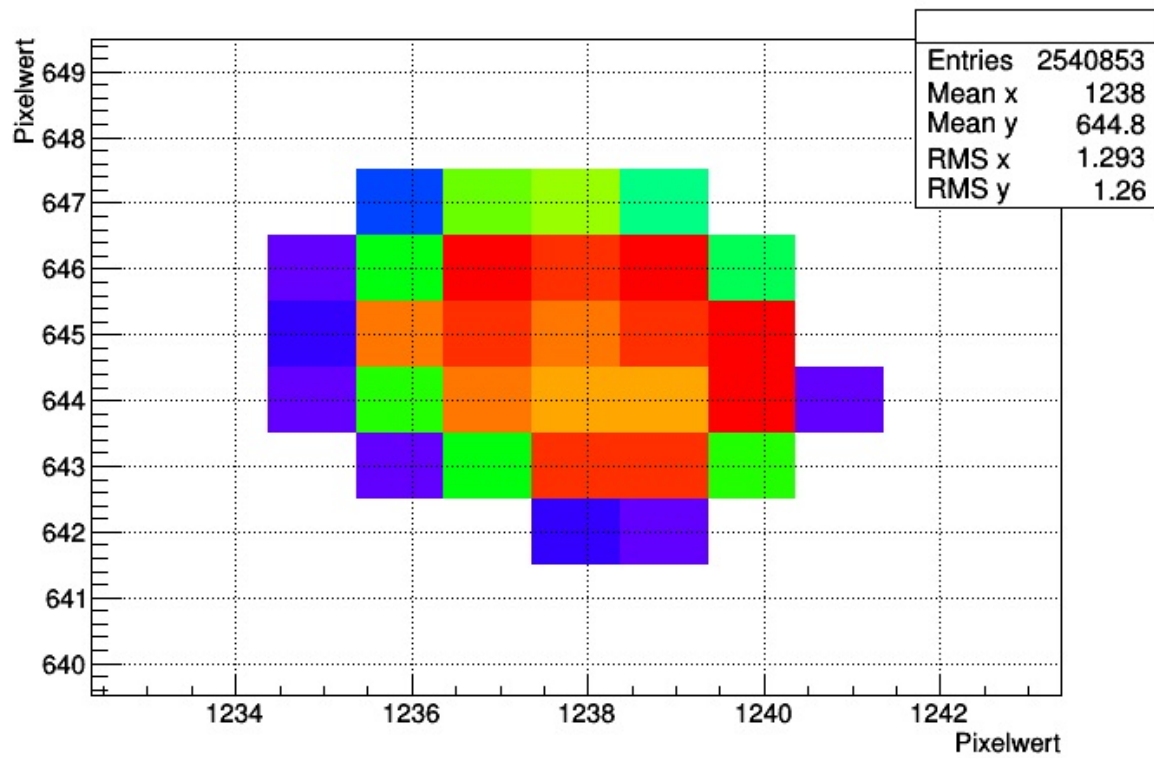


Abbildung 54: Laserpunkt gezoomt bei der Messreihe  $x = 3 \text{ mm}$ ,  $y = 0 \text{ mm}$ .

## A.3 Messung der Gainkurven

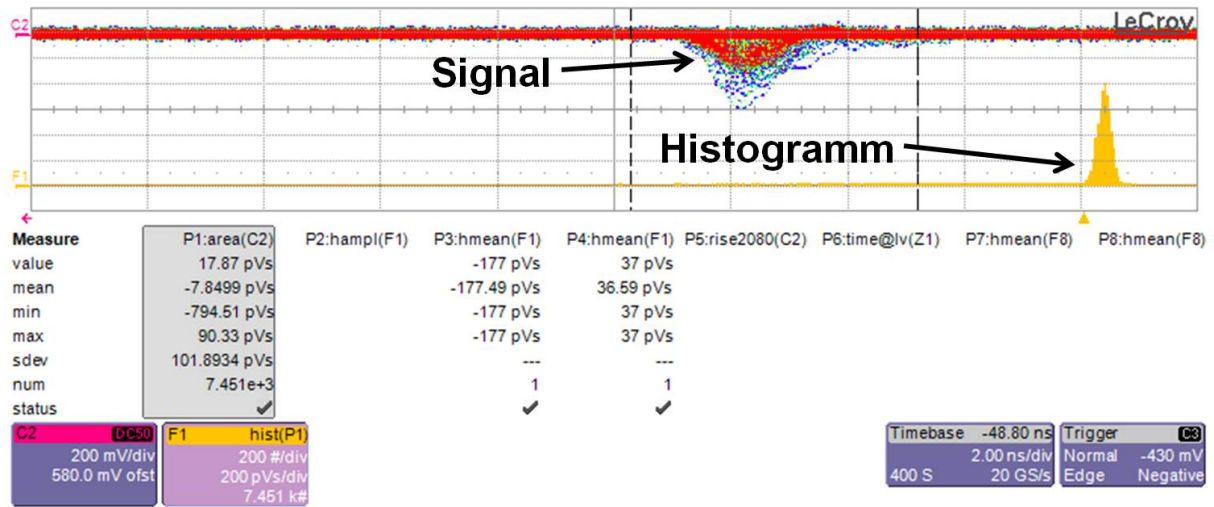


Abbildung 55: Berechnung der Flächenladung des Signals. Das Signal wird zwischen den beiden Integrationsgrenzen integriert. Die Anzahl der Ereignisse wird in Abhängigkeit von der Flächenladung als Histogramm (gelb) eingetragen. Links vom Peak (Pedestal) befinden sich auch Ereignisse. Deren Anzahl ist aber so gering, dass sie kaum oder schlecht erkennbar sind.

#### A.4 Zeitauflösungsmessung

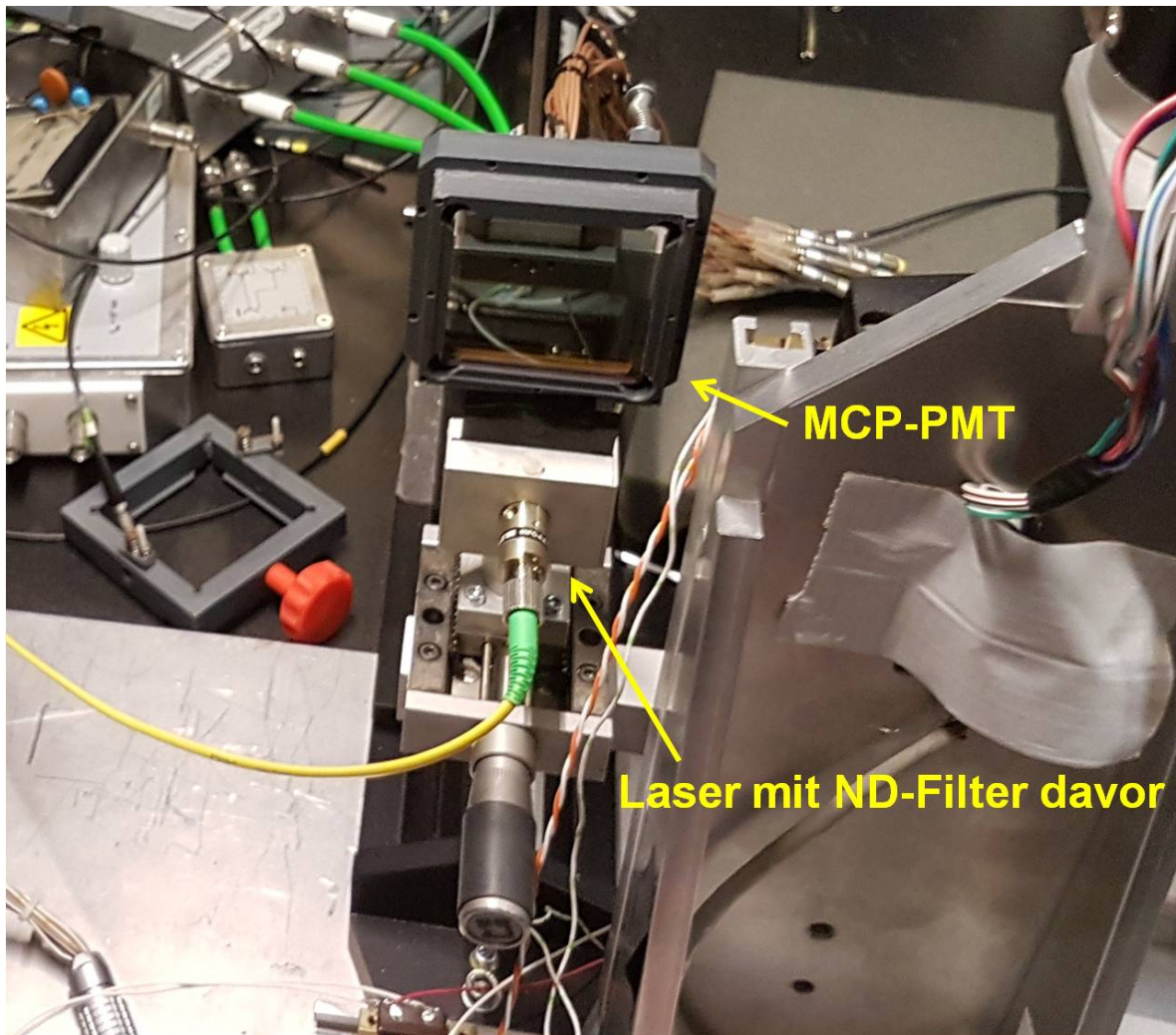


Abbildung 56: Messaufbau zur Zeitauflösungsmessung mit Laser und MCP-PMT.



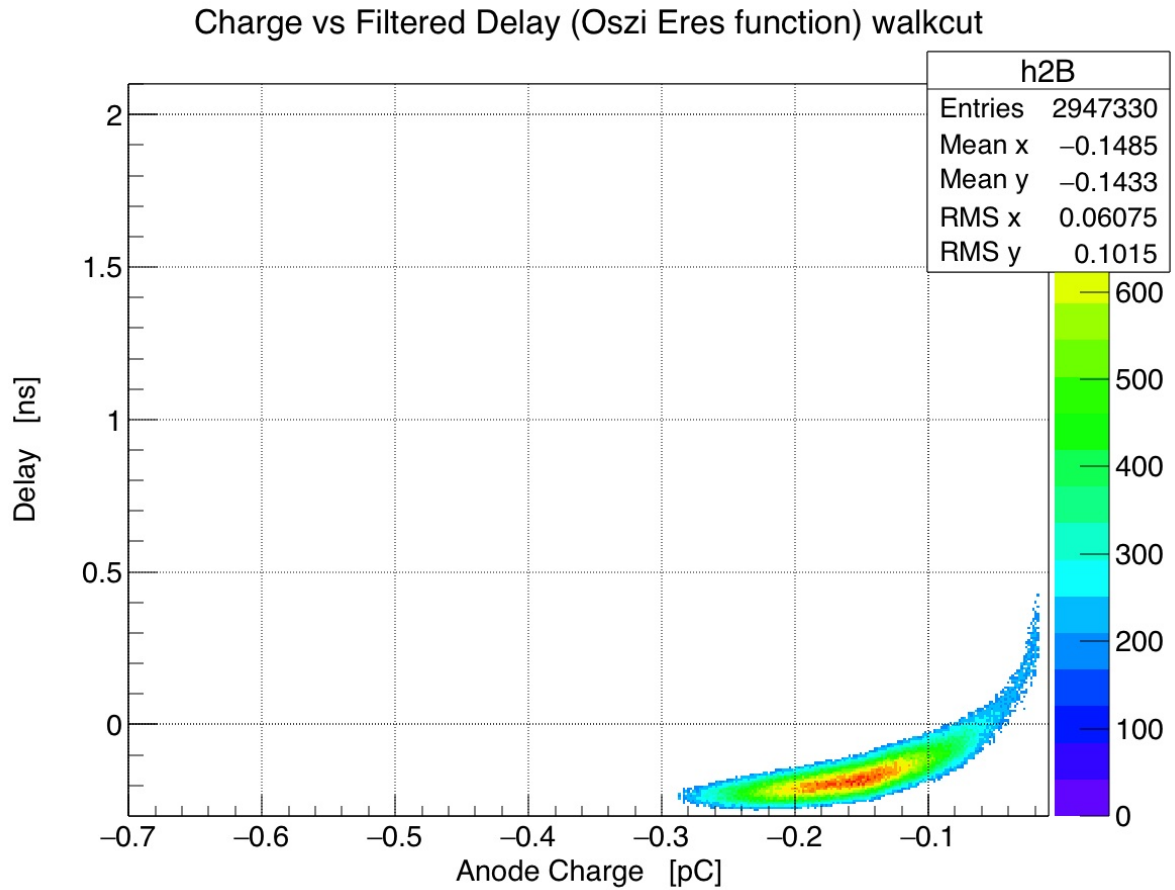


Abbildung 57: Die Anzahl an Ereignissen wurde bei der timewalk-Korrektur gefiltert. Dadurch wurde der Untergrund herausgeschnitten, so dass nur noch die Bananenform erhalten blieb. Der Schwerpunkt in der Anzahl an Ereignissen wurde bei etwa 0 ns gesetzt. Hier dargestellt für den Sensor 9001392.

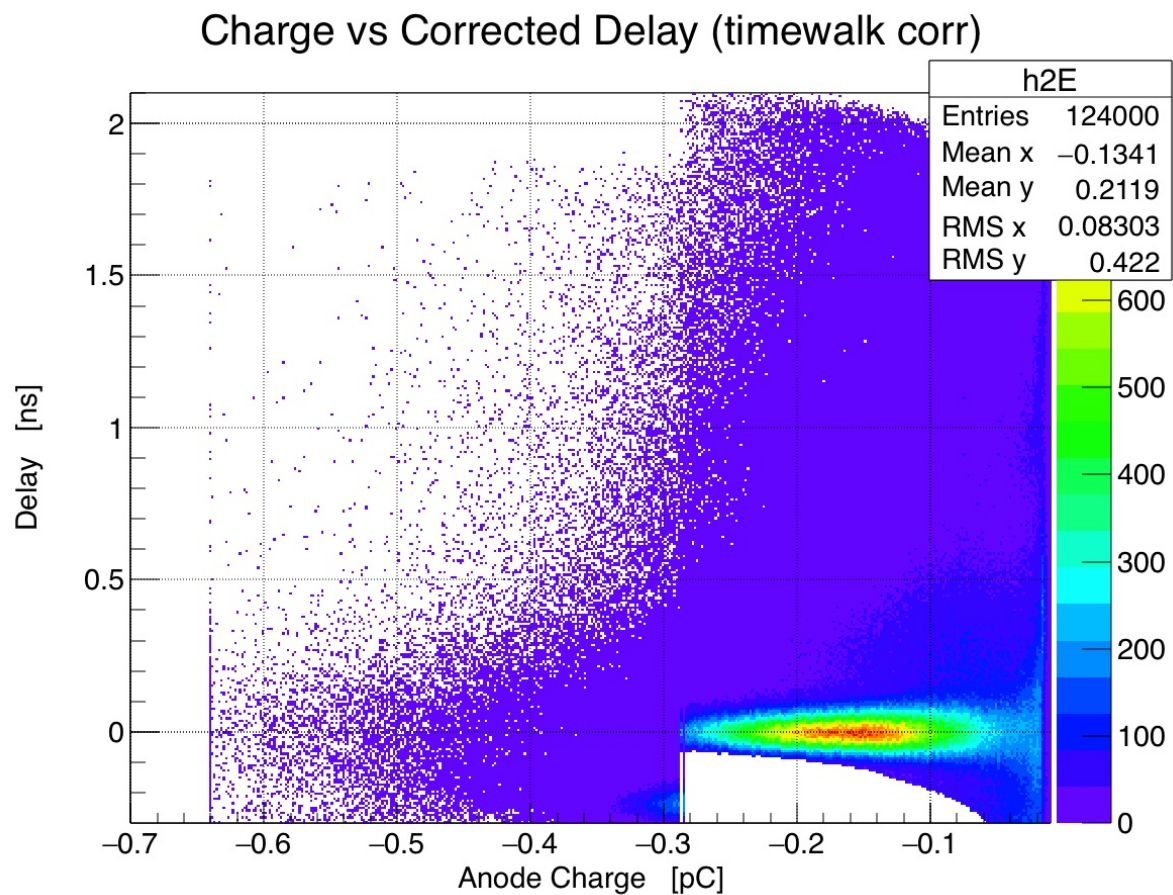


Abbildung 58: Die Anzahl an Ereignissen beim Unterschied der Ankunftszeiten in Abhängigkeit von der Anodenladung für den Sensor 9001392. Nach Abschluss der timewalk-Korrektur wurde die Banane begradigt.

## Abkürzungsverzeichnis

**PANDA** Anti-**P**roton-**A**Nnihilation at **D**Armstadt

**FAIR** **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch

**GSI** **G**esellschaft für **S**chwer**I**onenforschung

**DIRC** **D**etection of **I**nternally **R**eflected **C**herenkov **L**ight

**MCP-PMT** **M**ulti **C**hannel **P**late - **P**hoto**M**ultiplier**T**ube

**QCD** **Q**uanten**C**hromo**D**ynamik

**HESR** **H**igh **E**nergy **S**torage **R**ing

**SIS** **S**chwer**I**onen**S**ynchrotron

**ALD** **A**tomic**L**ayer **D**eposition

**SHV** **S**uper **H**igh **V**oltage

**TDC** **T**ime-to-**D**igital-**C**onverter

**PADIWA** **P**Anda-**D**Irc-**W**Asa

**TRB** **T**Rigger **B**oard



## Danksagungen

Am Ende möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mir bei meiner Masterarbeit sehr geholfen haben, so dass ich sie fertig stellen konnte. Ohne diese Personen hätte es diese Arbeit nie gegeben. Mein großer Dank gilt dabei:

- PD Dr. Albert Lehmann, dass er mir die Gelegenheit gab, bei diesem interessanten Projekt mitzuwirken. Dabei bedanke ich mich, dass er Zeit gefunden hat für das Korrekturlesen der Masterarbeit und dass er offen für Fragen war.
- Merlin Böhm für die gute Zusammenarbeit bei den Messungen in der neuen Box. Dabei hat er mir gezeigt, wie man die Hardware und Software für die Messungen bedient und er war offen für Fragen, insbesondere, wenn es um den Stepper ging.
- Markus Pfaffinger für die Beantwortung einiger Fragen bei ROOT. Immer wenn ich nicht weiter wusste, konnte ich auf seine Hilfe zählen. Auch bei einigen Messungen hat er mich unterstützt, wie zum Beispiel bei der Arbeit mit dem Oszilloskop.
- die restliche PANDA-Gruppe (Dr. Fred Uhlig, Daniel Miehling, Samuel Stelter) für die ganzen Ratschläge. Wann immer ich Fragen hatte oder Hilfe brauchte, konnte ich auf jemanden zählen. Insgesamt war es eine unterhaltsame Zeit, vor allem während der Messungen. Sehr interessant fand ich die Teilnahme an den ganzen Meetings, bei denen ich einen interessanten Einblick in die Forschungsarbeiten und Projekte von Wissenschaftlern außerhalb Erlangens hatte. Außerdem habe ich noch nie so gute und große Schnitzel wie bei den Drei Linden gegessen.
- Prof. Dr. Gisela Anton, Prof. Dr. Ulrich Heber und Prof. Dr. Ulrich Katz für sehr nützliche, motivierende Gespräche und Tipps während einer sehr schweren Phase.
- Dr. Lew Classen für die große Hilfe bei ROOT während meiner Bachelor Zeit. So fiel es mir einfacher, mich wieder in ROOT einzuarbeiten, da immer ein paar Grundkenntnisse von damals übrig geblieben sind.
- Dr. Adrian Zink für die Beantwortung einiger Fragen, wenn der Rest der Gruppe abwesend war.
- Frau Jutta Dziwis, die Sekretärin des Physikalischen Instituts IV. Dank ihrer Hilfe war es viel einfacher die ganzen Online-Bestellungen auszuführen. Außerdem war sie immer bei sonstigen Ratschlägen hilfsbereit.
- den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt für die Anfertigung der neuen Dunkelkammer, in der Messungen durchgeführt wurden. Wenn man bei der Box nachträglich einige Korrekturen durchführen musste, dann waren sie immer hilfsbereit.
- den Mitarbeitern der elektronischen Werkstatt für die Beschaffung einiger Kabeldurchführungen für die neue Box.
- meiner ganzen Familie und meinen Freunden, die mich während der ganzen Zeit unterstützt haben und bis ans Ende an mich geglaubt haben. Auf sie konnte ich immer zählen.





## Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen Hilfsmittel als die angegebenen benutzt habe. Die Stellen der Arbeit, die anderen Werken dem Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, wurden von mir unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht. Dies gilt ebenso für Zeichnungen, Kartenskizzen und bildliche Darstellungen.

Erlangen, den 13. September 2017

---

Rafael Frytz