

# Charakterisierung von Multianodenphotomultipliern in Bezug auf Quanten- und Kollektionseffizienz

Bachelorarbeit  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Bachelor of Science (B.Sc.) Physik



BERGISCHE  
UNIVERSITÄT  
WUPPERTAL

Fachbereich C - Mathematik und Naturwissenschaften  
Der Fachgruppe Physik vorgelegt von

Jörg Förtsch

März 2014

*1. Gutachter*  
Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert

*2. Gutachter*  
Prof. Dr. Christian Zeitnitz



## **Abstract**

*In this Bachelor-Thesis the approach to measure quantum and collection efficiency and the measurement results are discussed. Therefore the Photomultipliers to come into question for the CBM-RICH-Experiment at FAIR, namely H8500, H12700 and H10966 from Hamamatsu photonics are compared by partially not used methods of measurement.*

## **Kurzfassung**

*Im Rahmen dieser Bachelor-Arbeit wird die Vorgehensweise bei Quanten- sowie Kollektionseffizienzmessungen zu Multianodenphotomultipliern sowie deren Ergebnisse diskutiert. Hierzu werden die für das CBM-RICH-Experiment am FAIR in Frage kommenden Photomultiplier H8500, H12700 und H10966 von Hamamatsu Photonics mit z.T. bisher nicht verwendeten Messmethoden verglichen.*



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Motivation . . . . .	1
1.2. Gliederung . . . . .	3
<b>2. Theoretische Grundlagen und Begriffserklärung</b>	<b>5</b>
2.1. Čerenkov-Strahlung . . . . .	5
2.2. CBM-RICH-Detektor . . . . .	7
2.3. Photomultiplier . . . . .	7
2.3.1. Frontfenster . . . . .	8
2.3.2. Photokathode und Quanteneffizienz . . . . .	9
2.3.3. Dynoden, Einzel-Photon-Peak und Kollektionseffizienz . . . . .	9
2.3.4. Anode . . . . .	11
2.3.5. Dunkelstrom und Dunkelpulse . . . . .	11
2.3.6. Multianodenphotomultiplier und Crosstalk . . . . .	12
2.3.7. Weitere Eigenschaften . . . . .	12
2.3.8. Untersuchte MAPMT . . . . .	13
2.4. Messprinzip . . . . .	13
2.4.1. Quanteneffizienzmessung . . . . .	14
2.4.2. Bestimmung der Kollektionseffizienz . . . . .	14
2.4.3. Gesamte Messung . . . . .	15
<b>3. Quanteneffizienzmessungen</b>	<b>17</b>
3.1. Der Versuchsaufbau . . . . .	17
3.1.1. Wellenlängenabhängige QE-Messung . . . . .	18
3.1.2. Ortsaufgelöste QE-Messung . . . . .	22
3.2. Fehlerquellen und Fehlerabschätzung . . . . .	25
3.2.1. Pikoamperemeterfehler . . . . .	25
3.2.2. Lampenintensitätsschwankung . . . . .	25
3.2.3. Fehler bei Diodenmessungen . . . . .	26
3.2.4. Fehler bei PMT-Messungen . . . . .	26
3.2.5. Abhängigkeit des Photostroms von der Beschleunigungsspannung . . . . .	27
3.2.6. Fehlerabschätzung . . . . .	27
3.2.7. Positionsgenauigkeit des X-Y-Tisches . . . . .	28
3.3. Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge . . . . .	32
3.3.1. R10552-103-M64 . . . . .	32
3.3.2. R10552-03-M64 . . . . .	33

3.3.3.	H8500D-03 . . . . .	34
3.3.4.	H12700B . . . . .	36
3.3.5.	Vergleich der verschiedenen Modelle und Zusammenfassung . . . . .	37
3.4.	Ortsabhängigkeit der Quanteneffizienz . . . . .	38
3.4.1.	H12700B . . . . .	38
3.4.2.	H8500D-03 . . . . .	40
3.4.3.	Vergleich der verschiedenen Modelle . . . . .	42
<b>4.</b>	<b>Kollektionseffizienzmessungen</b>	<b>45</b>
4.1.	Versuchsidee . . . . .	45
4.2.	Filtervermessung . . . . .	46
4.2.1.	Versuchsaufbau und Messablauf . . . . .	46
4.2.2.	Messungen . . . . .	47
4.3.	Kollektionseffizienzmessung . . . . .	49
4.3.1.	Motivation des Aufbaus . . . . .	49
4.3.2.	Messaufbau . . . . .	49
4.3.3.	Messablauf . . . . .	51
4.3.4.	Erste Ergebnisse . . . . .	53
4.3.5.	Probleme und Ausblick . . . . .	54
<b>5.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>57</b>
<b>6.</b>	<b>Erklärung</b>	<b>59</b>
<b>7.</b>	<b>Danksagung</b>	<b>61</b>
<b>A.</b>	<b>Anhang</b>	<b>67</b>
A.1.	Abbildungen . . . . .	67
A.2.	Tabellen . . . . .	72
A.3.	Datenblatt zum H12700B . . . . .	73

# 1. Einleitung

## 1.1. Motivation

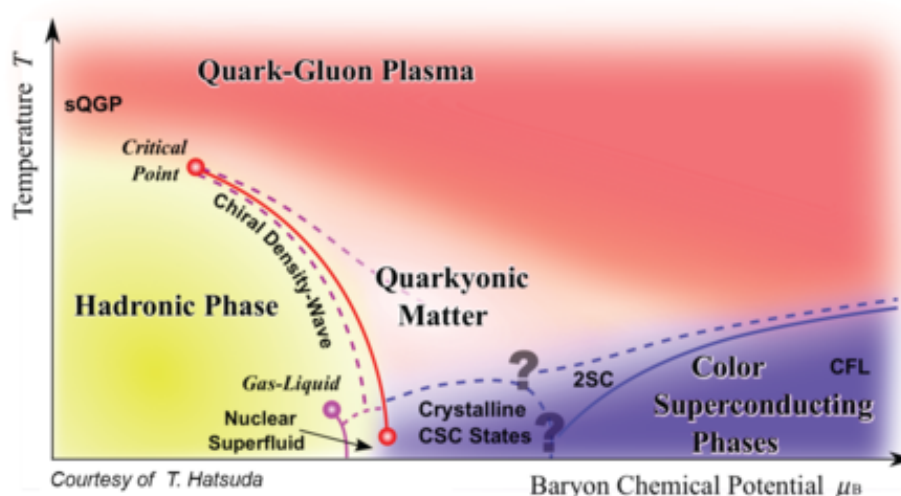


Abbildung 1.1.: Mögliches Phasendiagramm der QCD bei hohen Temperaturen und Drücken. Es zeigt bei hohen Temperaturen das s.g. Quark-Gluon-Plasma (QGP) und speziell kritischen Punkt, welcher an der Schnittstelle der hadronischen, der quarkionischen Materie und der Quark-Gluon-Plasmaphase auftritt. Dieser Punkt und dessen Eigenschaften werden vom CBM-Experiment-Vermessen. Dieses Schaubild wurde [1] entnommen

Photomultiplier (PMT) sind aufgrund ihrer Eigenschaft, einzelne Photonen zeitlich präzise auflösen zu können, ein wichtiger Bestandteil moderner Teilchendetektoren. Photomultiplier werden häufig bei Experimenten eingesetzt in welchen es um den Nachweis von Čerenkov-Photonen geht. Čerenkov-Photonen entstehen, wenn sich geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit höher als die der Lichtgeschwindigkeit durch ein Medium bewegen. Unter der Lichtgeschwindigkeit versteht sich hierbei die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Ein Detektor, der die Čerenkov-Photonen oder Čerenkov-Ringe zur Teilchenvermessung verwendet, ist der Ring Imaging Čerenkov Detektor (RICH). Ein solcher Detektor soll auch im Compressed Baryonic Matter Experiment (CBM) an der Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) zur Teilchenbestimmung verwendet werden. Das CBM-Experiment ist eines der vier großen Experimente der zukünftig erbauten FAIR-Forschungseinrichtung in Darmstadt. Die FAIR Forschungseinrichtung und speziell das CBM-Experiment wollen in Zukunft die Interaktion zwischen Quarks und den Eich-Bosonen der starken Wechselwirkung, den Gluonen, welche im Rahmen des Stan-

dardmodels durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben werden, untersuchen. Im speziellen geht es um das Nachvollziehen des Verhaltens von Hadronen bei extrem hohen Dichten (vielfaches der normalen Kerndichte), bei welchen das s.g. Quark-Gluon-Plasma entsteht [1]. Dieses Quark-Gluon-Plasma ist eine Phase der stark wechselwirkenden Materie in der das s.g. "Confinement", also die erzwungene Farbneutralität zweier oder dreier Quarkverbände, aufgehoben scheint. Diese spannenden Messungen setzen präzise Kenntnis über jegliche Eigenschaften der Detektorteile voraus. So auch Kenntnisse zu den Multianodenphotomultipliern (MAPMT), welche im CBM-RICH-Detektor dem Nachweis von Čerenkov-Photonen dienen werden. Der CBM-RICH-Detektor soll später der Detektion von Vektor-Mesonen dienen. Hierfür werden auch Elektronen und Pionen getrennt. Die Effizienz solcher MAPMT lässt sich in zwei Bestandteile aufspalten, die Quanteneffizienz und die Kollektionseffizienz. Während Messungen zur Bestimmung der Quanteneffizienz vergleichsweise einfach durchgeführt werden können, ist die experimentelle Bestimmung der Kollektionseffizienz ungleich aufwändiger. Hier will diese Bachelor-Arbeit ansetzen und sich dem Messen der Kollektionseffizienz eines MAPMT widmen. Bisher wurden Abschätzungen bzgl. dieser Effizienzgröße lediglich simuliert. Diese vom Hersteller simulierten Werte weisen z.T. Schwankungen auf. So wurden vom Hersteller Hamamatsu bzgl. ihres MAPMT-Modells H8500 sowohl 60% [2] als auch 70% ("Judging from our simulation, CE of H8500 is 70% or so" [3]) Kollektionseffizienz genannt. Ebenfalls nicht in Übereinstimmung bringen lassen sich diese Werte mit den Testmessungen zum CBM-RICH-Detektor am CERN, welche andeuten dass die Kollektionseffizienz größer sein muss als vom Hersteller vermutet. Aus diesem Grund ist das experimentelle Messen der Kollektionseffizienz ein wichtiger und hoch interessanter Punkt, welcher Einfluss auf die Wahl des PMT für den CBM-RICH-Detektor am FAIR haben könnte. Da die Messung der Kollektionseffizienz, wie später noch diskutiert wird, ebenfalls eine Messung der Quanteneffizienz voraussetzt, wurden ebenfalls zu einigen MAPMT-Modellen Quanteneffizienzmessungen sowohl wellenlängenabhängig als auch ortsabhängig (bzgl. der Strahlerposition auf dem Frontfenster) durchgeführt. Des weiteren gab es im Rahmen dieser Arbeit erstmals die Möglichkeit den von Hamamatsu hergestellten H12700 MAPMT-Prototypen zu vermessen. Somit liefert auch die Quanteneffizienzmessung der MAPMT schon neue und, für sich genommen, interessante Ergebnisse. Leider konnte im Rahmen dieser Arbeit kein endgültiges Ergebnis bzgl. der Kollektionseffizienz erreicht werden, jedoch wurden wichtige Schlüsse über Messmöglichkeiten und deren Probleme gezogen.



## 1.2. Gliederung

Die Thesis gliedert sich in fünf Kapitel.

Das zweite Kapitel (2) bildet die theoretische Grundlage für die Experimente. In diesem werden Begrifflichkeiten erläutert und in 2.4 das Messverfahren erklärt. Es wird das Funktionsprinzip von RICH-Detektoren in Abschnitt 2.2 erklärt und die Cherenkov-Strahlung allgemein in 2.1 erläutert. Ebenfalls wird der Photomultiplier in seiner Funktion, seinen einzelnen Komponenten und seinen Eigenschaften in Abschnitt 2.3 gezeigt.

Im dritten Kapitel (3) werden die Messungen zur Quanteneffizienz der MAPMT diskutiert. Zuerst wird der Versuchsaufbau (Abschnitt 3.1) mit seinen Eigenschaften, seiner Funktionsweise und seinen Fehlern (Abschnitt 3.2) vorgestellt. Danach werden in Abschnitt 3.3 die Messungen der Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge diskutiert. Abschnitt 3.4 befasst sich mit der Ortsabhängigkeit der Quanteneffizienz. Hierbei wird auch auf die effektive Fläche der MAPMT eingegangen.

Kapitel vier (4) befasst sich mit der Kollektionseffizienzmessung. Hierbei wird auf die Versuchsidee in Abschnitt 4.1 eingegangen, die Transmissionseigenschaften von, für das Experiment wichtigen, Filtern in 4.2 vermessen und natürlich auf die Kollektionseffizienzmessung sowie erste Ergebnisse eingegangen (4.3).

Im fünften Kapitel (5) wird die Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige Messungen und Messschritte gegeben.



## 2. Theoretische Grundlagen und Begriffserklärung

### 2.1. Čerenkov-Strahlung

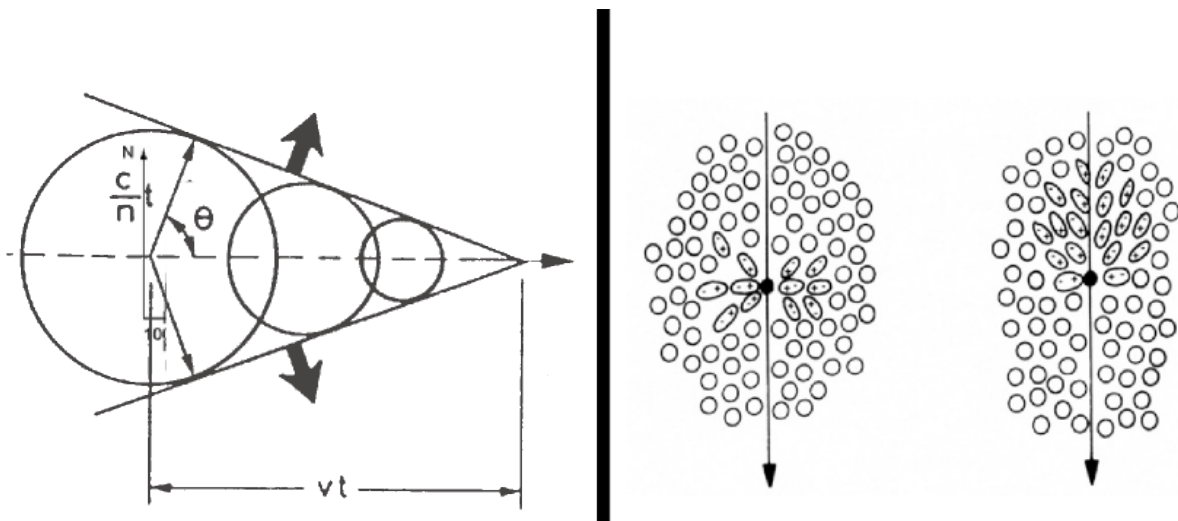


Abbildung 2.1.: Die linke Abbildung erläutert das Winkelverhalten der abgestrahlten Čerenkov-Strahlung, die eine graphische Erklärung des Abstrahlungswinkels ermöglicht. Das Teilchen bewegt sich in dieser Skizze von links nach rechts mit der Geschwindigkeit  $v > c$ . Im Abstand  $c/n \cdot t$  (mit dem Materialbrechungsindex  $n$ ) wird kugelförmig (im planaren Schaubild kreisförmig) Licht ausgesandt, welches unter dem Winkel  $\theta$  konstruktiv interferiert. Diese Skizze wurde [4] entnommen. Das rechte Schaubild zeigt anschaulich, warum isotrop Strahlung ausgesandt wird. So ist links ein Teilchendurchflug durch das polarisierbare Medium bei  $v < c$  gezeigt, rechts bei  $v > c$ . Rechts ist die verzögerte und damit asymmetrische Polarisierung des Mediums zu sehen. Diese Skizze wurde [5] entnommen.

**Čerenkov-Strahlung** ist die elektromagnetische-Strahlung (EM-Strahlung), welche beim Eintritt eines geladenen Teilchens in ein Medium emittiert wird, sofern dieses Teilchen eine höhere Geschwindigkeit hat als die Geschwindigkeit von Licht in diesem Medium. Es gilt also:

$$\beta = \frac{v_{\text{Teilchen}}}{c_0} \geq \frac{1}{n} \quad (2.1)$$

wobei  $n$  der Brechungsindex im Medium,  $c_0$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $\beta = v_{\text{Teilchen}}/c_0$  das Teilchen- zu Lichtgeschwindigkeitsverhältnis des geladenen Teilchens ist. Eine Erklärung dieses Phänomens beruht auf der Tatsache, dass ein geladenes Teilchen, welches

durch ein Medium propagiert, die Moleküle des Mediums polarisiert. Fliegt das Teilchen nun langsamer als mit der Mediumslichtgeschwindigkeit durch das Medium, so werden alle Moleküle in einer Kugel um das geladene Teilchen gleichmäßig polarisiert. Dies hat zur Folge, dass jegliche Strahlung nach außen hin destruktiv mit einem anderen polarisierten Molekül, der nächsten erzeugten Kugel, interferiert. Fliegt das geladene Teilchen nun mit "Überlichtgeschwindigkeit" durch das Medium, so werden lediglich Moleküle im Abstand  $c/n \cdot t$  gleichmäßig polarisiert.

Diese Inhomogenität der Polarisation ist in Abb. 2.1 zu sehen und erzeugt, wie ebenfalls in der Abbildung ersichtlich, konstruktive Interferenz unter dem Winkel  $\theta$ , welcher der folgenden Bedingung genügt.

$$\cos(\theta) = \frac{1}{n\beta} \quad (2.2)$$

Die Eigenschaft, dass die Čerenkov-Strahlung nun einen Zusammenhang zwischen Strahlungswinkel und Geschwindigkeit des Teilchens aufweist, macht sie für Messungen der Teilchenart interessant. Denn zur Massen- bzw. Teilchenartbestimmung benötigt man dann lediglich zusätzlich den Impuls:

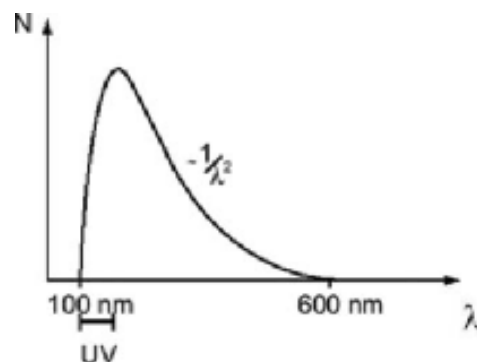
$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.3)$$

$$\Rightarrow m = \frac{p}{v} \cdot \sqrt{1 - \beta^2} \quad (2.4)$$

$$\stackrel{2.2}{\Rightarrow} m = \frac{pn \cos \theta}{c} \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{n^2 \cos^2 \theta}} \quad (2.5)$$

Die Impulsmessung erfolgt im Falle des CBM-Experiments im Silicon-Tracker, auf den hier jedoch nicht näher eingegangen wird. Das Spektrum der Čerenkov-Strahlung fällt mit  $-1/\lambda^2$  gegenüber der Wellenlänge ab, wobei eine untere Wellenlängen-Grenze der Strahlung durch die Selbstabsorption des Mediums gegeben ist [4]. Das Spektrum der Čerenkov-Strahlung ist auch in Abb. 2.2 skizziert. Beim CBM-RICH-Detektor wird als Medium das Gas  $\text{CO}_2$  verwendet. Dieses Gas ist transparent für eine Čerenkov-Strahlung im unteren sichtbaren bis zum ultravioleten Wellenlängenbereich (minimal 185 nm [6]). Folglich sollten die PMT des CBM-RICH auch UV-Photonen messen können.

Abbildung 2.2: Čerenkov-Spektrum als Funktion der Wellenlänge  $\lambda$ . Die Skizze wurde [4] entnommen. Das Schaubild ist nicht speziell auf das Medium  $\text{CO}_2$  als Radiator bezogen



## 2.2. CBM-RICH-Detektor

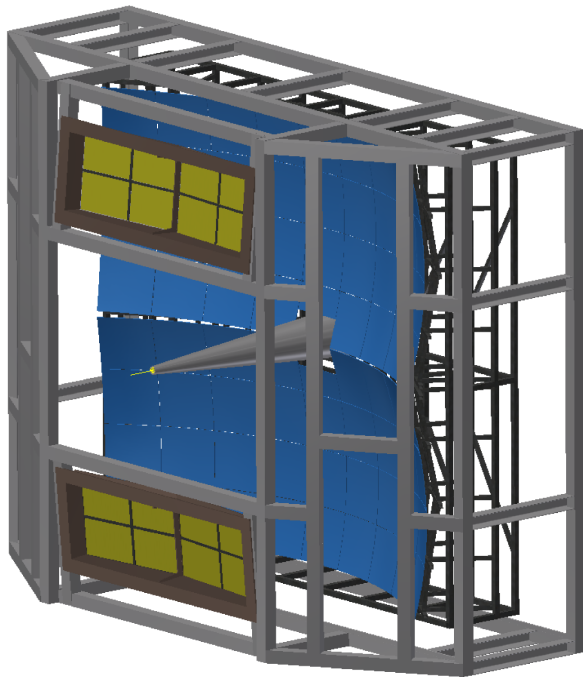


Abbildung 2.3: Technische Zeichnung des CBM-RICH-Detektors (aus [7]). In der Mitte der technischen Zeichnung ist (grau) die Beampipe zu sehen, welche den Anteil nicht im Target wechselwirkender Strahlteilchen ungestört durch den Detektor leitet. Der Rest des Gestells (ebenfalls in grau) ist im Inneren mit dem Gas  $\text{CO}_2$  gefüllt, das bei von links einfallenden Teilchen das Čerenkov-Licht erzeugt. Der Čerenkov-Lichtkegel wird über die in blau eingezeichneten sphärischen Spiegel auf die MAPMT-Kamera (Ansammlung vieler dichtgepackter MAPMT) (in der Skizze in Gelb) fokussiert.

Der CBM-RICH-Detektor soll, wie jeder RICH-Detektor, Čerenkov-Ringe bzw. deren Radius und somit deren Öffnungswinkel bestimmen. Sein Aufbau ist in Abb. 2.3 dargestellt und weist einen ungestörten Strahlengang in das gasgefüllte Radiatorvolumen auf. Das Radiatorvolumen ist strahlabwärts durch die sphärischen Spiegel begrenzt. Die reflektierten Čerenkov-Photonen gelangen nun auf die Photomultiplier und werden dort als Ringe abgebildet. Die Photomultiplier befinden sich im vorderen Teil der Kammer entgegengesetzt zur Teilchenflussrichtung oberhalb und unterhalb des Strahlendurchgangs. Mittels der Photomultiplier werden die Photonen gemessen und über eine "Ringfinding/fitting"-Software vermessen. Der Radius der Ringe ist durch den Abstand zwischen Spiegel und PMT gegeben. Beim momentanen Aufbautentwurf ergibt sich nach Monte-Carlo-Simulation (MC) zur Unterscheidung zwischen Pionen und Elektronen ein Ringradienunterschied von z.B. ungefähr 20 mm bei einem Impuls von  $6 \text{ GeV}/c$  oder von ca. 10 mm bei einem Impuls von  $10 \text{ GeV}/c$  (siehe Abb. A.1 im Anhang). Bei solch geringen Unterschieden der Ringradien ist klar, dass durchschnittliche PMT welche z.B. Abmessungen von ca.  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  oder  $25 \times 25 \text{ mm}^2$  haben, die Unterschiede nicht genügend auflösen können. Daher werden beim CBM-RICH-Detektor Multianoden-PMT (MAPMT) verwendet, welche zwar ähnliche Abmessungen haben, jedoch über mehrere Anodenpads verfügen, deren voneinander getrennten Kanäle (meist  $8 \times 8 = 64$  Kanäle) eine bessere örtliche Auflösung (etwa im Schnitt  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ ) ermöglichen.

## 2.3. Photomultiplier

**Photomultiplier** im allgemeinen sind Photoelektronenvervielfacher und dienen dem Zweck, Lichtsignale mit wenigen Photonen, hier sogar einzelnen Photonen, in einen detektierbaren Be-

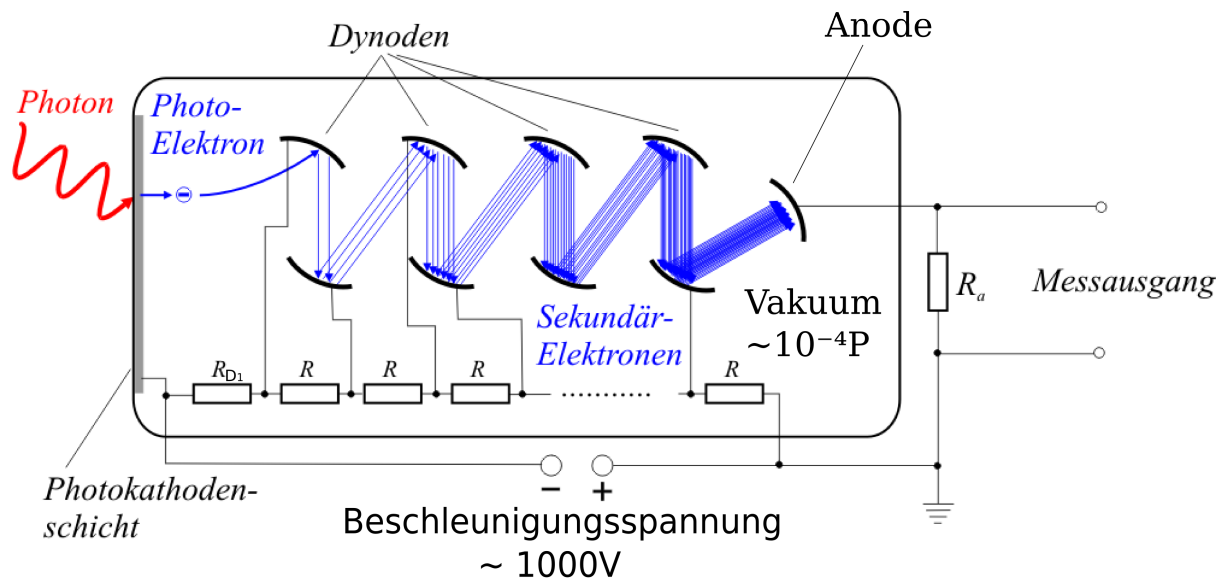


Abbildung 2.4.: Konzeptioneller Aufbau eines PMT ([8] entnommen und modifiziert). Zu sehen ist ein einfallendes Photon, welches an der Photokathode links ein Photoelektron auslöst. Dieses wird auf die Dynoden geleitet, die über eine Spannungsteilerkette mit ihrer Beschleunigungsspannung versorgt werden. Durch die Elektronenvervielfachung an den Dynoden entsteht eine Elektronenkaskade, die an der Anode absorbiert und in ein elektrisches Signal umgewandelt wird.

reich elektrisch zu verstärken. Sie bestehen aus einer Photokathode und mehreren Dynoden, welche in einem evakuierten Gehäuse untergebracht sind. Ihr Verstärkungsfaktor ist hauptsächlich Dynodenanzahl abhängig und beträgt, z.B. für die 12 Dynoden eines H8500 bei  $-1000\text{ V}$  Beschleunigungsspannung, ungefähr um  $1.5 \cdot 10^6$ . Ein einzelnes Photoelektron ( $1.6 \cdot 10^{-19}\text{ C}$ ) wird also auf etwa  $16\text{ pC}$  verstärkt. Im Folgenden wird nun der Ablauf vom Eintritt eines Photons bis zur Auslese betrachtet und die dabei beteiligten Teile des PMT erläutert.

### 2.3.1. Frontfenster

Das Frontfenster eines PMT muss so gewählt werden, dass das zu messende Licht durch dieses hindurchtreten kann. Jedoch gilt es auch andere Eigenschaften zu beachten, wie etwa den Wärmeausdehnungskoeffizienten. Dieser sollte ähnlich dem des Gehäuses sein, damit durch das Vakuum keine Überbelastung der Klebestellen zwischen Fenster und Gehäuse entstehen. Das am häufigsten verwendete Frontfenster-Material ist das s.g. **Borosilikat-Glas**. Dieses Glas hat nahezu den selben Wärmeausdehnungskoeffizienten wie der Rest des PMT, jedoch nur eine Transmittanz für Wellenlängen bis minimal  $\approx 300\text{ nm}$ . Ein anderes Material, welches auch UV-Strahlung transmittiert, ist **Quarzglas**. Dieses hat jedoch einen stark abweichenden Wärmeausdehnungskoeffizienten gegenüber dem des PMT-Gehäuses. Dieses Glas konnte somit bisher nicht auf MAPMT der Firma Hamamatsu verwendet werden, da diese während der Herstellung hohe Temperaturen verwenden. Ein weiteres Frontfenster-Material ist das s.g. **UV-Glas**. Dieses transmittiert Wellenlängen bis minimal  $\approx 185\text{ nm}$  [10], also auch die Wellenlängen des UV-Bereichs. Der Wärmeausdehnungskoeffizient ist ähnlich dem des PMT-Gehäuses.

### 2.3.2. Photokathode und Quanteneffizienz

Die Photokathode dient dazu, die eintreffenden Photonen zu einem möglichst großen Anteil in Elektronen/Photoelektronen umzuwandeln. Dieser Prozentanteil wird **Quanteneffizienz (QE)** genannt. Die Quanteneffizienz ist somit allein abhängig vom Photokathodenmaterial. Meist bestehen Photokathoden aus Halbleitern mit Alkali-Metallen, die eine geringe Arbeitsfunktion haben. Die in dieser Arbeit verwendeten PMT haben allesamt s.g. Bialkali-Kathoden (BA) bzw. deren Erweiterung die s.g. Super-BA-Kathode (SBA). Die normalen BA-Kathoden bestehen aus Sb-Rb-Cs oder Sb-K-Cs, wobei eine genauere Spezifizierung herstellerabhängig und somit nicht ermittelbar ist. Jedoch gibt der Hersteller Hamamatsu für BA-Kathoden eine maximale QE von ungefähr 25 % an, während SBA-Kathoden mehr als 35 % im Maximum erreichen können. BA- und SBA-Kathoden können bis zu einem Wellenlängenbereich von 700 nm Photonen registrieren und sind auch für kleine Wellenlänge bis in den UV-Bereich geeignet. Jedoch ist das Frontglas, auf welches die Kathode aufgebracht ist (meist aufgedampft), wie bereits erwähnt, der limitierende Faktor bei kleinen Wellenlängen. Allerdings kann nicht jedes Frontfenster mit allen Kathodenmaterialien bedampft werden, sofern zu viele Dynodenstufen (maximal 8) im 2 Inch PMT sind. Dies hängt mit der Tatsache zusammen, dass PMT der Firma Hamamatsu nach Evakuierung des Gehäuses durch Einführen eines kleinen Röhrchens hinter und durch die Dynoden das Frontfenster bedampft werden. Diese Bedampfungsmethode ist nicht bei allen Kathodenmaterialien gleich. Auswirkungen dieser Kathodenmaterialien werden nun im folgenden Teilabschnitt diskutiert. Speziell für jeden einzelnen PMT gibt Hamamatsu im jeweiligen Datenblatt den "Blue-Sensitivity-Index" an. Dieser beschreibt ein von Hamamatsu verwendetes Messsystem zur Bestimmung der relativen Quanteneffizienz bei Einstrahlung von blauem Licht. Der "Blue-Sensitivity-Index" bietet also eine gute Orientierung bzgl. der QE eines PMT, da beide Werte proportional zueinander sind.

### 2.3.3. Dynoden, Einzel-Photon-Peak und Kollektionseffizienz

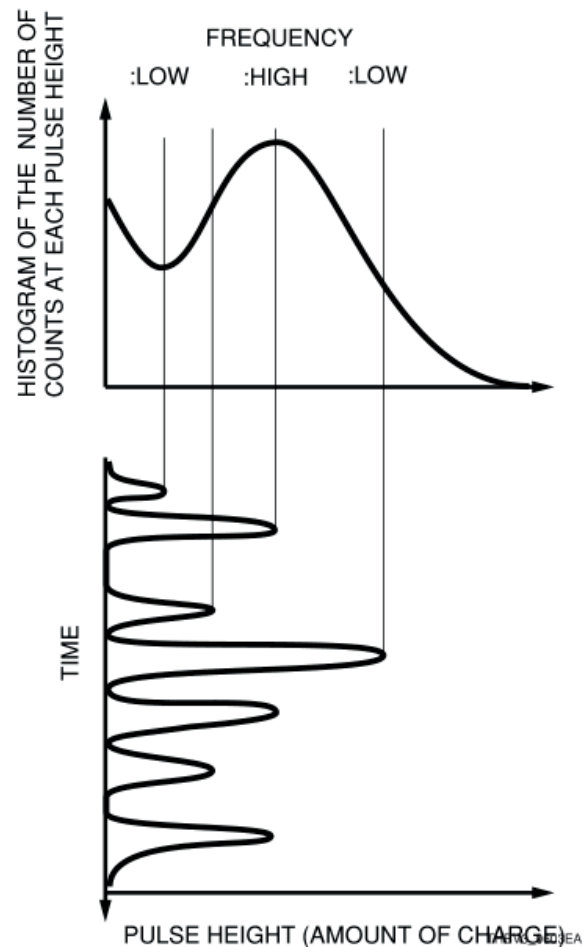
Sobald ein Photoelektron aus der Kathode ausgelöst wurde, muss dieses verstärkt, im Falle eines PMT vervielfacht, werden. Dies geschieht über Dynoden. Diese sind Elektroden, welche sowohl die Eigenschaft einer Kathode, als auch die einer Anode erfüllen. Die Dynoden werden, wie in Abb. 2.4 zu sehen, über mehrere Spannungsteiler, mit einer Beschleunigungsspannung von jeweils etwa 100 V versorgt. Lediglich zwischen Kathode und erster Dynode ist bei manchen PMT eine höhere Beschleunigungsspannung angelegt. Die beschleunigten Elektronen lösen beim Auftreffen dieser auf die Dynode weitere Elektronen aus. Das Auslösen weiterer Elektronen wird durch eine, auf der eigentlichen Elektrode aufgebrachte, Schicht von Alkali-Antimoniden mit möglichst geringer Austrittsarbeit ermöglicht. Geht man nun davon aus, dass jede Dynode gleich viele Elektronen pro einfallendem Elektron emittiert und nennt diesen Multiplikationsfaktor  $\kappa$ , so erhält man bei  $n$  Dynoden

$$\kappa^n \tag{2.6}$$

Elektronen am Ende der Dynoden/Verstärkungskette. Da jedoch die Anzahl der emittierten Elektronen pro einfallendem Elektron von Dynode zu Dynode schwankt und sogar davon abhängt

an welcher Stelle der Dynode das eintreffende Elektron auftrifft, gibt es kein konstantes  $\kappa$ . Es kann lediglich ein Mittelwert  $\bar{\kappa}$  angegeben werden, aus welchem sich mit Formel 2.6 eine durchschnittliche Gesamtverstärkung (s.o. ca.  $1.5 \cdot 10^6$  bei  $-1000$  V für den H8500) ergibt. Hierbei lässt sich überschlagen, dass der **Einzel-Photon-Peak** Gaußverteilt ist, sein Erwartungswert mit der Größe des  $\kappa$  korreliert ist und die Varianz der einzelnen  $\kappa$  proportional zur Varianz der Gaußverteilung ist. Der Einzel-Photon-Peak ist ausschlaggebend zur Trennung einzelner Photonen vom Rauschsignal des PMT. Eine Veranschaulichung des Einzel-Photon-Peaks und des sog. Einzel-Photon-Spektrums ist in Abb. 2.5 dargestellt. So lässt sich bei wenig  $\kappa$ -Varianz exakt

Abbildung 2.5: In der oberen Abbildung ist ein Einzel-Photon-Spektrum dargestellt. Dieses Spektrum ist ein Histogramm der Anzahlen verschiedener Pulshöhen. Hierbei bezeichnet "Frequency" die Auftrittshäufigkeit einer speziellen Pulshöhe. Die Pulshöhen sind in der Abbildung darunter zu verschiedenen Zeiten dargestellt. Die Skizze wurde [10] entnommen.



anhand des Messpeakvolumens an der Anode die Anzahl an Photonen nachvollziehen. Betrachtet man nun ein ausgelöstes Photoelektron, so ist der kritische Punkt im Vervielfachungsvorgang das Erreichen der ersten Dynode, da sonst kein Messsignal entstehen kann. Dieses Erreichen der ersten Dynode wird **Kollektionseffizienz** genannt. Die Kollektionseffizienz hängt natürlich von der angelegten Spannung zwischen Kathode und 1.Dynode ab, jedoch auch von der Bauart der Dynode. Die Bauart der 1.Dynode ist für die Kollektionseffizienz deshalb wesentlich, weil sie direkt das elektrische Feld zwischen Kathode und Dynode beeinflusst. Somit hängt die Kollektionseffizienz auch stark von Dynodenplatzierung, -verkipfung und -größe ab. Einige Arten des Photoelektron-Verlustes, und somit der Verringerung der Kollektionseffizienz, sind in Abb. 2.6 dargestellt.



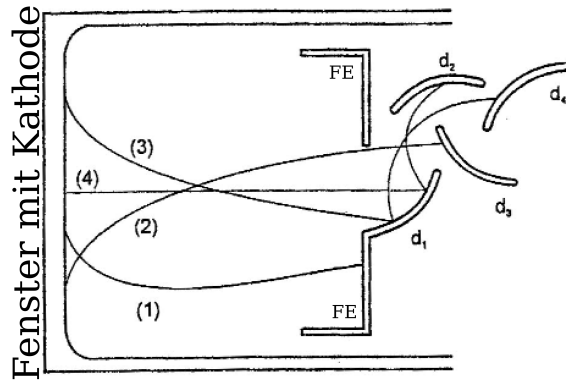


Abbildung 2.6.: Dargestellt sind Arten, wie das Photoelektron auf dem Weg zur ersten Dynode verloren gehen kann, also die Kollektionseffizienz abnimmt. Hierbei sind  $D_1 - D_4$  die ersten vier Dynoden und FE die fokussierende Elektrode. In Fall 1 wird das Photoelektron aufgrund seiner schrägen Emmission nicht genügend durch die fokussierenden Elektroden in Richtung erster Dynode abgelenkt. Es schlägt auf der fokussierenden Elektrode ein und trägt nicht zur Vervielfachung bei. In Fall 2 wird das Photoelektron auf die Rückseite der dritten Dynode beschleunigt und fällt ebenfalls aus dem Verstärkungsvorgang. Fall 3 zeigt den Fall, dass ein Elektron zwar die erste Dynode erreicht jedoch nicht vervielfältigt wird, da es auf die Rückseite der vierten Dynode elastisch gestoßen wird. Dieser Fall ist extrem selten, wird aber wegen des elastischen Stoßes mit der ersten Dynode trotzdem der Kollektionseffizienz zugerechnet. Fall 4 zeigt eine perfekte Photoelektron-Trajektorie. Diese Skizze wurde Quelle [9] entnommen und modifiziert.

### 2.3.4. Anode

Das letzte Bauteil in der Verstärkungskette des PMT ist die Anode. Diese liest die vervielfachten Elektronen auf und gibt den Elektronenstrom weiter an den externen Strom- bzw. Messkreislauf. Bei der Konstruktion einer Anode ist es wichtig zwischen dieser und der letzten Dynode eine genügend große Spannung anzulegen, damit alle Elektronen abfließen können und sich somit aufgrund der großen Anzahl an Elektronen ( $\approx 1.5 \cdot 10^6$  Elektronen/Photon) keine Raumladung vor der Anode bilden. Eine solche Raumladung vor der Anode würde die weiteren Elektronen daran hindern zur Anode zu gelangen. Damit wären diese weiteren Elektronen nicht mehr messbar.

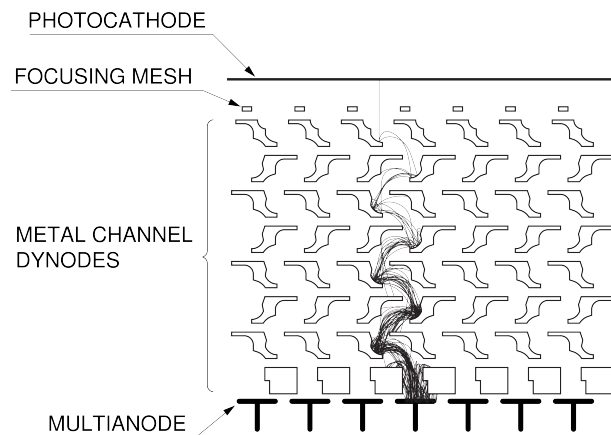
### 2.3.5. Dunkelstrom und Dunkelpulse

Selbst wenn man einen PMT im Dunkeln betreibt, misst dieser Pulse. Dies hängt meist damit zusammen, dass thermisch Elektronen aus der Kathode ausgelöst und auf die 1. Dynode beschleunigt werden. Um die **Dunkelrate/Dunkelcounts** bzw. den **Dunkelstrom** möglichst gering zu halten, ist es von Vorteil, die Arbeitsfunktion der Kathodenschicht möglichst hoch zu halten, damit thermische Effekte keine große Rolle beim Auslösen von Elektronen haben. Dies führt jedoch zu einer deutlich geringeren QE und ist somit für das Experiment nicht sinnvoll. Hier gilt es für den PMT-Hersteller immer einen Kompromiss zu finden, der ein detektierbares Signal und ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis ermöglicht. Des weiteren stellt sich ein konstanter Dunkelstrom, bei anlegen einer Spannung, erst nach gewisser Zeit ein. Dieser kann dann

bei weiteren Messungen als Untergrund abgezogen werden. In der Literatur findet man oft etwa 30 Minuten ohne Lichteinstrahlung als Zeit bis zu welchem der Dunkelstrom relativ konstant geworden sein sollte [10].

### 2.3.6. Multianodenphotomultiplier und Crosstalk

Abbildung 2.7: Aufbau eines normalen Multianoden-PMT [10]. Zu erkennen ist an oberster Stelle die Photoelektronen auslösende Kathode. Es folgen die fokussierenden Elektroden, welche in diesem Fall als Netz (Focussing Mesh) angeordnet sind. Es folgen die Dynoden der einzelnen separierten Kanäle (Metal Channel Dynodes). Zuletzt eingezeichnet ist die Multianode. Mittig in schwarz eingezeichnet ist eine typische Photoelektron-Trajektorie in einem Kanal, welche den Messpuls auf der Kanalsanode erzeugt.



Wie bereits in Abschnitt 2.2 erwähnt, werden für den CBM-RICH-Detektor Multianoden-PMT (MAPMT) verwendet. Solche PMT funktionieren genau so wie normale PMT. So haben diese auch eine auf das Frontglas aufgebrachte Kathode, die über eine Dynodenstruktur Photoelektronen auf die Anode vervielfacht. Allerdings haben MAPMT, wie in Abb. 2.7 zu erkennen, separierte Dynoden-Kanäle und Anoden. Sobald ein Photoelektron an der Kathode entsteht, wird dieses zur nächstliegenden Dynode gezogen und dann in den dahinterliegenden Dynoden vervielfacht. Sobald die vervielfachten Elektronen am Ende des Verstärkungsvorganges auf eine der separierten Anoden treffen können sie zu einem gewissen Teil dem Eintreffpunkt des Photons auf der Kathode zugeordnet werden. Dies ermöglicht eine höhere Ortsauflösung der eintreffenden Photonen. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass nicht jedes Photoelektron auch den exakt nächsten Weg auf die erste Dynode nimmt oder nicht während des Vervielfachungsvorganges aus dem "Dynoden-Orts-Kanal" ausbricht und auf einer anderen Anode registriert wird. Man nennt dieses Verhalten der überlappenden Ortskanäle **Crosstalk**.

### 2.3.7. Weitere Eigenschaften

Weitere Eigenschaften bzgl. der PMT-Güte sind Eigenschaften wie Lebensdauer, Strahlungsbeständigkeit und Magnetfeld-Abschirmung. So muss der PMT im CBM-RICH-Detektor über ein Jahr reiner Betriebsdauer etwa Ladungen von  $Q = 15 \text{ C/cm}^2$  verarbeiten können. Ebenfalls ist die Frontfensterbeständigkeit gegenüber Strahlung bei einem Experiment mit einer hohen Teilchenanzahl, wie dem CBM-Experiment, ein wichtiger Faktor. Da auch Magnete in

der näheren Umgebung des RICH-Detektors beim CBM-Experiment angeordnet sind, ist auch die Magnetfeld-Abschirmung eine wichtige Größe. Auf all diese Größen wird jedoch in dieser Thesis nicht näher eingegangen werden.

### 2.3.8. Untersuchte MAPMT

In dieser Arbeit wurden die Modelle H8500, H12700, R10552-103-M64 und R10552-03-M64 von Hamamatsu vermessen. Beim H12700 handelt es sich um eine Weiterentwicklung des H8500, der laut Angaben des Herstellers bessere Quanteneffizienz und Kollektionseffizienz gegenüber dem H8500 bieten soll. Die bessere Quanteneffizienz des H12700 soll durch eine neue Kathodenschicht erlangt worden sein, welche eine verbesserte BA-Kathodenvariante sein soll. Die Modelle R10552-103-M64 und R10552-03-M64 sind s.g. "Bare-Tubes", d.h. PMT ohne Spannungsteiler an den Dynoden. Sie eignen sich besonders gut zur Vermessung der QE, da der sonst aufgelötete Schaltkreis zur Dynoden-Spannungsversorgung hier entfällt und somit nicht entfernt werden muss (siehe Abschnitt 2.4). Der R10552-103-M64 ist hierbei die "Bare-Tube" des von Hamamatsu verkauften H10966B-103 mit SBA-Kathode, der R10552-03-M64 die "Bare-Tube" des H10966B-03 mit BA-Kathode. Es folgt in Tabelle 2.1 eine Übersicht der Eigenschaften der einzelnen PMT und welche Eigenschaften der PMT vermessen wurden.

Tabelle 2.1.: Übersicht der verwendeten MAPMT und deren Eigenschaften. Die effektive Messfläche lt. Datenblatt wurde hierbei durch Dividieren der Kathodenabmessung durch die Außenabmessung berechnet.

MAPMT-Typ	Außenabmessungen an Front	effektive Messfläche lt. Datash.	Fenstermaterial	Kathodenbeschichtung	Dyn.-anzahl	Datenblatt
H8500D-03	$52.0 \times 52.0 \text{ mm}^2$	88.8 %	UV-Glas	BA	12	[11]
R10552-103-M64 /H10966B-103	$52.0 \times 52.0 \text{ mm}^2$	88.8 %	UV-Glas	SBA	8	[11]
R10552-03-M64 /H10966B-03	$52.0 \times 52.0 \text{ mm}^2$	88.8 %	UV-Glas	BA	8	[11]
H12700B <i>Prototyp</i>	$52.0 \times 52.0 \text{ mm}^2$	87.0 %	Borosilicat	adv.BA	10	A.3

## 2.4. Messprinzip

In dieser Arbeit wird ein Prinzip zur Messung der Kollektionseffizienz erarbeitet. Hierbei stellt sich das Problem, dass Verstärkung, Quanteneffizienz und Kollektionseffizienz in einem normalen Mess/Verstärkungsprozess nicht voneinander trennbar sind. So wirkt die Kollektionseffizienz nur auf die Photoelektronen, die über die Quanteneffizienz aus der Kathode ausgelöst wurden. Und nur die Elektronen, die über die Kollektionseffizienz auf der ersten Dynode angelangt sind, werden mit statistisch schwankender Verstärkung an den weiteren Dynoden vervielfacht. Die Verstärkung lässt sich jedoch durch Betrachten einzelner Photonen als Messgröße eliminieren.

Mit anderen Worten ist bei Kenntnis der Quanteneffizienz  $QE$ , der Anzahl der auf dem PMT eintreffenden Photonen  $N_{\text{Photon,ein}}$  und der Anzahl der gemessenen Photonen  $N_{\text{Photon,mess}}$  die Kollektionseffizienz  $CE$  durch

$$CE = \frac{N_{\text{Photon,mess}}}{QE \cdot N_{\text{Photon,ein}}} \quad (2.7)$$

ermittelbar. Hierbei stellt sich jedoch das Problem, wie man an die Größen  $QE$ ,  $N_{\text{Photon,mess}}$  und  $N_{\text{Photon,ein}}$  gelangen kann.

### 2.4.1. Quanteneffizienzmessung

Die Größe der Quanteneffizienz ist durch Messen des unverstärkten Photostroms des PMT und den Vergleich mit dem Photostrom einer geeichten Photodiode messbar. Eine Photodiode zeichnet aus, dass jedes Photon, das auf die Photokathode trifft, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein elektrisches Signal produziert. Man spricht hier auch von der Quanteneffizienz der Photodiode. Ist nun dieser Wert der Quanteneffizienz für die geeichte Photodiode bekannt ( $QE_{\text{Diode}}(\lambda)$ ), so lässt sich folgender Zusammenhang, unter Betrachtung der Photoströme des PMT ( $I_{\text{PMT}}(\lambda)$ ) und der geeichten Photodiode ( $I_{\text{Diode}}(\lambda)$ ), zur Bestimmung der Quanteneffizienz des PMT herstellen. Weitere Faktoren der Formel sind die Dunkelströme sowohl der Photodiode ( $I_{\text{Diode,dunkel}}$ ), als auch des PMT ( $I_{\text{PMT,dunkel}}$ ).

$$QE_{\text{PMT}}(\lambda) = QE_{\text{Diode}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{PMT}}(\lambda) - I_{\text{PMT,dunkel}}}{I_{\text{Diode}}(\lambda) - I_{\text{Diode,dunkel}}} \quad (2.8)$$

Nun bleibt lediglich die Aufgabe, den Photostrom des PMT zu ermitteln. Die Messung des Photostroms lässt sich durch Kurzschließen der Dynoden erreichen. Sobald die Dynoden kurzgeschlossen sind, also alle Dynoden auf dem selben Potential liegen, wird jedes aus der Kathode ausgelöste Photoelektron auf eine der Dynoden gezogen, wo es zum Photostrom beiträgt. Sofern ein Elektron an einer Stelle außerhalb einer Dynode im PMT eine Ladungsansammlung erzeugt, werden wiederum alle weiteren Elektronen von dieser Ladungsansammlung abgestoßen und zu den Dynoden gelenkt. Das heißt, dass nach kurzer Zeit alle Elektronen auf den Dynoden landen müssen und somit zum Photostrom beitragen. Dieser Photostrom ist selbst bei hoher Photonenanzahl klein, da ein Elektron ohne Verstärkung lediglich eine Ladung um  $0.1 \text{ aC}$  hat.

### 2.4.2. Bestimmung der Kollektionseffizienz

Im Gegensatz zur Messung des Photostromes, wo jedes von der Photokathode emittierte Elektron zum Photostrom beiträgt, ist dies im normalen PMT-Betrieb mit Verstärkung nicht der Fall. Als zusätzlicher Faktor ist, wie bereits in 2.3.3 erwähnt, die Kollektionseffizienz zu betrachten. Die Kollektionseffizienz lässt sich daher durch Vergleich zwischen der Anzahl gemessener Photonen und dem Photostrom berechnen. Die Anzahl der verstärkten Photonen lässt sich durch Zählen der einzelnen Pulse an der Anode bei geringer Photoneinstrahlung auf den PMT messen. Hierbei ist zu beachten, dass selbst bei kleinsten Photonenströmen (geringe Helligkeit) nicht immer nur einzelne Photonen auf den PMT treffen, sondern auch mehrere Photonen quasi gleichzeitig (also innerhalb der zeitlichen Auflösung des PMT). Ist die Anzahl der verstärkten

Photonen gemessen, muss der Referenzwert der auf den PMT gestrahlten Photonen bestimmt werden. Dies geschieht wieder über eine Photodiode, über deren Photostrom man durch Division mit der Elementarladung  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  C die Anzahl an eingetroffenen Photonen auf der Diode erhält.

$$N_{\text{Photon,ein}}/t = QE_{\text{Diode,geeicht}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{Diode,geeicht}} - I_{\text{Diode,geeicht,dunkel}}}{e} \quad (2.9)$$

Wie in Abschnitt 2.4.1 bereits erwähnt, muss eine solche Messung jedoch bei einem hohen Photonenstrom stattfinden. Um  $N_{\text{Photon,mess}}$  und  $N_{\text{Photon,ein}}$  miteinander vergleichen zu können, muss also ein Filter bei der Messung der  $N_{\text{Photon,mess}}$  verwendet werden. Dieser hat eine Transmission von  $Tr_{\text{Filter}}$ .

### 2.4.3. Gesamte Messung

Insgesamt ergibt sich also für die Formel zur Kollektionseffizienzmessung:

$$CE = \frac{N_{\text{Photon,mess}}/t}{QE_{\text{PMT}} \cdot N_{\text{Photon,ein}}/t} \quad (2.10)$$

$$\text{mit } QE_{\text{PMT}}(\lambda) = QE_{\text{Diode}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{PMT}}(\lambda) - I_{\text{PMT,dunkel}}}{I_{\text{Diode}}(\lambda) - I_{\text{Diode,dunkel}}} \quad (2.11)$$

$$\text{und } N_{\text{Photon,mess}}/t = \frac{N_{\text{Photon,mess,abgeschwächt}}/t}{Tr_{\text{Filter}}} \quad (2.12)$$

$$\text{und } N_{\text{Photon,ein}}/t = QE_{\text{Diode}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{Diode}} - I_{\text{Diode,dunkel}}}{e} \quad (2.13)$$

$$\Rightarrow CE = \frac{\frac{N_{\text{Photon,mess,abgeschwächt}}/t}{Tr_{\text{Filter}}}}{QE_{\text{Diode}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{PMT}}(\lambda) - I_{\text{PMT,dunkel}}}{I_{\text{Diode}}(\lambda) - I_{\text{Diode,dunkel}}} \cdot QE_{\text{Diode}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{Diode}} - I_{\text{Diode,dunkel}}}{e}} \quad (2.14)$$

$$= \frac{N_{\text{Photon,mess,abgeschwächt}}/t}{QE_{\text{Diode}}^2(\lambda) \cdot Tr_{\text{Filter}} \cdot \frac{I_{\text{PMT}}(\lambda) - I_{\text{PMT,dunkel}}}{e}} \quad (2.15)$$

Wie bereits diskutiert, ermöglichen die Messungen der Einzelkomponenten bereits für sich aufschlussreiche Ergebnisse.



## 3. Quanteneffizienzmessungen

In diesem Abschnitt werden Messweise und Messergebnisse zu wellenlängen- und orts aufgelösten Quanteneffizienzmessungen aufgezeigt. Diese Ergebnisse zeigen deutlich die Unterschiede verschiedener PMT und werden später auch noch für die Kollektionseffizienzmessung in Kapitel 4 verwendet.

### 3.1. Der Versuchsaufbau

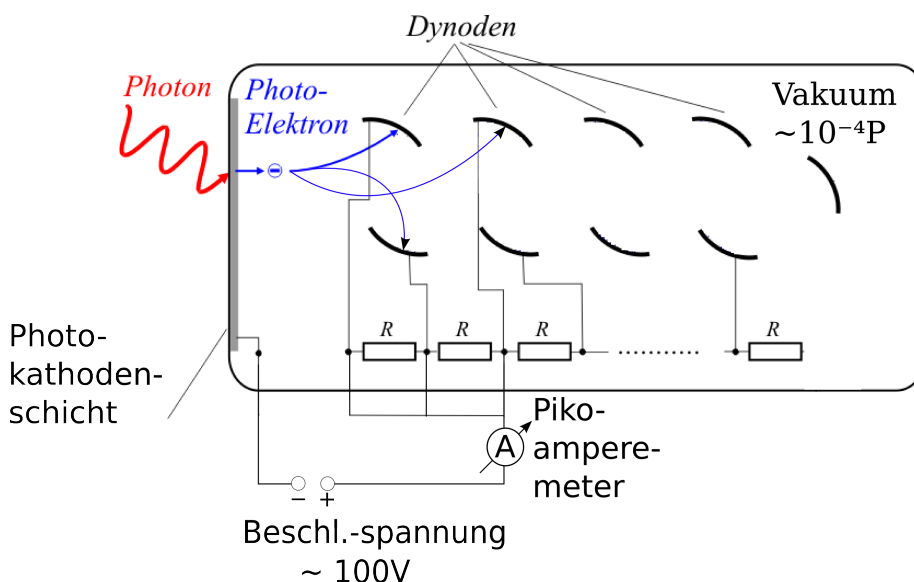


Abbildung 3.1.: Skizziertes Schaltbild zum Betreiben eines PMT ohne Verstärkung. Die Elektronik, die Dynoden und Kathode verbindet, wird hier als Base bezeichnet. Die Dynoden vervielfachen bei Verwendung dieser Base keine Elektronen, weshalb alle Elektronen nur genau einmal zum Photostrom zwischen Dynode und Kathode beitragen. Um die Photoelektronen in Richtung der Dynoden zu bewegen, wird zwischen Kathode und Dynode eine Spannung von etwa  $-100$  V angelegt.

Wie in 2.4.1 beschrieben, geht es in dieser Messung darum die Quanteneffizienz, über einen Vergleich zwischen geeichter Photodiode und PMT, zu bestimmen. Der PMT ist in diesem Fall ebenfalls ohne Verstärkung, also mit kurzgeschlossenen Dynoden zu betreiben. Des Weiteren muss sichergestellt sein, dass, wie in 2.4.1 beschrieben, alle Photoelektronen mit in den Photostrom über die Dynoden eingehen. Im Versuch zeigte sich, dass das Kurzschließen der ersten drei Dynoden ausreicht, um alle Photoelektronen zu detektieren (siehe hierzu Abb. A.3 im Anhang). Hierfür wurde von Jan Kopfer [12] eine eigene Base für die PMT gebaut. Eine Base ist normaler-

weise ein Aufsatz für einen PMT, der das Dynodensystem mit Widerständen verbindet und über einen weiteren Widerstand an die Kathode anbindet. Hier jedoch ist die Funktionsweise der Base anders (vgl. Abb. 3.1). Wie in der Abbildung zu sehen, ist es notwendig, die Widerstandskette, welche einen Kontakt zwischen Kathode und den Dynoden herstellt, zu unterbrechen. Bei den "Bare-Tubes" ist wie bereits beschriebenen, keine Widerstandskette vorhanden, weshalb diese PMT-Modelle direkt vermessen werden können. Bei den anderen PMT, welche über die Widerstandskette verfügen, wird lediglich der Widerstand zwischen Kathode und erster Dynode ausgelötet und somit der Schaltkreis unterbrochen. Um die Photoelektronen in Richtung der Dynoden zu bewegen, wird zwischen Kathode und Dynode eine Spannung von etwa  $-100\text{ V}$  angelegt.

### 3.1.1. Wellenlängenabhängige QE-Messung

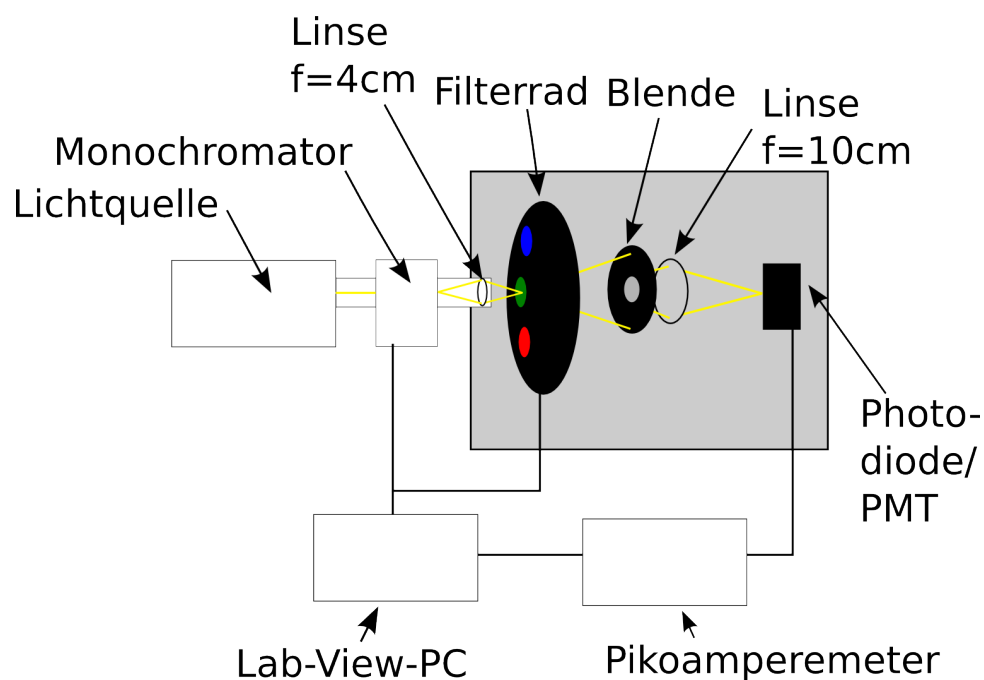


Abbildung 3.2.: Versuchsaufbau zur Quanteneffizienzmessung

Der Versuchsaufbau zur wellenlängenabhängigen Quanteneffizienzmessung ist in Abb. 3.2 dargestellt. Er besteht aus einer Lichtquelle, einem Monochromator, einem Filterrad und auf den PMT bzw. die Photodiode fokussierenden Linsen. Die Datenauslese geschieht über ein Pikoamperemeter, welches an die Photodiode bzw. den PMT angeschlossen und über das Programm "Lab-View" ausgelesen wird.

#### Monochromator

Der Monochromator CM110 Czerny-Turner von Spectral Products soll im Versuch immer nur eine bestimmte Wellenlänge der Lichtquelle auf den PMT oder die Photodiode strahlen lassen. Er besteht aus zwei Gittern, die jeweils für das Selektieren von Wellenlängen in verschiedenen Bereichen geeignet sind. Das erste Reflexionsgitter hat ein Intensitätsmaximum bei  $200\text{ nm}$  und



lässt Wellenlängen zwischen 180 nm und 450 nm selektieren. Das zweite Reflexionsgitter hat sein Intensitätsmaximum bei 500 nm und lässt Wellenlängen zwischen 330 nm und 1000 nm wählen. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Intensität bei Verwendung des zweiten Reflexionsgitters höher ist als die bei Verwendung des ersten. Somit ist in den Spektren bei 340 nm, also dem Punkt an dem das Gitter gewechselt wird, ein Sprung in der Intensität zu sehen. Dieser Sprung in der Intensität hat jedoch keinen Einfluss auf die spätere Messung, da er sowohl in der Messung mit der Photodiode, als auch in der Messung mit dem PMT auftritt und beide Messungen (siehe Gleichung 2.8) durcheinander geteilt werden, wodurch sich diese Unstetigkeit herausrechnet.

## **Filterrad**

Da durch ein Gitter periodisch Maxima in der Intensität erzeugt werden, ist es wichtig die Intensitätsmaxima höherer Ordnung zu unterdrücken. Dies geschieht mit Filtern, welche primär Wellenlängen über einer gewissen Wellenlänge transmittieren. Verwendet wurden Filter mit unteren Wellenlängengrenzen von 320 nm, 520 nm und 660 nm (siehe Abb. A.2 im Anhang). Diese auf dem Filterrad montierten Filter wurden bei jeweils 340 nm, 560 nm und 700 nm in den Strahlengang gedreht. Das Filterrad wird während des Versuchs durch einen kleinen Schrittmotor gedreht, welcher mittels eines Computers und dem Programm "Lab-View" angesteuert wird.

## **Lichtquelle**

Die Lichtquelle, bestehend aus einer Wolfram- und Deuterium-Lampe, soll ein möglichst breites und konstantes Lichtspektrum erzeugen. Hierfür lässt sich die Intensität der Wolframlampe über eine Prozentanzeige am Gehäuse regulieren. In Abb. 3.3 sind mehrere Spektren der Lichtquelle geplottet. Diese Spektren wurden mit der für die Hauptmessung ebenfalls verwendeten Photodiode sowie dem Aufbau aus Abb. 3.2 aufgezeichnet. Wichtig ist bei der Wahl der Intensität der Wolframlampe, dass zwischen 200 nm und 600 nm ein möglichst konstantes Spektrum entsteht. Der Bereich zwischen 200 nm und 600 nm ist deshalb wichtig, da in diesem Bereich die Quanteneffizienz der vermessenen PMT groß und für das CBM-Experiment interessant ist. Die Wichtigkeit der kurzen Wellenlängen für das CBM-Experiment hängt mit dem Spektrum des Čerenkov-Lichts (siehe Abb. 2.2) zusammen. Die Spektren zeigen, dass die Wolframlampe bei 50 % ihrer Maximalintensität betrieben werden sollte. Eine weitere wichtige Eigenschaft der Lampe ist ihre Aufwärmzeit, welche laut Handbuch [13] bei etwa 30 Minuten für die Deuterium-Lampe liegt und bei 90 Minuten für die Wolfram-Lampe. Diese Wartezeit wurde während aller Messungen eingehalten, obwohl lt. eigenen Messungen (siehe Abb. 3.5 in Abschnitt 3.2.3) auch etwa 15 Minuten als Wartezeit reichen würde. Da die ersten drei Messungen (95 %, 80 % und 15 %) jedoch in einem kürzeren Zeitintervall nach dem Anschalten der Lichtquelle gemessen wurden, ist, in Abb. 3.3, bei diesen Messungen ein deutlich zu geringer Photostrom im Bereich 200 nm bis 300 nm zu sehen. Normalerweise wäre an dieser Stelle von einem nahezu konstanten Photostrom auszugehen, da die Deuteriumlampe, welche in diesem Wellenlängenbereich strahlt, mit konstanter Intensität betrieben wird. Diese Messung im niederen Wellenlängenbereich zeigen gut, dass die Aufwärmzeit vor dem Experiment abgewartet werden sollte.

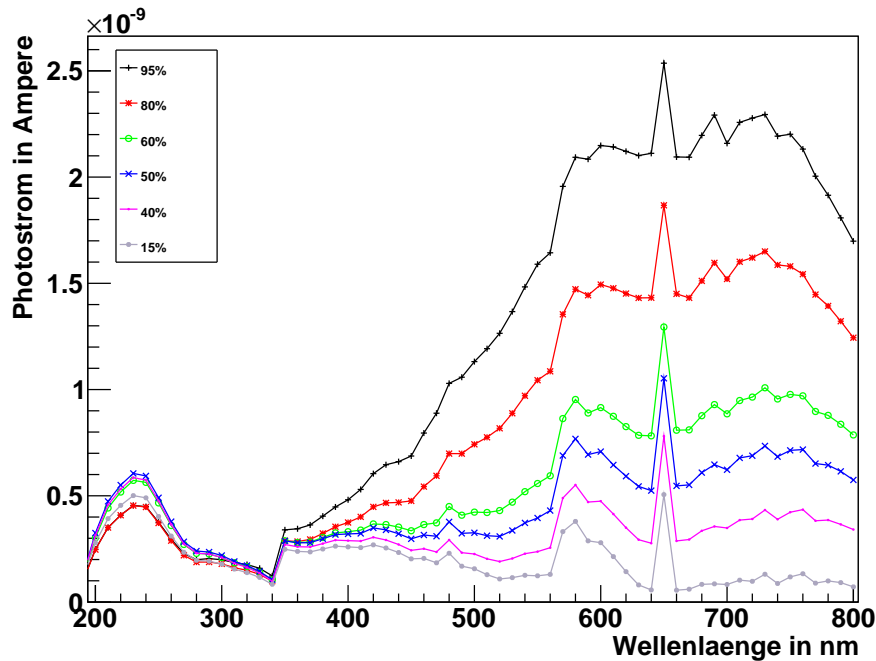


Abbildung 3.3.: Photostrom in Abhängigkeit der Wellenlänge für verschiedene Intensitäten der Wolframlampe in der Lichtquelle. Gemessen wurden diese Spektren mit der Photodiode und dem Aufbau aus Abb. 3.2. Die Prozentzahlen in der Legende entsprechen der prozentualen Intensität der Wolframlampe gegenüber ihrer maximalen Intensität. Da die Spektren lediglich zur Wahl der Wolframlampenintensität verwendet wurden, wurde auf eine Fehlerbetrachtung in diesem Plot verzichtet.

### Photodiode und Datenauslese

Die QE der verwendeten Photodiode (S1227-1010BQ,  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ), welche für die Berechnung der QE des PMT genau vermessen sein muss, wurde zuletzt 2010 vermessen. Diese Kalibration der Photodiode wurde mittels einer kalibrierten Photodiode aus München (S6337-01) vorgenommen und kann in [12] nachgelesen werden.

Zur Datenauslese der Photodiode und auch des PMT wird das Pikoamperemeter (KEITHLEY Model 6485 Picoammeter) verwendet. Das Pikoamperemeter wird ebenfalls über das Programm "Lab-View" am PC ausgelesen. Beim Pikoamperemeter ist zu beachten, dass dieses etwa 60 Minuten zum "Aufwärmen" braucht. Dieser Wert ist dem Handbuch [14] entnommen und wurde nicht erneut überprüft.

### Linsen- und Blendenaufbau

Da das Licht unfokussiert aus dem Monochromator austritt, jedoch sowohl durch den Filter transmittiert als auch auf die Diode fokussiert auftreffen soll, werden zwei Linsen verwendet. Diese sollen dafür sorgen, dass möglichst die volle Lichtintensität auf die Diode bzw. den PMT fällt. Die erste Linse mit einer Brennweite von 4 cm wird vor den Filter so in den Strahlengang eingesetzt, dass das Licht fokussiert auf den Filter strahlt. Da sich der Lichtstrahl nach dem Fil-

ter, aufgrund der kurzen Brennweite der ersten Linse, wieder schnell aufweitet, muss eine zweite Linse möglichst kurz hinter dem Filter eingesetzt werden. Da dies aber aufgrund Platzmangels nicht möglich ist, wird stattdessen eine Blende in den Strahlengang eingesetzt. Die Blende steht hierbei so dicht wie möglich hinter dem Filter. Sie dient dazu, ungewollte Reflexionen innerhalb der Dunkelkammer auszuschließen, da der Lichtkegel, nach der bis zur Linse zurückgelegten Distanz, schon zu groß wäre, um ihn komplett mit der Linse fokussieren zu können. Also wird die Blende so eingestellt, dass das Licht das die Blende passiert komplett auf die zweite Linse trifft. Die zweite Linse hat eine Brennweite von 10 cm und fokussiert den Lichtstrahl auf die Photodiode bzw. den PMT.

### **Ablauf einer Messung**

Eine Messreihe läuft wie folgt ab: Zuerst eine Diodenmessung, dann eine oder mehrere Messungen mit dem PMT und zuletzt erneut eine Diodenmessung. Die zwei Diodenmessungen sollen gewährleisten, dass evtl. zeitliche Schwankungen der Lichtquelle und des Pikoamperemeters registriert werden können. Die Diodenmessungen werden verglichen und, bei geringer Messabweichung ihr Mittelwert für die QE-Messung verwendet. Falls die Diodenmessungen stark differieren, wird die Messung (inklusive PMT-Messung) komplett neu gemacht, da von einem Fehler im Messablauf ausgegangen werden muss. Die Diodenmessungen und PMT-Messungen werden hierbei wie folgt durchgeführt:

1. Lampe, Monochromator, Filtrerradmotor und Pikoamperemeter einschalten.
2. Zum Einstellen des Fokus auf die Photodiode bzw. den PMT, den Monochromator auf 530 nm stellen. Diese Wellenlänge wird zum Einstellen verwendet, da sie im sichtbaren grünen Wellenlängenbereich liegt und gut sichtbar ist. Dann werden die Linsen und die Photodiode bzw. der PMT so im Strahlengang verschoben, dass ein möglichst kleiner Punkt auf der Photodiode bzw. des PMT entsteht. Da die Linsen jedoch einer chromatischen Aberration unterliegen, ist ein weiteres Verschieben der Photodiode bzw. des PMT um etwa 2 cm in Richtung Lichtquelle notwendig, um den Fokus während der gesamten Messung möglichst konstant zu halten.
3. Das Filtrerrad muss nun auf den Startpunkt gedreht und die Dunkelbox geschlossen werden.
4.
  - Photodiode: Die Restzeit bis zum Aufwärmen des Pikoamperemeters und der Lichtquelle warten.
  - PMT: Die Spannung zwischen Kathode und Dynoden anlegen. Ein Wert von  $-125\text{ V}$  ist ausreichend (wie in Abschnitt 3.2.4 noch diskutiert wird). Danach etwa 30 Minuten warten, bis der PMT einen relativ konstanten Dunkelstrom erreicht hat. Das Erreichen des konstanten Dunkelstroms kann natürlich auch durch wiederholte Messungen des momentanen Stroms am PMT überprüft werden.
5. Starten des Lab-View-Programms, welches zwischen dem jeweiligen Auslesen und Abspeichern der Werte des Pikoamperemeters folgende Schritte durchführt:

- 1 Verwenden des 1.Gitters und Rotieren des Filtrerrades auf die Position ohne Filter im Strahlengang.
  - 2 Einstellen von Wellenlängenwerten im Bereich von 200 nm bis 330 nm in 10 nm Schritten.
  - 3 Gitter- und Filterwechsel, d.h. nun wird das 2. Gitter und der 1. Filter (320 nm) verwendet.
  - 4 Einstellen von Wellenlängenwerten im Bereich von 340 nm bis 550 nm in 10 nm Schritten.
  - 5 Filterwechsel zum 2. Filter (520 nm).
  - 6 Einstellen von Wellenlängenwerten im Bereich von 560 nm bis 690 nm in 10 nm Schritten.
  - 7 Filterwechsel zum 3. Filter (660 nm).
  - 8 Einstellen von Wellenlängenwerten im Bereich von 700 nm bis 790 nm in 10 nm Schritten.
6. - Photodiode: Entnehmen der Diode aus der Dunkelbox.
- PMT: Abschalten der Spannung zwischen Kathode und Dynoden und Entnahme des PMT aus der Dunkelbox.

Nachdem alle Messdaten aufgenommen und abgespeichert wurden, wird mittels eines ROOT-Skripts unter Verwendung von Formel 2.8 die Quanteneffizienz berechnet. Die Fehler zu diesen Messungen werden noch in Abschnitt 3.2 diskutiert.

### **3.1.2. Ortsaufgelöste QE-Messung**

Der Versuchsaufbau zur ortsaufgelösten Quanteneffizienzmessung ist in Abb. 3.4 dargestellt. Er besteht aus einer Lichtquelle, welche über eine Lichtfaser auf die Photodiode bzw. den PMT strahlt. Die Lichtfaser ist an einem X-Y-Tisch befestigt, welcher den Lichtstrahl in horizontaler und vertikaler Richtung über das zu vermessende Objekt verschieben kann. Auch bei diesem Versuchsaufbau geschieht die Photodioden- bzw. PMT-Auslese über das Pikoamperemeter, das bereits in 3.1.1 beschrieben wurde.

#### **Lichtquelle**

Als Lichtquelle wurde ein gepulster Laser mit konstanter Wellenlänge bei 405 nm verwendet. Als Pulsrate wurde 1 GHz verwendet. Wichtig ist bei der Wahl der Pulsrate, dass der Laser möglichst viele Photonen emittiert, weshalb der Laser auf eine hohe Pulsrate gestellt werden sollte. Auch die Intensität des Lasers sollte möglichst hoch eingestellt werden. Diese wurde in diesem Experiment mit Hilfe eines Potentiometers an der Rückseite des Lasergehäuses auf ihr Maximum gestellt.

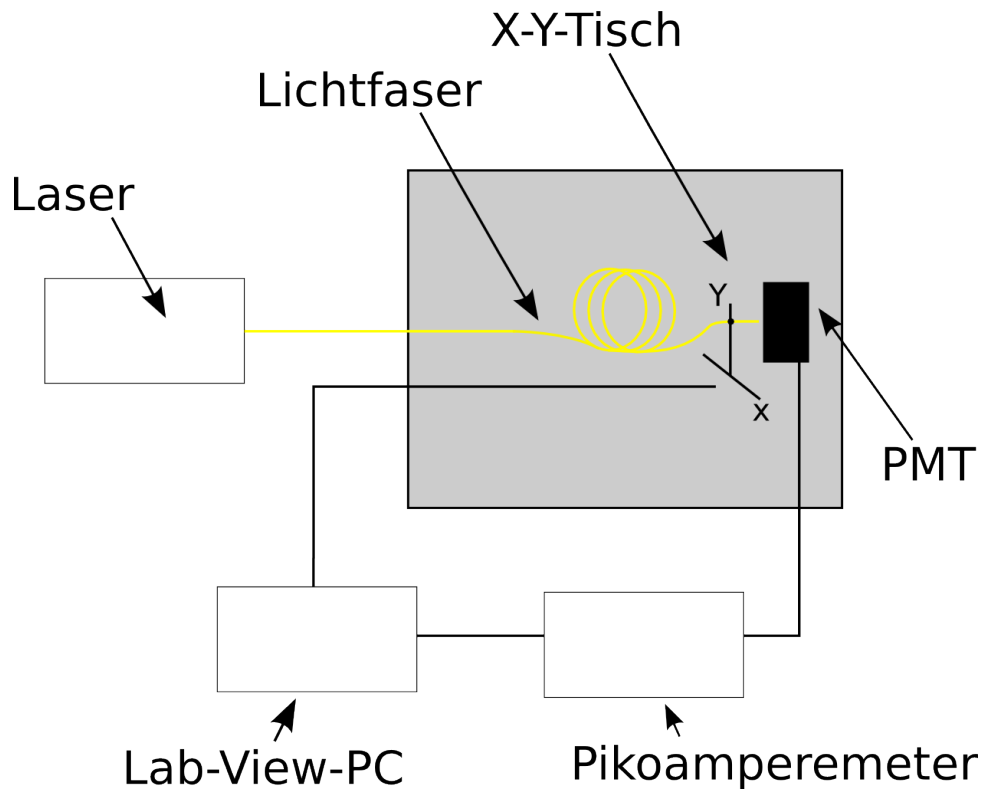


Abbildung 3.4.: Versuchsaufbau zur orts aufgelösten Quanteneffizienzmessung

### Lichtfaser

Das Laserlicht wird direkt über einen Schraubaufsatz in die Lichtfaser eingekoppelt. Die Abschwächung der Faser wurde nicht gemessen, liegt jedoch für 405 nm in einem Bereich, der für diesen Versuchsaufbau noch genügend Photonen auf den PMT und die Diode fallen lässt. Es ist darauf zu achten, dass die Lichtfaser nicht zu stark gebogen oder gar geknickt wird. Der Lichtfaser sollte daher genügend Platz hinter ihrer Aufhängung am X-Y-Tisch gegeben werden.

### X-Y-Tisch

Der X-Y-Tisch ist eine Konstruktion aus zwei miteinander verbundenen Schrittmotoren. Sie lassen eine Verschiebung des an ihnen eingespannten Gegenstandes in horizontaler und vertikaler Richtung zu. Die Verschiebung kann ebenfalls über das Programm "Lab-View" gesteuert werden, mit welchem auch bei diesem Versuchsaufbau die Daten ausgelesen werden. Bei der Messung ist zu beachten, dass die Schrittmotoren einige Zeit brauchen, um die vom Programm angegebene Bewegung auszuführen, weshalb das Pikoamperemeter immer erst nach einer gewissen Verzögerung ausgelesen werden sollte. Die Größenordnung der Verzögerung liegt bei 1 s.

### Ablauf einer Messung

Der Messablauf der orts aufgelösten Quanteneffizienz ähnelt dem der wellenlängenabhängigen Messung. So wird auch zu dieser Messung eine Diodenmessung vor und nach der PMT Messung durchgeführt. Die Diode wird nur an einer Stelle, der PMT orts aufgelöst vermessen. Die

Diodenmessung besteht lediglich aus einer einzelnen Messung des Photostroms mittels des Pikoamperemeters. Mittels "Lab-View" werden 10 Werte aufgezeichnet und aus diesen Daten ein Mittelwert mit Standardabweichung gebildet. Wiederum ist darauf zu achten, dass sich das Pikoamperemeter aufgewärmt hat. Der Laser dagegen erreicht seine volle Leistung nahezu sofort. Die Messung des PMT wird wie folgt durchgeführt:

1. Laser und Pikoamperemeter werden eingeschaltet und die Lichtfaser am X-Y-Tisch befestigt.
2. Der PMT wird nun in eine Haltevorrichtung eingespannt und mit der Base zur QE-Messung verbunden.
3. Der X-Y-Tisch wird nun in die Mitte seiner Verschiebereichweiten in horizontaler und vertikaler Richtung eingespannt.
4. Der PMT wird in einem Abstand von höchstens 1 cm vor den Lichtfaserausgang gestellt und so justiert, dass die Lichtfaser genau auf die Mitte des PMT strahlt.
5. Nun wird die Lichtfaser mittels des X-Y-Tisch mittig links und rechts sowie mittig nach oben und unten gefahren und die Abstände zum PMT jeweils verglichen. Stimmen die Abstände überein ist der PMT gut justiert.
6. Der X-Y-Tisch wird nun nach unten rechts (bei Sicht auf die PMT-Front) gefahren und die Dunkelbox geschlossen. Die momentane Lichtfaserposition ist dann in den gespeicherten Daten  $(x, y) = (0, 0)$ , wird jedoch später bei der Messauswertung auf  $(x, y) = (x_{max}, 0)$  gespiegelt.
7. An den PMT wird nun zwischen Kathode und den ersten drei Dynoden eine Spannung angelegt (Auch hier genügen  $-125$  V). Nun muss erneut gewartet werden bis der Dunkelstrom konstant ist.
8. Es wird nun das "Lab-View" Programm gestartet. In diesem sind sowohl Schrittweite in  $x$ - und  $y$ -Richtung als auch Schrittzahl auswählbar. In dieser Arbeit wurden jedoch immer 60 mm in 0.5 mm Schritten sowohl in  $x$ , als auch in  $y$ -Richtung abgefahren. Das Programm scannt (fährt und misst) dann zuerst eine Reihe in  $x$ -Richtung ab, fährt dann zurück zu  $x = 0$  und dann einen Schritt in positiver  $y$ -Richtung. Auch die Wartezeit der Messung für jeden Schritt, sowie das komplette Zurückfahren des X-Y-Tisches in  $x$ -Richtung muss eingestellt werden.
9. Abschalten der Spannung am PMT und Entnahme des PMT aus der Dunkelbox, bzw. Rückfahren des X-Y-Tisches für erneute Messung

Die gemessenen Daten werden mittels eines ROOT-Skripts eingelesen und gespiegelt, sodass die  $x$ - und  $y$ -Position des Plots auch den realen  $x$ - und  $y$ -Positionen, bei Sicht auf die Vorderseite des PMT, entsprechen. Danach wird vom Root-Skript wieder nach Formel 2.8 die Quanteneffizienz berechnet.

## 3.2. Fehlerquellen und Fehlerabschätzung

In diesem Abschnitt werden mögliche Fehlerquellen und deren Abschätzung diskutiert, sowie im letzten Unterabschnitt die Fehlerberechnung für den Gesamtfehler der QE-Messung nach Gauß berechnet.

### 3.2.1. Pikoamperemeterfehler

Der Fehler des Pikoamperemeters wurde dem zugehörigen Handbuch entnommen [14]. Die Fehler sind abhängig vom Messbereich des Pikoamperemeters, da dieses in den verschiedenen Messbereichen die interne Elektronik umschaltet. Die Fehler sind prozentual vom Messwert abhängig, haben jedoch für jeden Messbereich ein Fehleroffset. Die relevanten Messbereiche und Fehler sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

Tabelle 3.1.: Fehler für die bzgl. der QE-Messung relevanten Messbereiche des Pikoamperemeters.

Messbereich	Prozentualer Fehler	Fehleroffset
0-2 nA	0.4%	400 fA
2-20 nA	0.4%	1 pA
20-200 nA	0.2%	10 pA

### 3.2.2. Lampenintensitätsschwankung

Für die Messung ebenfalls wichtig zu wissen ist, wie stark die Intensität der Lampe über die Zeit schwankt. Um diese zu überprüfen, wurde mit der Photodiode und dem Versuchsaufbau aus Abb. 3.2 der Startvorgang der Wolframlampe (bei 50% der Maximalintensität) und danach der Deuteriumlampe aufgezeichnet. Die Wellenlänge am Monochromator wurde mittels des zweiten Gitters auf 530 nm gestellt und der erste Filter in den Strahlengang gedreht. Gemessen wurde alle 10 Sekunden über 5600 Sekunden bei der Wolframlampe und über 2700 Sekunden nach Zuschalten der Deuteriumlampe. Die Intensitätsverläufe über die Zeit sind in Abb. 3.5 dargestellt. Die Fehler wurden hierbei über die Fehler des Pikoamperemeters berechnet (siehe Tabelle 3.1). Ein Polynom 0.Grades wurde angefitet und zeigt, dass schon nach etwa 15 Minuten bei der Wolframlampe und nach etwa 5 Minuten bei der Deuteriumlampe die Schwankungen in der Lampenintensität nicht mehr vom Pikoamperemeter zu trennen sind. Dies ist am  $\chi^2/\text{NDF} = 0.617 < 1$  für den Fit der Kurve bei der Messung der Wolframlampe und dem  $\chi^2/\text{NDF} = 0.320 < 1$  für den Fit der Kurve bei der Messung mit beiden Lampen festzumachen. Dies zeigt, dass eine konstante Funktion (Polynom 0.Grades) den Intensitätsverlauf besser beschreibt als es die Pikoamperemeterfehler zuließen. Somit scheinen die Fehler des Pikoamperemeters sogar zu groß abgeschätzt zu sein.

### 3.2.3. Fehler bei Diodenmessungen

Die Fehler der Diode müssen zur späteren Fehlerbestimmung genau bestimmt werden und lassen sich in die in den folgenden Unterabschnitten beschriebenen Teilfehler unterscheiden.

#### Positionsabhängigkeit des Fokuspunktes auf der Diode

Die Abhängigkeit des Photostroms bzgl. der Position des Lichtpunktes auf der Oberfläche der Photodiode wurde nicht selbst vermessen. Der Fehler hierfür wurde [12] entnommen. Dort wurde ein orstabhängiger Scan des Photostroms an der Photodiode mittels des Aufbaus aus Abb. 3.4 durchgeführt. Er liefert den Plot in Abb. 3.6 als Ergebnis und weist eine Schwankung von maximal 2 % im Photostrom über den inneren Bereich von  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  auf. Diese 2 % werden im folgenden auf die Ungenauigkeit des Pikoamperemeters aufaddiert.

#### Dunkelstromgenauigkeit

Der Dunkelstrom wurde für die folgenden Messungen mit 0 A abgeschätzt. Diese Abschätzung genügt, da mit dem Pikoamperemeter für den Dunkelstrom der Diode im Mittel  $1.4 \cdot 10^{-14} \text{ A}$  mit einer Standardabweichung von  $1 \cdot 10^{-13} \text{ A}$  gemessen wurden. Dieser Wert samt Standardabweichung liegt jedoch im minimalen Fehlerbereich um 0 A des Pikoamperemeters von  $4 \cdot 10^{-13} \text{ A}$ . Im Folgenden wird also der Dunkelstrom der Diode mit  $0 \pm 4 \cdot 10^{-13} \text{ A}$  abgeschätzt.

#### Positionsabhängigkeit der Diode im Strahlengang

Die Abhängigkeit des Photostroms von der Position der Photodiode im Strahlengang wurde ebenfalls vermessen. Diese Messung ist in Abb. 3.7 dargestellt und zeigt vier wellenlängenabhängige Photostrommessungen bei verschiedenen Positionen der Photodiode im Strahlengang. Hierbei bezeichnet "x.0" die Position, welche in 3.1.1 ("Ablauf einer Messung" Punkt 2) als Startpunkt beschrieben wurde (2 cm vor dem Fokus bei 530 nm). In der Legende bedeutet +1cm ein Verschieben in Richtung Lichtquelle, -1cm ein Verschieben der Photodiode weg von der Lichtquelle. Auffallend ist, dass die Messwerte für alle Messungen sehr gut übereinstimmen, auch dies lässt darauf schließen, dass noch nicht einmal die 2% Abweichung auf der Photodiode erreicht wurden, also der Lichtpunkt extrem mittig positioniert wurde. Natürlich ist diese Messung stark abhängig von den Linsenpositionen sowie der Öffnung der Blende und sollte daher bei jedem Neuaufbau des Messaufbaus wiederholt werden.

### 3.2.4. Fehler bei PMT-Messungen

In diesem Abschnitt wird auf mögliche Fehlerquellen bei der Messung des Photostromes des PMT und deren Abschätzung für die folgenden Messungen eingegangen.

#### Dunkelstromgenauigkeit

Der Fehler des Dunkelstroms des PMT ergibt sich aus der Ungenauigkeit des Pikoamperemeters und der natürlichen Schwankung des Dunkelstroms. Um diese natürliche Schwankung des



Dunkelstroms zu messen, wurden verschiedene PMT in die Dunkelbox gestellt und ihr Photostrom nach 30 Minuten Wartezeit über 1000 Messungen vermessen. Dabei ergab sich aus diesen 1000 Messungen eine Standardabweichung vom Mittelwert (Dunkelstrom) von im Durchschnitt 15 % für jeweilig alle PMT. Diese Prozentzahl wurde für alle weiteren Messungen als Fehler auf den Dunkelstrom angenommen. Des Weiteren wurde einfachheitshalber bei der wellenlängenabhängigen Messung der QE der Wert als Dunkelstrom genommen, der im Bereich zwischen 700 nm und 790 nm im Betrag am kleinsten war. Dieser Wert lag in allen durchgeführten Probemessungen im Fehler des Dunkelstroms. Diese Dunkelstrombestimmung ist legitim, da wie in Abschnitt 3.3 noch gezeigt wird, in diesem Wellenlängenbereich die QE der Photokathode vernachlässigbar ist.

### **Einfluss der Dioden- und PMT-Geometrie**

Da der PMT über ein größeres Frontfenster als die Photodiode verfügt, muss überprüft werden, ob die größere Frontscheibe Streulicht oder weitere Lichtringe um den Lichtfokus einfängt. Um sicher zu gehen, dass solche Fehler keine Rolle spielen, wurde eine Blende mit rechteckigem Loch ( $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ) auf der Frontscheibe des PMT befestigt. Auch wurde eine Vergleichsmessung zwischen dem PMT mit und ohne Blende angefertigt (Abb. A.4 im Anhang), welche zeigen, dass diese eigentlich keine Rolle spielt. Da jedoch trotzdem alle Messungen mit Blende durchgeführt wurden, wird auf diese Messungen hier nicht weiter eingegangen.

### **3.2.5. Abhängigkeit des Photostroms von der Beschleunigungsspannung**

Um zu schauen wie sich der Photostrom gegenüber der zwischen Kathode und Dynoden angelegten Spannung (Beschleunigungsspannung) verhält, wurde eine Messreihe mit verschiedenen Beschleunigungsspannungen gemacht. Diese Messreihe ist auf der linken Seite in Abb. 3.8 gezeigt. Zu sehen ist, dass bei höherer Beschleunigungsspannung der Photostrom bei jeder Wellenlänge zunimmt. Das bedeutet aber, dass auch der Dunkelstrom im selben Maße zunimmt, weshalb keine Veränderung in der Quanteneffizienz des PMT auftritt. Daher ist die Quanteneffizienz ebenfalls in Abb. 3.8 dargestellt. Für die Quanteneffizienz sind zwar deutliche Schwankungen zu erkennen, welche jedoch alle im Fehlerbereich der Messung liegen und zudem mit der Beschleunigungsspannung unkorreliert sind.

### **3.2.6. Fehlerabschätzung**

Der gesamte Fehler zur Quanteneffizienzmessung wird unter Benutzung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet. Nach Gauß lautet der Fehler einer Funktion:

$$f(x_i \pm \Delta x_i) \text{ mit } i \in \{\mathbb{N} : i = 0 \dots k\} \quad (3.1)$$

$$\Rightarrow \Delta f = \sqrt{\sum_{i=0}^k \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2} \quad (3.2)$$

somit ergibt sich für die Quanteneffizienz:

$$QE_{\text{PMT}}(\lambda) = QE_{\text{Diode}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{PMT}}(\lambda) - I_{\text{PMT,dunkel}}}{I_{\text{Diode}}(\lambda) - I_{\text{Diode,dunkel}}} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow (\Delta QE_{\text{PMT}}(\lambda))^2 &= \left( \frac{I_{\text{PMT}}(\lambda) - I_{\text{PMT,dunkel}}}{I_{\text{Diode}}(\lambda) - I_{\text{Diode,dunkel}}} \cdot \Delta QE_{\text{Diode}} \right)^2 \\ &+ \left( \frac{QE_{\text{Diode}}}{I_{\text{Diode}}(\lambda) - I_{\text{Diode,dunkel}}} \cdot \Delta I_{\text{PMT}} \right)^2 \\ &+ \left( QE_{\text{Diode}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{PMT}}(\lambda) - I_{\text{PMT,dunkel}}}{(I_{\text{Diode}}(\lambda) - I_{\text{Diode,dunkel}})^2} \cdot \Delta I_{\text{Diode}} \right)^2 \\ &+ \left( \frac{QE_{\text{Diode}}}{I_{\text{Diode}}(\lambda) - I_{\text{Diode,dunkel}}} \cdot \Delta I_{\text{PMT,dunkel}} \right)^2 \\ &+ \left( QE_{\text{Diode}}(\lambda) \cdot \frac{I_{\text{PMT}}(\lambda) - I_{\text{PMT,dunkel}}}{(I_{\text{Diode}}(\lambda) - I_{\text{Diode,dunkel}})^2} \cdot \Delta I_{\text{Diode,dunkel}} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Hierbei sind die Fehler:

- $\Delta QE_{\text{Diode}} = 2\%$  absolut (entnommen aus [12]).
- $\Delta I_{\text{PMT}}$  die Fehler des Pikoamperemeters aus Tabelle 3.1.
- $\Delta I_{\text{Diode}} = 2\%$  vom Messwert, wie in Abschnitt 3.2.3 diskutiert.
- $\Delta I_{\text{PMT,dunkel}} = 15\%$  vom Dunkelstromwert, wie in Abschnitt 3.2.4 diskutiert.
- $\Delta I_{\text{Diode,dunkel}} = 400 \cdot 10^{-15}$  A, dem minimalen Fehler des Pikoamperemeters, wie in Abschnitt 3.2.3 diskutiert.

### 3.2.7. Positionsgenauigkeit des X-Y-Tisches

Die Schrittweite in mm musste für den X-Y-Tisch bestimmt werden. Diese wurde über das Einspannen eines Stiftes, welcher auf ein Papier zeichnete, vermessen. Es ergab sich für 4000 Steps in  $x$ - und  $y$ -Richtung jeweils eine abgefahrene Strecke von  $79.98 \text{ mm} \pm 0.05 \text{ mm}$ . Es sei angemerkt, dass die Strecke wegen einer leichten Krümmung des Stiftes wohl minimal zu klein abgeschätzt wurde. Im folgenden wird mit dem Wert  $0.02 \text{ mm/Schritt} \pm 0.00013 \text{ mm/Schritt}$  die  $x$ - und  $y$ -Position berechnet, was eine gute Näherung darstellt. Allerdings kann davon ausgegangen werden, dass die Schwankungen der einzelnen Schrittweiten noch deutlich geringer sein dürften als der angegebene Fehler.

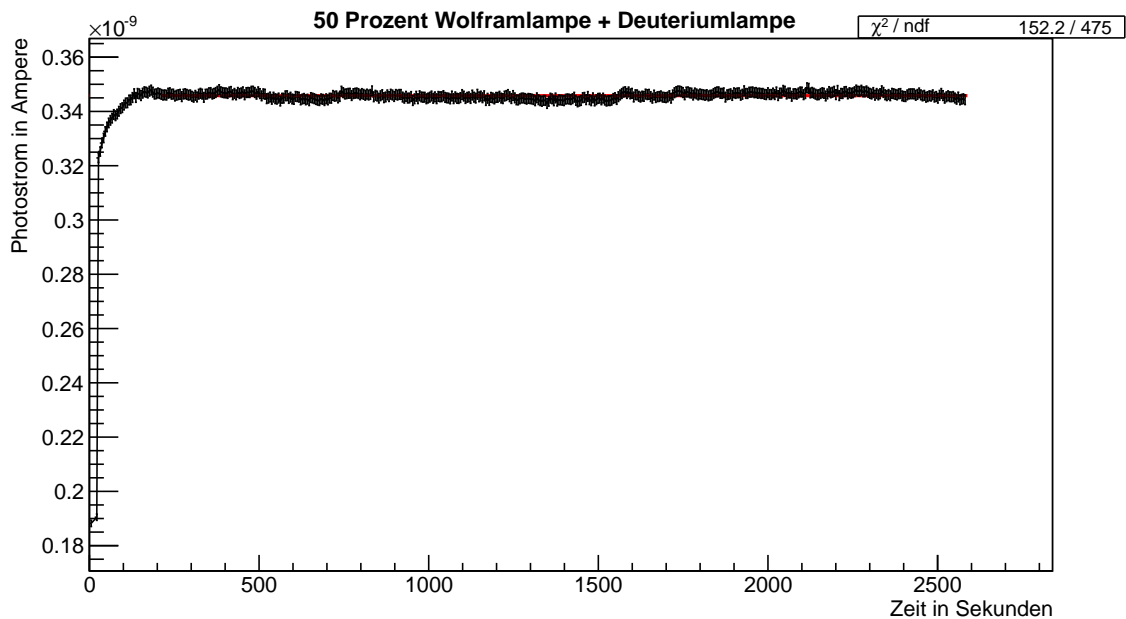
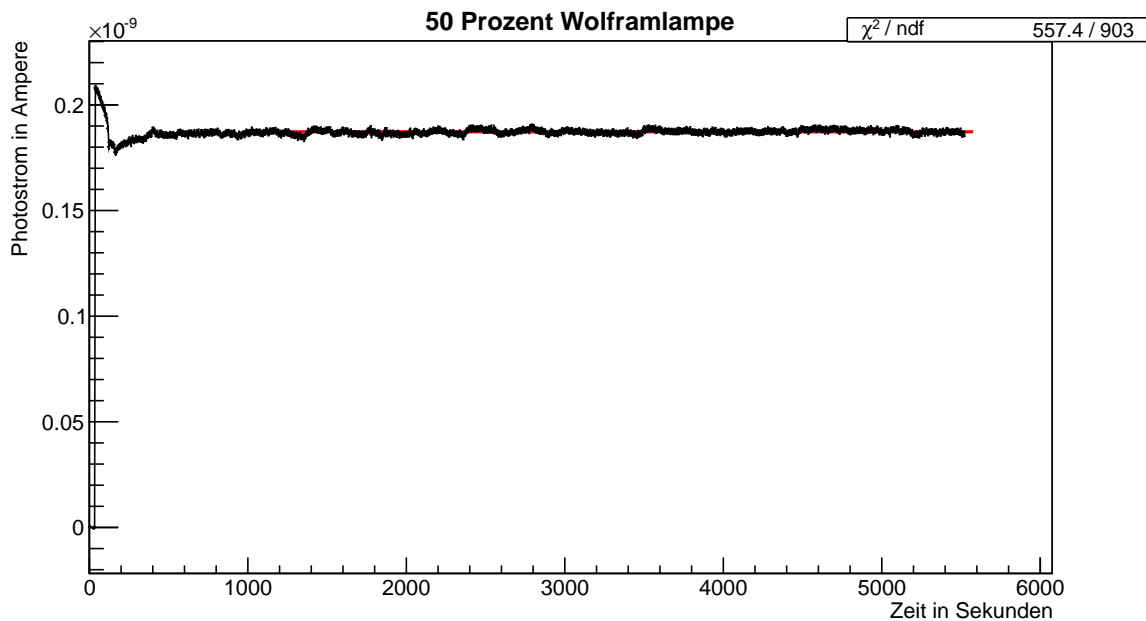


Abbildung 3.5.: In der oberen Abbildung ist der zeitliche Verlauf des Photostroms nach Anschalten der Wolframlampe zu sehen. Die Wolframlampe wird auf 50 % ihrer Maximalintensität betrieben. In der unteren Abbildung ist der zeitliche Verlauf des Photostroms nach zusätzlichem Anschalten der Deuteriumlampe zu sehen. Der Photostrom wird in beiden Abb. über die Photodiode nach Abb. 3.2 gemessen. Die Fehler der Werte sind die Fehler des Pikoamperemeters und wurden Tabelle 3.1 entnommen. Die rote Gerade im Plot ist ein Polynom 0.Grades und wurde an den Bereich nach 5 Minuten (bei der Deuteriumlampe) und 15 Minuten (bei der Wolframlampe) angefitet. Sie soll zeigen, dass schon nach der jeweiligen Zeit (5/15 Minuten) die eingestellte Intensität erreicht ist und die Schwankungen in der Intensität durch das Pikoamperemeter erklärt werden können.

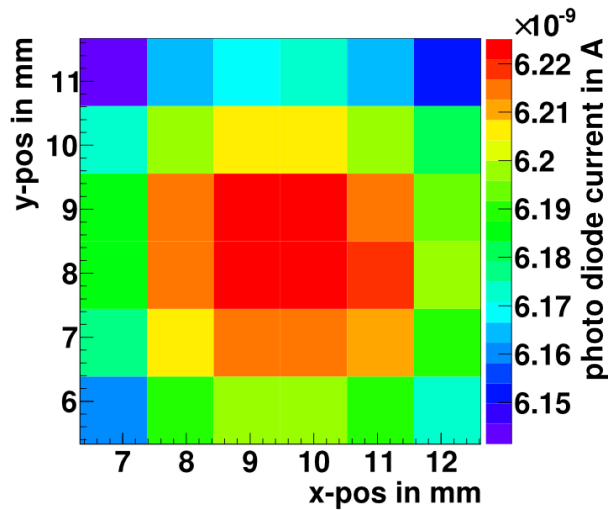


Abbildung 3.6.: Photostrom in Abhängigkeit der Einstrahlposition auf der Diode (entnommen aus [12]).

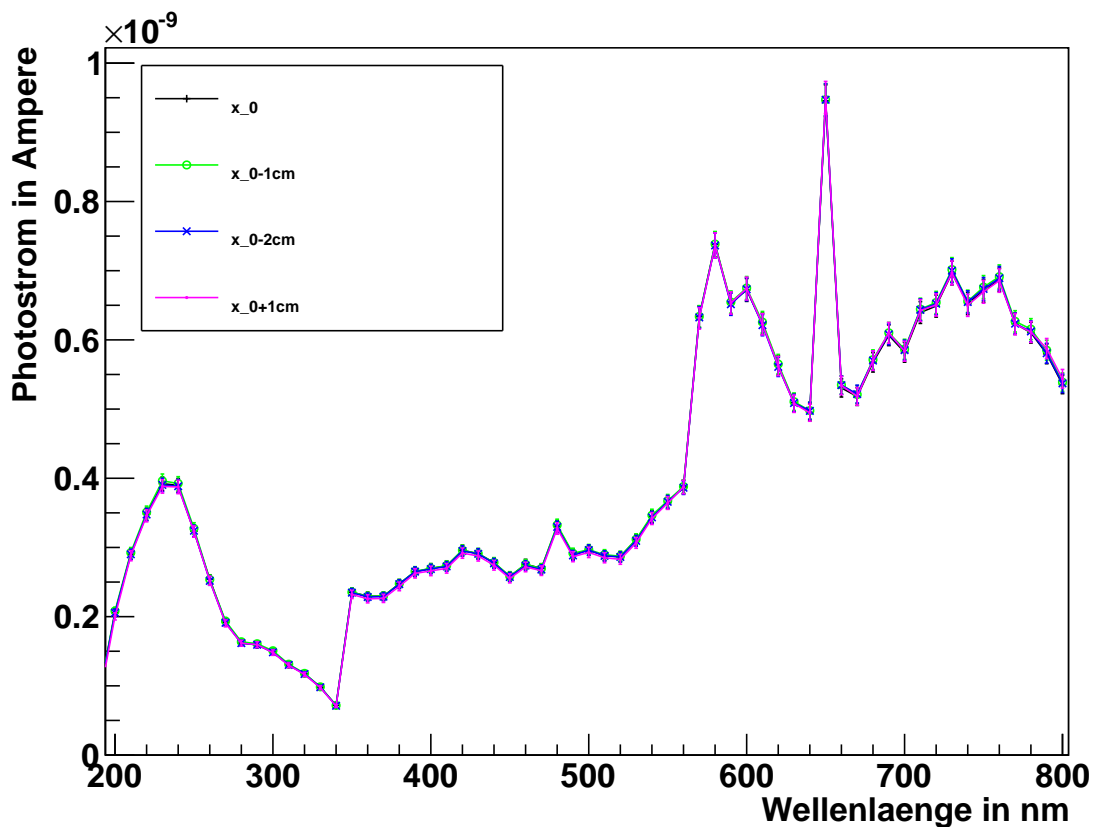


Abbildung 3.7.: Photostrom einer Photodiode gegenüber der Wellenlänge bei verschiedenen Positionen im Strahlengang. Hierbei ist "x\_0" die Position der Diode, welche 2 cm vor dem Fokus bei 530 nm liegt. In der Legende bedeutet -1cm ein Wegschieben der Diode von der Lichtquelle, +1cm analog.

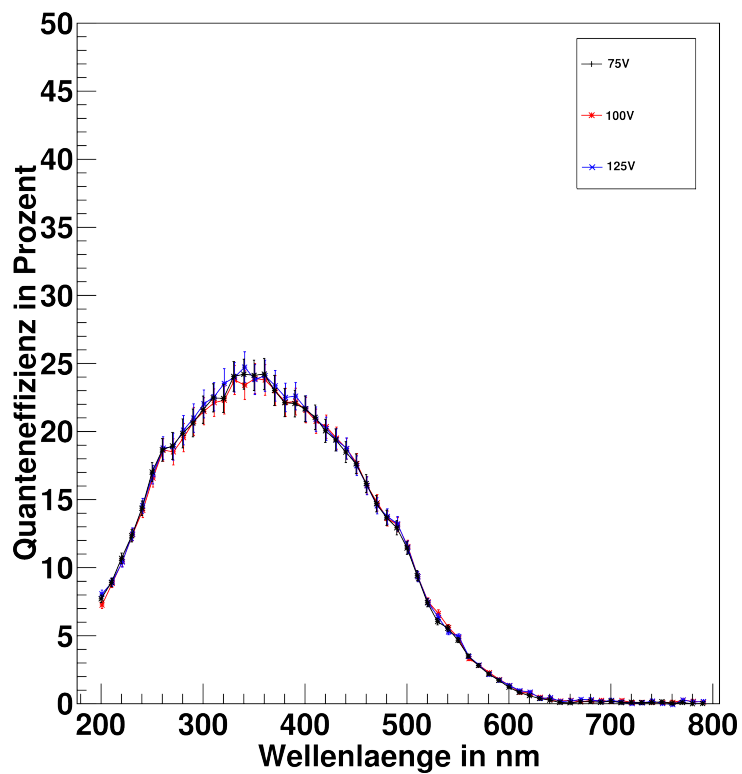
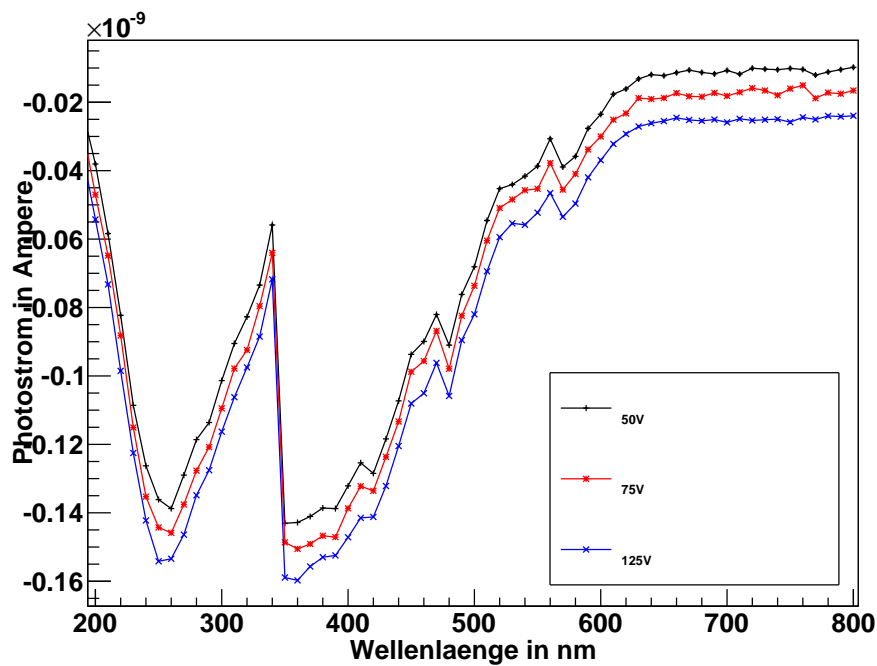


Abbildung 3.8.: In der oberen Abbildung ist der Photostrom des Photomultipliers (hier der R10552-03-M64) für verschiedene Wellenlängen bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen geplottet. Der Fehler ist der des Pikoamperemeters und somit in Tabelle 3.1 nachzulesen. Zu sehen ist ein Anstieg im Photostrom bei höherer Beschleunigungsspannung. Die untere Abbildung zeigt den Verlauf der Quanteneffizienz des PMT bei selber Messung. Die Fehler für diese Werte ergeben sich wie in Abschnitt 3.2.6 beschrieben.

### 3.3. Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge

In diesem Kapitel werden nun die einzelnen wellenlängenabhängigen Quanteneffizienzmessungen der verschiedenen PMT (siehe Tabelle 2.1) welche nach der Vorgehensweise aus Abschnitt 3.1.1 vermessen wurden, mit den Fehlern aus Abschnitt 3.2 gezeigt und diskutiert.

#### 3.3.1. R10552-103-M64

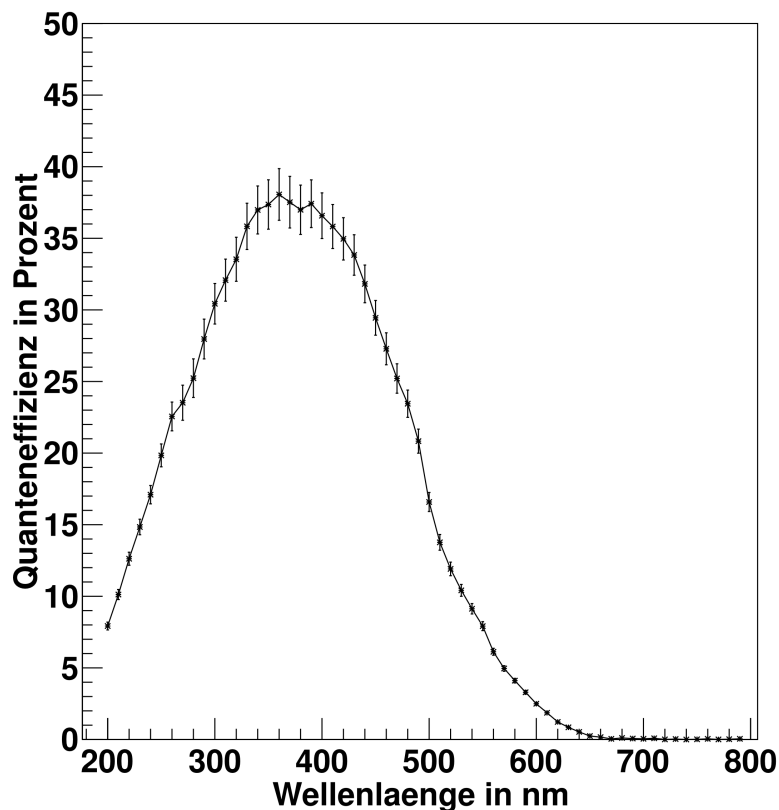


Abbildung 3.9.: Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den R10552-103-M64. Der PMT hat ein 8-stufiges Dynodensystem, UV-Glas als Frontscheibenmaterial und eine SBA-Kathode. Die Fehler der Messung wurden mittels Gleichung 3.3 berechnet.

Der R10552-103-M64 hat ein 8-stufiges Dynodensystem, UV-Glas als Frontscheibenmaterial und eine SBA-Kathode (siehe Tabelle 2.1). In dieser Messung ist natürlich die SBA-Kathode von besonderem Interesse, welche laut Hamamatsu eine Quanteneffizienz von etwa 35 % im Maximum erreichen kann. Die wellenlängenabhängige Quanteneffizienzmessung im Bereich von 200 nm bis 790 nm ist in Abb. 3.9 dargestellt. Der Plot zeigt einen Anstieg in der Quanteneffizienz im Bereich von 200 nm bis etwa 360 nm auf ein Maximum von etwa  $37.5\% \pm 2\%_{abs.}$ . Dieser maximale Wert für die Quanteneffizienz liegt bei dem von Hamamatsu angegebenen Wert. Die in Richtung kleinerer Wellenlängen abfallende Quanteneffizienz ist bis 260 nm eine Eigenschaft der Kathode. Allgemein ist der Abfall in Richtung kleinerer Wellenlängen jedoch

dem Frontfenstermaterial zuzuschreiben. Der Abfall zu längeren Wellenlängen ist alleinig dem Kathodenmaterial zuzuordnen. Der Abfall kommt dadurch zu stande, dass die Energie der Photonen bei hohen Wellenlängen zu niedrig ist, um Elektronen an der Photokathode erzeugen zu können.

Der bei 260 nm auftretende "Knick" in der Quanteneffizienz könnte mit der geringer werdenden Transparenz des Frontglases zu tun haben, denn das verwendete UV-Glas ist absolut undurchsichtig bei 185 nm. Diese Vermutung ist nicht durch diese Messung belegbar, da sie am Knick Fehler aufweist, die eine Kurve ohne Knick ermöglichen würden. Es sei jedoch hier schon vorweggenommen, dass ein ähnlicher "Knick" in bei allen vermessenen PMT mit UV-Glas auftritt. Weitere interessante Verläufe der QE, die auf die Kathode zurückgeführt, aber nicht erklärt werden können, liegen bei 490 nm und 550 nm. Allerdings ist zu beachten, dass die leichte (auch hier im Fehler liegende) Schwankung bei 550 nm zu 560 nm ein Artefakt der Messung sein könnte, da genau an dieser Stelle die Filter gewechselt werden. Eine weitere Stelle an der ein solches Messartefakt auftreten könnte, läge bei 330 nm auf 340 nm. Bei dieser Wellenlänge ist jedoch keine "Anomalie" im QE-Verlauf zu erkennen. Wie bereits erwähnt, liegen alle eventuellen Schwankungen um den erkennbaren Verlauf der Quanteneffizienz im Fehler der Messung. Die Fehler scheinen allgemein gut abgeschätzt zu sein. So sind gerade im Bereich größter Fehler, also im Bereich größter Quanteneffizienzen starke Schwankungen zu erkennen ("Zick-Zack-Verlauf" bei 380 nm). Allerdings ist unklar, ob die Fehler bei den kleinsten Messwerten wirklich so gering wie berechnet sind. Allgemein wäre es gut, einen PMT mit dem selben Versuchsaufbau mehrmals hintereinander zu vermessen, um die Fehler und Schwankungen statistisch zu reduzieren. Ein geringerer Fehler ermöglicht ein besser interpretierbares QE-Spektrum. Insgesamt zeigt dieses Spektrum gut die Eigenschaften einer SBA-Kathode.

### 3.3.2. R10552-03-M64

Der R10552-03-M64 hat ein 8-stufiges Dynodensystem, UV-Glas als Frontscheibenmaterial und eine BA-Kathode (siehe Tabelle 2.1). In dieser Messung liegt das Interesse erneut auf der BA-Kathode, die laut Hamamatsu eine Quanteneffizienz von etwa 25 % im Maximum erreichen kann. Die wellenlängenabhängige Quanteneffizienzmessung im Bereich von 200 nm bis 790 nm ist in Abb. 3.10 dargestellt. Der Plot zeigt einen Anstieg in der Quanteneffizienz im Bereich von 200 nm bis etwa 350 nm auf ein Maximum von  $24\% \pm 1\%_{abs.}$ . Dieser maximale Wert für die Quanteneffizienz liegt bei dem von Hamamatsu angegebenen Wert.

Der Abfall der QE in Richtung kleinerer Wellenlängen, der auch schon beim R10552-103-M64 zu sehen war, ist hier weniger steil. Allerdings tritt auch bei diesem PMT-Modell ein "Knick" in der Quanteneffizienz bei 260 nm zu 270 nm auf. Bei diesem PMT ist der "Knick" sogar noch deutlich stärker zu sehen, als zuvor. Da ein systematischer Messfehler an dieser Stelle nicht gefunden werden konnte, muss davon ausgegangen werden, dass dieser "Knick" kein Fehler in der Messung, sondern wirklich eine Eigenschaft des PMT ist. Da sich im Gegensatz zur Messung zuvor lediglich die Kathodenart geändert hat, das Fenster jedoch das gleiche ist, könnte diese Eigenschaft wie bereits erwähnt eine Abschwächung der Strahlung durch das Frontfenster sein. Dies würde jedoch bedeuten, dass in diesem Wellenlängenbereich unter 260 nm ein weiterer Anstieg der QE durch die Kathode vorläge, und zwar sowohl bei BA-, als

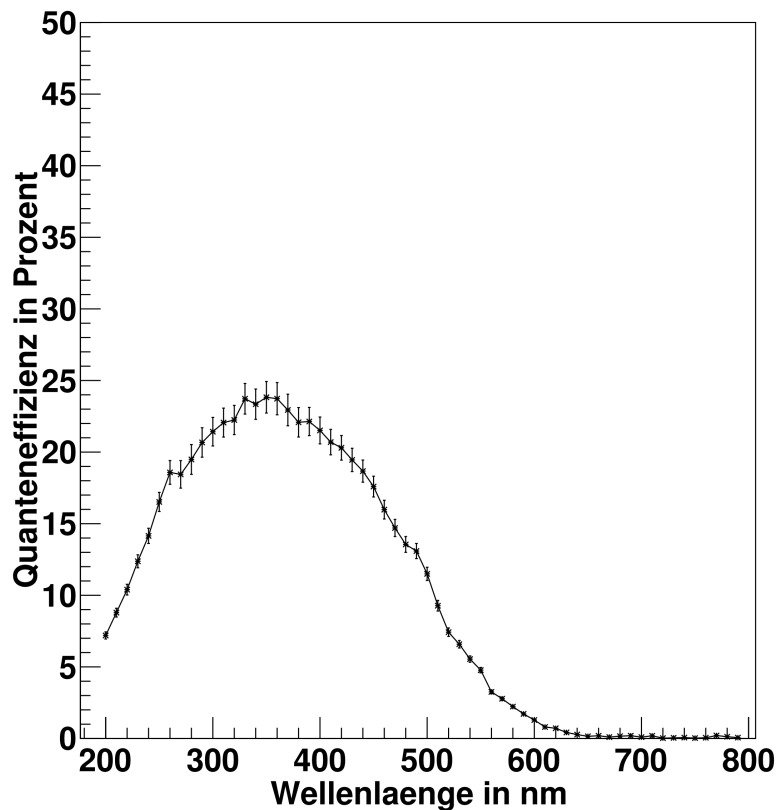


Abbildung 3.10.: Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den R10552-03-M64. Der PMT hat ein 8-stufiges Dynodensystem, UV-Glas als Frontscheibenmaterial und eine BA-Kathode. Die Fehler der Messung wurden mittels Gleichung 3.3 berechnet.

auch bei SBA-Kathoden. Diese These kann durch den Vergleich mit QE-Messungen zu MCP (Multichannelplate-Photomultiplier) mit BA-Kathode und Quarzglas unterstützt werden (siehe hierzu [15]). Die Messungen zu diesen PMT zeigen einen Anstieg der QE für BA-Kathoden im Bereich von 250 nm bis 200 nm. Die MCP können mit MAPMT verglichen werden, da sie sich lediglich in der Dynoden-Art unterscheiden, welche aber keinen Einfluss auf die QE hat. Leider sind jedoch keine genauen Informationen über die Ähnlichkeit von SBA- und BA-Kathoden bekannt, weshalb eine solche Überlegungen nicht verifiziert werden können. Die weiteren interessanten Verläufe in der QE liegen erneut bei bei 490 nm und 550 nm. Auch diese sind in dieser Messung ausgeprägter, jedoch auf die selbe Weise "erklärbar" wie im vorherigen Abschnitt. Für die Fehler gilt auch hier wieder, dass diese im Allgemeinen gut abgeschätzt sind, jedoch bei kleinen Quanteneffizienzen zu klein erscheinen.

### 3.3.3. H8500D-03

Der H8500D-03 hat ein 12-stufiges Dynodensystem, UV-Glas als Frontscheibenmaterial und eine BA-Kathode (siehe Tabelle 2.1). In dieser Messung ist die BA-Kathode von besonderem



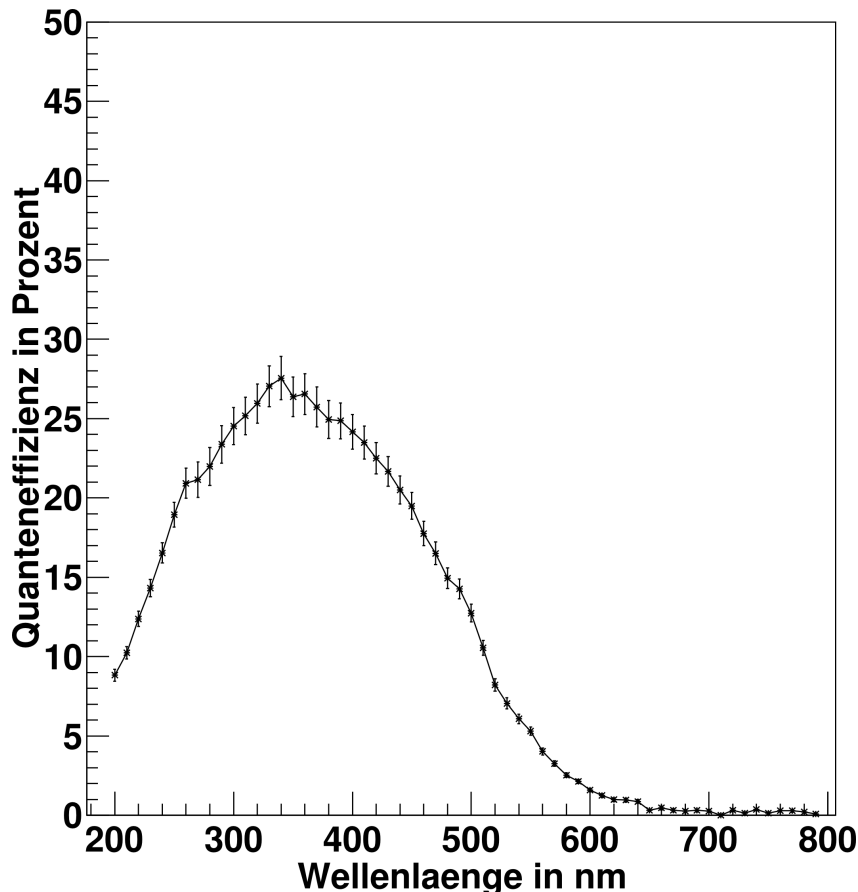


Abbildung 3.11.: Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den H8500D-03. Der PMT hat ein 12-stufiges Dynodensystem, UV-Glas als Frontscheibenmaterial und eine BA-Kathode. Die Fehler der Messung wurden über Gleichung 3.3 berechnet.

Interesse, welche laut Hamamatsu eine Quanteneffizienz von etwa 25 % im Maximum erreichen kann. Die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz im Bereich von 200 nm bis 790 nm ist in Abb. 3.11 dargestellt. Der Plot zeigt einen Anstieg der Quanteneffizienz im Bereich von 200 nm bis etwa 320 nm auf ein Maximum von  $27\% \pm 1\% \text{ abs.}$ . Dieser maximale Wert liegt bei dem von Hamamatsu angegebenen Wert.

Erneut zu sehen sind die "Knicke" im QE-Verlauf bei 260 nm, 490 nm und 550 nm, die wie zuvor erklärt werden können. Gut zu sehen ist hierbei, dass die "Stärke der Knicke" etwa zwischen der des R10552-03-M64 und R10552-103-M64 liegt. Auffällig bei dieser Messung ist ein atypischer Quanteneffizienzverlauf im Maximum. Bisher war um das Maximum eine Art Plateau zu erkennen, bei dem die Quanteneffizienz im Bereich der nächsten Wellenlängen relativ konstant blieb (meist über mindestens 40 nm). Hier jedoch fällt die Quanteneffizienz direkt nach Erreichen des Maximums ab. Zwar ließe sich unter Berücksichtigung der Fehler auch ein Plateau interpretieren, allerdings würde dann die maximale Quanteneffizienz tiefer liegen (etwa bei  $26\% \pm 1\% \text{ abs.}$ ).

Ein weiterer interessanter Punkt ist eine Schwankung im Dunkelstrom, was an der Schwankung der QE bei Wellenlängen größer als 700 nm zu erkennen ist. Diese Schwankung ist auf-

grund der sehr kleinen Fehler in diesem Bereich nicht nachvollziehbar und trat auch bei sonst keinem PMT auf. Normalerweise könnte an dieser Stelle vermutet werden, dass nicht lange genug auf das Beruhigen des Dunkelstroms gewartet wurde. Dies wurde allerdings vor der Messung überprüft und kann somit als Fehlerquelle ausgeschlossen werden. Auch hier gilt, dass die Fehler bei kleinen Quanteneffizienzen wohl zu gering abgeschätzt wurden.

### 3.3.4. H12700B

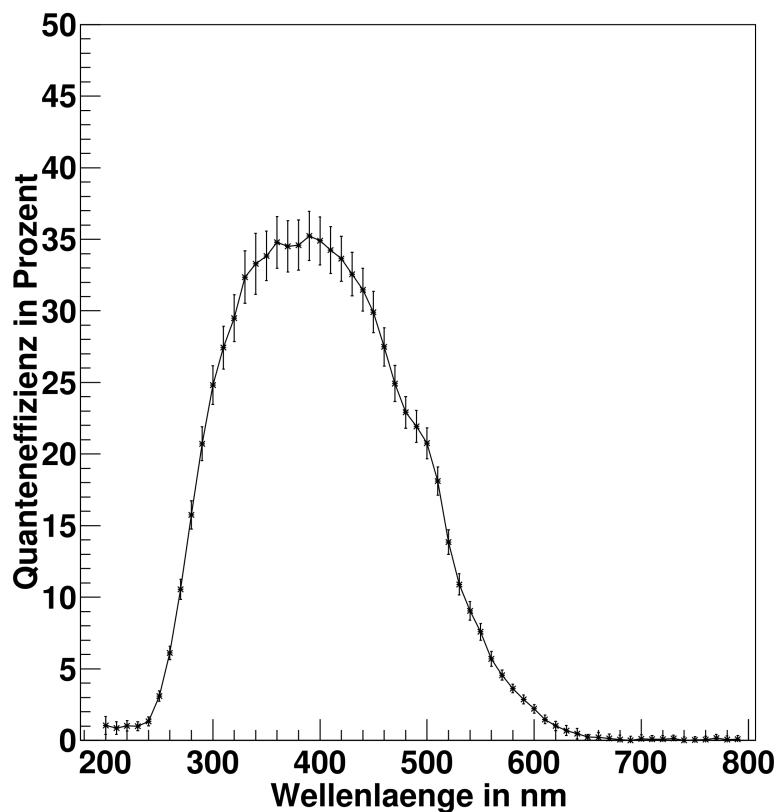


Abbildung 3.12.: Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den H12700B. Der PMT hat ein 12-stufiges Dynodensystem, UV-Glas als Frontscheibenmaterial und eine BA-Kathode. Die Fehler der Messung wurden mittels Gleichung 3.3 berechnet.

Der vom Hamamatsu an die Uni-Wuppertal verliehene Prototyp H12700B hat ein 10-stufiges Dynodensystem, Borosilikat-Glas als Frontscheibenmaterial und eine advanced-BA-Kathode (siehe Tabelle 2.1). Die advanced BA-Kathode, welche laut Hamamatsu eine Quanteneffizienz zwischen der einer SBA-Kathode und der einer BA-Kathode haben soll, ist in dieser Messung von besonderem Interesse. Diese Kathodenart wurde noch nie zuvor bei einem PMT verwendet und könnte ein bedeutender Schritt in Richtung SBA-Kathode für 2 Inch MAPMT mit mehr als 8-Dynoden sein. Die wellenlängenabhängige Quanteneffizienzmessung im Bereich von 200 nm bis 790 nm ist in Abb. 3.12 dargestellt. Der Plot zeigt einen Anstieg in der Quanteneffizienz im

Bereich von 240 nm bis etwa 360 nm auf ein Maximum von  $35\% \pm 2\%_{abs.}$ .

Deutlich zu sehen ist ein stärkerer Abfall der Quanteneffizienz zu kleinen Wellenlängen, als dies bei den anderen PMT zuvor der Fall gewesen war. Dies ist natürlich durch das hier verwendete Borosilikat-Glas zu erklären. Bemerkenswert hierbei ist, dass der von Hamamatsu angegebene Wert zur Transmittanz bis minimal 300 nm nicht gut mit dieser Messung in Übereinstimmung gebracht werden kann. Das ließe sich nur dadurch erklären, wenn Hamamatsu diesen Cutoff bei 50% der maximalen Transmittanz setzt. So ist bei 300 nm eine noch deutlich vorhandene Quanteneffizienz von etwa  $25\% \pm 1\%_{abs.}$  zu erkennen, während eigentlich dort wegen des Borosilikatglases eine Quanteneffizienz von 0 vorliegen sollte. In diesem Zusammenhang ebenfalls unverständlich ist die von 0 abweichende Quanteneffizienz bei 200 nm bis 240 nm. Sie lässt sich nur durch auftreten langwelligeren Streulichts im Strahlengang im Monochromator erklären.

An sonsten weist dieser PMT die bisher gesehenen Eigenschaften der Quanteneffizienz auf. So ist um das Maximum ein Plateau zu erkennen und bei 490 nm auf 500 nm ein weicher "Knick". Der bei 550 nm ebenfalls bisher immer sichtbare "Knick" ist bei dieser Messung nicht zu erkennen. Auch hier liegen die Fehler im Rahmen der übrigen Messungen.

### 3.3.5. Vergleich der verschiedenen Modelle und Zusammenfassung

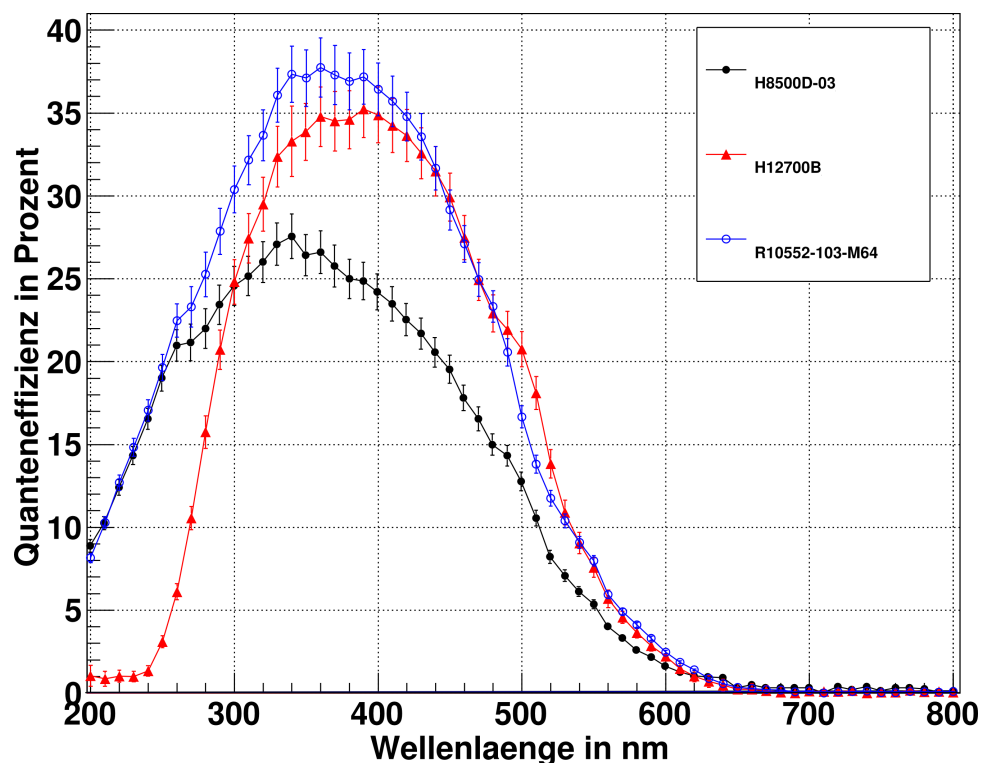


Abbildung 3.13.: Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den R10552-103-M64 (8 Dynoden, SBA), H8500D-03 (12 Dynoden, BA) und H12700B (10 Dynoden, adv.BA). Die Fehler der Messung wurden mittels Gleichung 3.3 berechnet.

In diesem Abschnitt werden die Modelle R10552-103-M64, H8500D-03 und H12700B di-

rekt miteinander verglichen. Da es lediglich um den Vergleich der verschiedenen Kathodentypen geht, wird hierbei von einem Vergleich mit dem R10552-03-M64 abgesehen. Die wellenlängenaufgelösten Quanteneffizienzen aller drei PMT sind in Abb. 3.13 dargestellt. Gut zu sehen ist, dass die von Hamamatsu neu entwickelte "advanced" BA-Kathode eine deutlichen höhere Quanteneffizienz im Maximum erzielt, als dies von Hamamatsu selbst berichtet wurde. Der sonstige QE-Verlauf der adv. BA-Kathode, bei Wellenlängen größer der des Maximums, ist gleich und z.T. sogar größer dem der SBA-Kathode. Der Unterschied zwischen UV- und Borosilikatglas ist gut erkennbar. So bewirkt das Borosilikatglas des H12700B einen früheren und steileren Abfall der QE bei Wellenlängen unter 300 nm. Allerdings ist in dieser Gegenüberstellung der einzelnen QE-Spektren besser erkennbar, dass auch H8500 und R10552-103-M64 einen dem H12700B ähnlichen Abfall in der Quanteneffizienz vor 300 nm haben. Der bereits angesprochene "Knick" bei 260 nm, dessen Form auf einen Ursprung außerhalb der Kathode schließen lässt (z.B. Fenstermaterial) ist ebenfalls zu sehen. Die Fehler scheinen, wie bereits erwähnt, hinreichend genau abgeschätzt, jedoch bei großen Quanteneffizienzen zu groß und bei kleinen Quanteneffizienzen zu klein gegenüber der im QE-Verlauf sichtbaren Schwankung.

### 3.4. Ortsabhängigkeit der Quanteneffizienz

In diesem Kapitel wird die ortsaufgelöste Quanteneffizienz nach 3.1.2 vermessen. Neben der Homogenität der ortsaufgelösten Quanteneffizienzmessung ist ein wichtiger Punkt die sog. effektive Fläche. Dies ist die Fläche, welche eine Quanteneffizienz oberhalb einer gewissen, meist prozentual festgelegten Schwelle hat. Diese effektive Fläche wird ebenfalls in diesem Kapitel vermessen und verglichen.

#### 3.4.1. H12700B

Die ortsaufgelöste Quanteneffizienzmessung des PMT-Prototypen H12700B bei 405 nm ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Für die Messung wurde der PMT so eingespannt, dass der auf den fokussierenden Elektroden eingezeichnete Pfeil oben links zu sehen war und nach rechts zeigte. Im linken Plot wird eine minimale Quanteneffizienzschwelle von 30 % verwendet, so dass niedrigere Werte nicht im Plot erscheinen. Interessant ist hierbei, dass der PMT bei dieser Schwelle einen leicht trapezförmigen Umriss hat. Um ausschließen zu können, dass dieser Umriss durch ein falsches Einspannen des PMT in die Messvorrichtung zustande kommt, wurde im rechten Plot eine logarithmische Darstellung der Messwerte ohne Quanteneffizienzschwelle gewählt. In dieser logarithmischen Darstellung ist deutlich das Fenster des Außengehäuses und dessen waagerechte Ausrichtung zu sehen. Es handelt sich also in der linken Abbildung um eine Eigenschaft des PMT, der rechtsseitig schlechtere Quanteneffizienzen aufweist. Das passt auch zum restlichen Verlauf der Quanteneffizienz, dessen Gradient von kleinen zu großen  $x$ -Werten abfällt.

Auffallend ist zudem ein deutlich sichtbares Gittermuster auf dem PMT, das dem fokussierenden Elektrodengitter ähnelt. Hierfür bieten sich zwei Erklärungen an. Entweder wurde beim Bedampfen des PMT (wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben) das Röhrchen mit dem Kathodenmaterial lediglich bis hinter die fokussierenden Elektroden geschoben, oder die fokussierenden

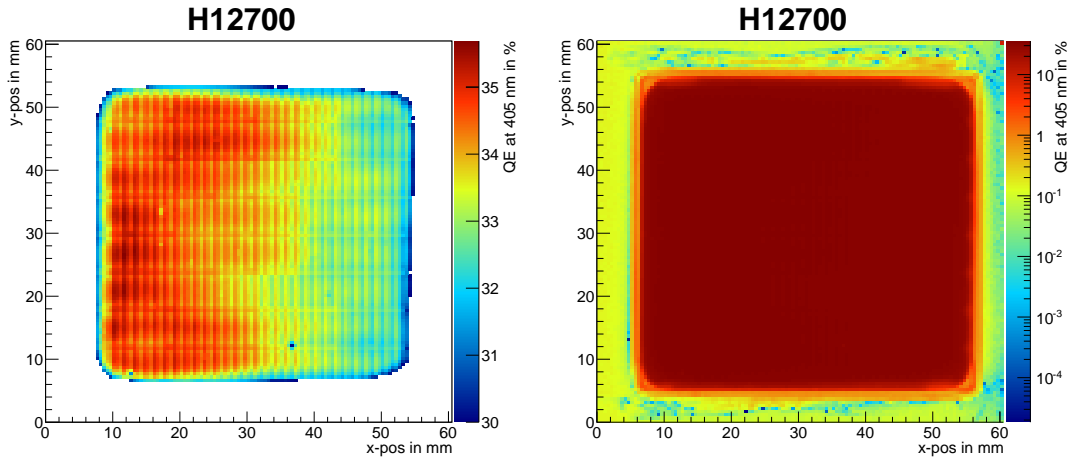


Abbildung 3.14.: In der linken Abbildung ist ein ortabhängiges Quanteneffizienzspektrum des H12700B (10 Dynoden, adv.BA) dargestellt, wobei eine minimale Schwelle der Quanteneffizienz bei 30 % abs. angesetzt wurde. In der rechten Abbildung ist ein ortabhängiges Quanteneffizienzspektrum des H12700B (10 Dynoden, adv.BA) mit einer logarithmischen Quanteneffizienzskala und ohne minimale Schwelle gezeigt. Die Spektren wurden unter Einstrahlung von Photonen einer Wellenlänge von 405 nm aufgenommen.

Elektroden absorbieren Elektronen, die dann, da die Elektroden nicht mit den Dynoden verbunden sind, nicht mehr zum Photostrom beitragen. Die punktuell geringe Quanteneffizienz bei etwa  $(x, y) = (38, 11)$  könnte vermutlich auf einen Messfehler zurückgeführt werden, der jedoch nicht weiter ins Gewicht fällt.

In Abb. 3.15 wird diese Messung zusätzlich als  $x$ - und  $y$ -Projektion dargestellt, wobei lediglich diejenigen Bereiche in den Projektionsmittelwert miteinbezogen werden, welche eindeutig noch den kompletten PMT überdecken (z.B.  $y = 11$  mm bis 49 mm bei  $x$ -Projektion). Weiterhin wurden zur Abschätzung der effektiven Fläche bzw. der effektiven Breite und Länge zwei Fermifunktionen der Form

$$f(x) = \frac{\alpha}{\exp \frac{-x+\beta}{\gamma} + 1} \quad (3.5)$$

$$\text{und } f(x) = \alpha - \frac{\alpha}{\exp \frac{-x+\beta}{\gamma} + 1} \quad (3.6)$$

an das Spektrum angefitet, wobei  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  die Fitparameter sind. Die Maxima der angefiteten Funktionen werden für die jeweilige Seite als maximale Quanteneffizienz verwendet. Diese maximale Quanteneffizienz wird dann dazu verwendet, die  $x$ -Position des Wertes zu finden, bei dem der  $y$ -Wert in der Fitfunktion 90 %, 75 % und 50 % des Maximums entspricht. Aus diesen Werten wird dann die effektive Breite und Länge zu verschiedenen Prozentschwellen berechnet. Es ergeben sich hieraus die effektiven Flächen in Tabelle 3.2. Dem Datenblatt ist eine effektive Fläche von  $48.5 \text{ mm} \times 48.5 \text{ mm} \approx 2352 \text{ mm}^2$  zu entnehmen. Dies entspricht dem Wert bei einer Schwelle von 50 % des Quanteneffizienzmaximums. Bemerkenswert ist, dass bei der  $x$ -Projektion erneut das fokussierende Elektrodengitter als kleine Erhöhungen in der

Tabelle 3.2.: Die verschiedenen effektiven Flächen des H12700B (10 Dynoden, adv.BA), bei verschiedenen Prozentschwellen bzgl. des Maximums. Die Fehler wurden hierbei nach 3.2.7 berechnet.

Schwelle als Prozentanteil des Maximums	Länge in $x$ -Richtung	Breite in $y$ -Richtung	effektive Fläche
90 %	47.0 mm $\pm$ 0.3 mm	45.5 mm $\pm$ 0.3 mm	2138 mm <sup>2</sup> $\pm$ 13 mm <sup>2</sup>
75 %	47.8 mm $\pm$ 0.3 mm	46.9 mm $\pm$ 0.3 mm	2241 mm <sup>2</sup> $\pm$ 13 mm <sup>2</sup>
50 %	48.7 mm $\pm$ 0.3 mm	48.3 mm $\pm$ 0.3 mm	2352 mm <sup>2</sup> $\pm$ 14 mm <sup>2</sup>

Quanteneffizienz, und sogar dessen Neigung nach rechts, erkennbar ist. Dennoch lassen sich diese Erhöhungen in der Quanteneffizienz auch nicht mit dieser Projektion erklären. Auch in der  $y$ -Projektion ist ein grobmaschigeres Gitter zu erkennen. Dieses dürfte ebenfalls durch die fokussierenden Elektroden zustande kommen.

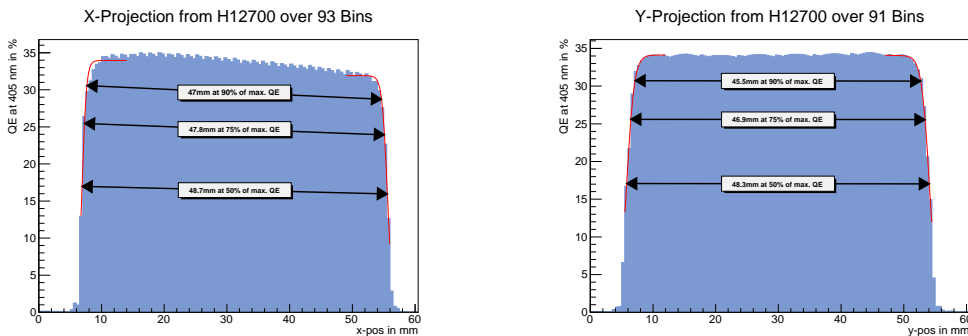


Abbildung 3.15.: In der linken Abbildung ist die  $x$ -Projektion des in Abb. 3.14 dargestellten Plots gezeigt, in der rechten Abbildung die  $y$ -Projektion der selben Abbildung. Die Projektionen sind in beiden Fällen lediglich über die Bereiche gemacht, bei welchen man sich sicher sein kann, dass diese noch den kompletten PMT überdecken. Die Werte für die effektiven Flächen samt Fehler sind in Tabelle 3.2 zu finden.

### 3.4.2. H8500D-03

Die Messungen zum H8500D-03 wurden von Jan Kopfer nach selbem Messprinzip wie in Abschnitt 3.1.2 dargestellt vermessen und mir zur Verfügung gestellt. Die Auswertung folgt den bereits in 3.4.1, zur Auswertung der Messdaten zum H12700B, verwendeten Schritten. In Abb. 3.16 ist die orts aufgelöste Quanteneffizienz des H8500D-03 (12 Dynoden, BA-Kathode) bei einer Wellenlänge von 405 nm dargestellt. Als minimale Schwelle wurde hier eine Quanteneffizienz von 15 % gewählt, sodass alle QE-Werte unterhalb dieser Schwelle nicht dargestellt werden.

Gut zu sehen ist der zum H12700B unterschiedliche Verlauf der Quanteneffizienz. So scheint hier in der Mitte des PMT eine Art "Quanteneffizienzloch" vorzuliegen. In diesem "Loch" ist die

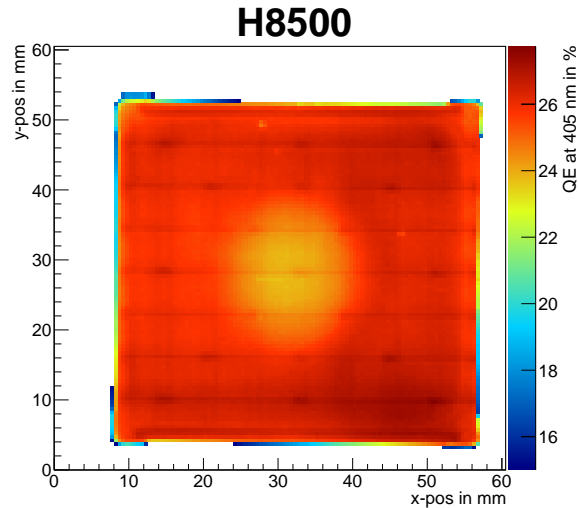


Abbildung 3.16.: Ortsaufgelöste Quanteneffizienz des H8500D-03 (12 Dynoden, BA-Kathode) bei einer Wellenlänge von 405 nm gezeigt. Als minimale Schwelle wurde eine Quanteneffizienz von 15 % gewählt, sodass alle QE-Werte unterhalb dieser Schwelle nicht dargestellt werden.

Quanteneffizienz geringer als außerhalb. Dies wird vermutlich ebenfalls, wie beim H12700B ein Artefakt der Kathodenaufdampfung sein. Auch beim H8500D-03 ist eine leichte Gitterstruktur erkennbar, welche jedoch auch hier nicht genau erklärt werden kann.

In Abb. 3.17 sind die  $x$ - und  $y$ -Projektionen der Messung geplottet. Auch in diesen Plots ist das "Quanteneffizienzloch" in der Mitte des PMT zu erkennen. Außerdem ist, vor allem bei der  $y$ -Projektion eine Gitterstruktur ersichtlich, welche ebenfalls nicht genau erklärt werden kann (siehe hierzu 3.4.1). Als effektive Flächen ergeben sich die Werte in Tabelle 3.3. Dem Datenblatt

Tabelle 3.3.: Tabelle zu den verschiedenen effektiven Flächen des H8500D-03 (12 Dynoden, BA), bei verschiedenen Prozentschwellen bzgl. des Maximums. Die Fehler wurden hierbei nach Gleichung 3.2.7 berechnet.

Schwelle als Prozentanteil des Maximums	Länge in $x$ -Richtung	Breite in $y$ -Richtung	effektive Fläche
90 %	48.1 mm $\pm$ 0.3 mm	48.2 mm $\pm$ 0.3 mm	2318 mm <sup>2</sup> $\pm$ 13 mm <sup>2</sup>
75 %	48.7 mm $\pm$ 0.3 mm	48.7 mm $\pm$ 0.3 mm	2371 mm <sup>2</sup> $\pm$ 14 mm <sup>2</sup>
50 %	49.2 mm $\pm$ 0.3 mm	49.2 mm $\pm$ 0.3 mm	2420 mm <sup>2</sup> $\pm$ 15 mm <sup>2</sup>

ist eine effektive Fläche von 49 mm  $\times$  49 mm  $\approx$  2401 mm<sup>2</sup> zu entnehmen. Dies entspricht dem Wert bei einer Schwelle von 50 % des Quanteneffizienzmaximums. Hierbei sei noch einmal darauf verwiesen, dass das Datenblatt als effektive Fläche die Photokathodenfläche verwendet.

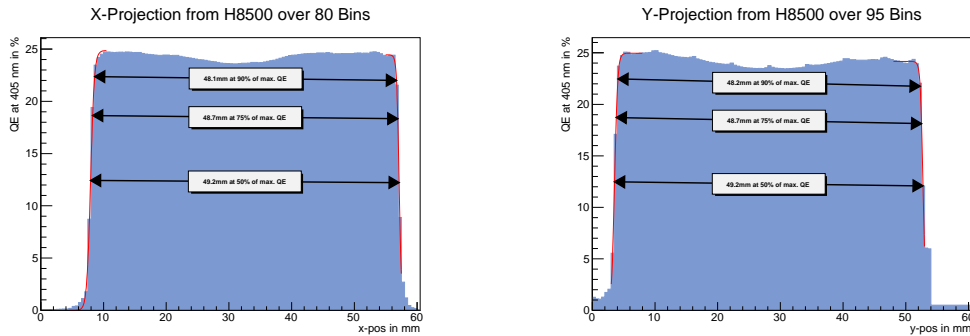


Abbildung 3.17.: In der linken Abbildung ist die  $x$ -Projektion des in Abb. 3.16 dargestellten Plots gezeigt, in der rechten Abbildung die  $y$ -Projektion. Die Projektionen sind in beiden Fällen lediglich über die Bereiche gemacht, bei welchen man sich sicher sein kann, dass diese noch den kompletten PMT überdecken. Die Werte für die effektiven Flächen samt Fehler sind in Tabelle 3.3 zu finden.

### 3.4.3. Vergleich der verschiedenen Modelle

Um die effektiven Flächen des H12700B und H8500D-03 besser vergleichen zu können, wird nun noch eine weitere Art der Bestimmung der effektiven Fläche angewandt. Hierfür wird der Maximalwert der Quanteneffizienz aus dem Mittelwert der 100 größten Quanteneffizienzen bestimmt. Dann wird eine Schwelle auf verschiedene prozentuale Anteile dieses Maximums gesetzt, um dann die Anzahl der Bins und somit die Fläche oberhalb dieser Schwelle zu bestimmen. Aus dieser Anzahl ergibt sich nach Dividieren durch die Außenabmessung des PMT, die aus dem Datenblatt entnommen wurde, eine effektive Fläche als Prozentzahl gegenüber der Fläche des PMT-Gehäuses.

Diese Bestimmungsmethode ist in Abb. 3.18 für die beiden PMT angewandt. Weiterhin ist in dieser Abbildung, als rote Linie das Verhältnis der beiden effektiven Flächen zueinander angegeben. Scans bei hohen Schwelleneinstellungen zeigen, dass die Werte für sehr hohe Schwellen nicht berücksichtigt werden sollten, da diese zu stark von der Kathodenschicht im inneren des PMT abhängen. Das heißt, dass bei hohen Schwellen bereits die Artefakte, wie das "Quanteneffizienzloch" beim H8500D-03 oder der links-rechts-Gradient in der Quanteneffizienz des H12700B, zum Tragen kommen. Diese Scans zu verschiedenen hohen Schwellen sind im Anhang in Abb. A.6 dargestellt.

Aus der Abbildung kann insgesamt abgelesen werden, dass für die meisten Schwellen die Unterschiede in der effektiven Fläche zwischen dem H12700B und dem H8500D-03 zwischen 3 % und 6 % liegen. Vergleicht man dies mit dem Wert des Datenblattes von  $1 - 87.0\%/88.8\% \approx 2\%$ , so liegt der gemessene Wert zu jeder Schwelle über dem des Datenblattes. Das bedeutet, dass der H12700B eine deutlich schlechtere effektive Fläche gegenüber dem H8500D-03 aufweist, als das Datenblatt vermuten lässt. Warum die effektive Fläche deutlich kleiner als erwartet ist, konnte nicht genau nachvollzogen werden. Als einzige Erklärung bleibt eine noch kleinere Photokathodenfläche als im Datenblatt angegeben.

Dieses Ergebnis bedeutet aber nicht, dass der H12700B weniger Photonen detektiert als der



H8500D-03. Die allgemein deutlich höhere Quanteneffizienz des H12700B bringt einen Bonus an detektierten Photonen, der durch die geringfügig kleinere effektive Fläche kaum geschmälert wird.

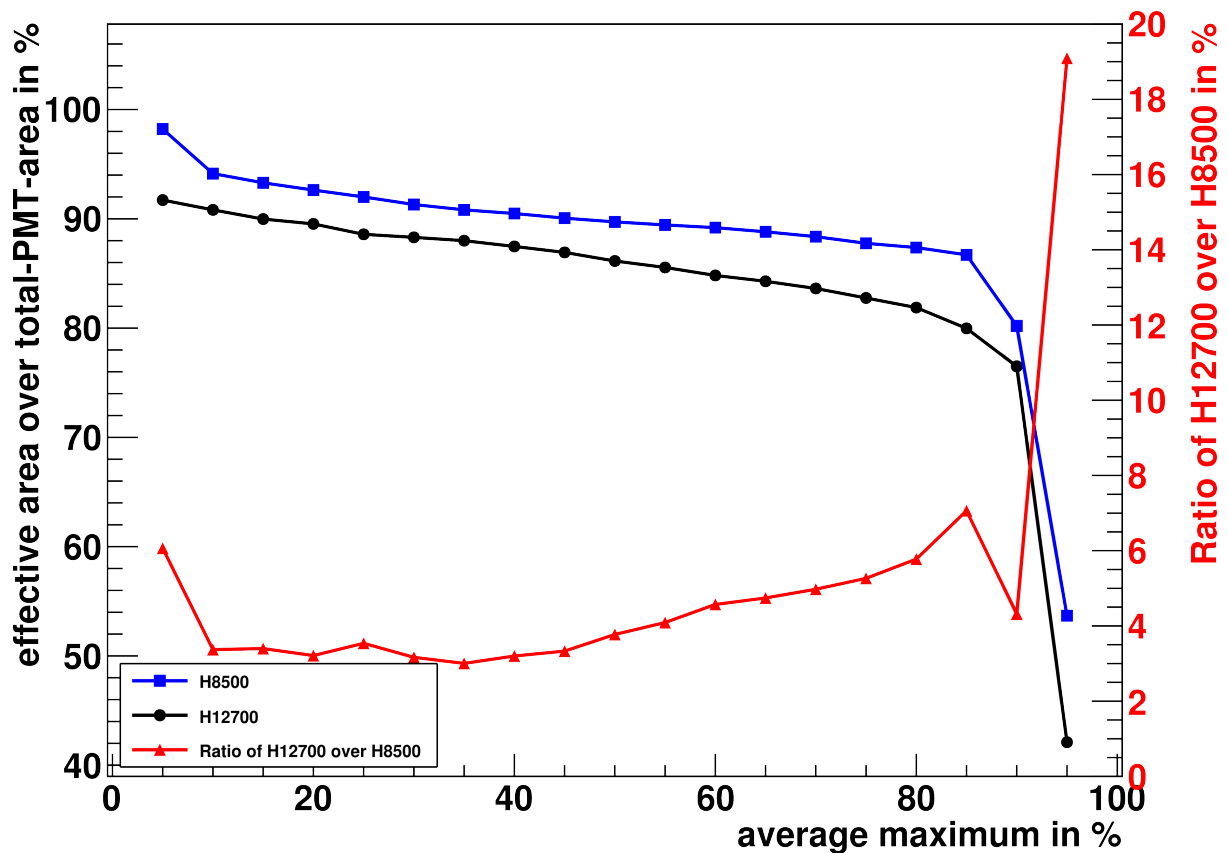


Abbildung 3.18.: Effektiven Flächen des H8500D-03 und des H12700B. Hier wird nach der in 3.4.3 beschriebenen Methode vorgegangen. Auf der  $x$ -Achse sind verschiedene Schwellen, über die sich die zur effektiven Fläche beitragenden Scanpunkte befinden müssen, prozentual aufgetragen. Auf der  $y$ -Achse ist die aus den jeweiligen Schwellen resultierende effektive Fläche nach Division durch die Außenabmessungen des PMT prozentual dargestellt. Die rote Linie beschreibt das prozentuale Verhältnis der schwarzen Linie zur blauen. Die Skala der roten Linie befindet sich auf der rechten Seite in rot.



## 4. Kollektionseffizienzmessungen

### 4.1. Versuchsidee

Die Idee zu diesem Versuchsteil ist, dass aus Quanteneffizienz und Einzel-Photon-Pulsen die Kollektionseffizienz bestimmt werden kann. Einzel-Photon-Pulse sind hier diejenigen Pulse an der Anode des PMT, welche nur durch ein einziges Photon erzeugt werden. Zählt man diese Pulse ( $N_{\text{Photonen,mess}}$ ), so weiß man, wie viele Photonen an der ersten Dynode angekommen sind. Kennt man zusätzlich die Quanteneffizienz des PMT ( $QE_{\text{PMT}}$ ) und die Anzahl der von der Lichtquelle ausgesendeten Photonen ( $N_{\text{Photonen,ein}}$ ), so ergibt sich die Kollektionseffizienz aus:

$$CE = \frac{N_{\text{Photonen,mess}}/t}{N_{\text{Photonen,ein}}/t \cdot QE_{\text{PMT}}} \quad (4.1)$$

Die Messgröße  $N_{\text{Photonen,ein}}/t \cdot QE_{\text{PMT}}$  lässt sich direkt über einen Betrieb des PMT als Diode (vgl. Abschnitt 3.1) bestimmen. Misst man den Photostrom des PMT  $I_{\text{PMT}}$ , so ergibt sich

$$N_{\text{Photonen,ein}}/t \cdot QE_{\text{PMT}} = \frac{I_{\text{PMT}}}{e} \quad (4.2)$$

$$\xrightarrow{4.1} CE = \frac{N_{\text{Photonen,mess}}/t \cdot e}{I_{\text{PMT}}} \quad (4.3)$$

mit der Elementarladung  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  C. Eine weitere Möglichkeit  $N_{\text{Photonen,ein}}/t$  zu messen ist, eine Diode zur Messung des Photostroms zu verwenden, deren Quanteneffizienz  $QE_{\text{Diode}}$  bekannt ist. Zu dieser Messweise ist die Formel

$$N_{\text{Photonen,ein}}/t = \frac{I_{\text{Diode}}}{e \cdot QE_{\text{Diode}}} \quad (4.4)$$

$$\xrightarrow{4.1} CE = \frac{N_{\text{Photonen,mess}}/t \cdot e \cdot QE_{\text{Diode}}}{I_{\text{Diode}} \cdot QE_{\text{PMT}}} \quad (4.5)$$

zu verwenden.

Da es im Experiment nicht erreicht werden kann, dass lediglich einzelne Photonen, innerhalb der zeitlichen Auflösung des PMT, auf diesen treffen, ist eine Abschätzung diesbezüglich vorzunehmen. Aus dieser Abschätzung soll dann hervorgehen, zu wieviel Teilen ein vom PMT ausgegebenes Signal, ein, zwei oder mehr Photonen darstellt. Da eine solche Messung jedoch immer stark fehlerbehaftet ist, sollte die Anzahl an Signalen, die nur ein Photon auflösen, groß und die Anzahl anderer Signale klein gehalten werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass mehrere Photonen zum Signal beitragen, hängt natürlich von der zeitlichen Auflösung des PMT ab. Diese liegt z.B. beim H8500D-03 im Mittel bei minimal  $2 \cdot 0.8 \text{ ns} = 1.6 \text{ ns}$  und wurde aus der doppelten Pulsanstiegszeit (aus dem Datenblatt [11]) des PMT berechnet. Aus dieser minimalen

Pulsbreite ergibt sich dann eine zeitliche Auflösung von ungefähr 600 MHz. Damit könnten etwa  $6 \cdot 10^8$  Photonen/Sekunde aufgelöst werden. Da die Anzahl der ausgestrahlten Photonen jedoch zeitlich nicht immer konstant ist, ist davon auszugehen, dass bei einer hohen Photonenrate oft mehrere Photonen innerhalb der 1.6 ns auf dem PMT eintreffen. Eine Photonenrate um  $6 \cdot 10^6$  Photonen/Sekunde wäre also zur Messung der einzelnen Photonen deutlich besser. Eine solche Photonenanzahl entspricht einem Photostrom von  $I = 6 \cdot 10^6 \text{ Photonen/Sekunde} \cdot e = 9.6 \cdot 10^{-13}$  A, wenn jedes Photon ein Photoelektron erzeugen würde. Ein Photostrom dieser Größenordnung ist allerdings nicht mehr vom 400 fA großen minimalen Fehler des Pikoamperemeters zu trennen. Um den Photostrom bei hohen Strömen messen zu können, aber gleichzeitig zur Einzel-Photon-Messung möglichst wenige Photonen zu haben, werden Filter bei der Einzel-Photon-Messung eingesetzt. Diese Filter haben eine Transmission laut Hersteller von 1 % und 0.1 %, werden aber auch noch in Abschnitt 4.2 vermessen. Setzt man beide Filter hintereinander, so erhält man eine Abschwächung von etwa  $1 \cdot 10^{-5}$ . Es kämen also für einen Photostrom von

$$I = 1 \cdot 10^{-9} \text{ A} = 1 \cdot 10^{10} \text{ Photonen/Sekunde} \cdot e \quad (4.6)$$

$$\xrightarrow{\text{mit Filter}} 1 \cdot 10^{10} \text{ Photonen/Sekunde} \cdot 1 \cdot 10^{-5} = 1 \cdot 10^5 \text{ Photonen/Sekunde} \quad (4.7)$$

etwa  $1 \cdot 10^5$  Photonen/Sekunde auf dem PMT an. Diese Anzahl müsste zu einer genauen Messung einzelner Photonen reichen.

## 4.2. Filtervermessung

Bei der Messung einzelner Photonen ist bei hoher Photonenanzahl das Verwenden von Filtern unumgänglich. Da die Transmission der Filter direkt in die Messung mit eingeht, ist eine genaue Kenntnis dieser von Nöten. Besonders interessant ist die Transmission beider Filter, wenn diese sehr nah beieinander stehen. Naiv wäre hier ein multiplikatives Verhalten der Filtertransmissionen zu erwarten. Beachtet man jedoch, dass das nicht transmittierte Licht am Filter reflektiert wird, ist die Transmission beider Filter zusammen größer, als die miteinander multiplizierten Transmissionen. Geht man nun von einer  $n$ -fachen Reflektion zwischen den Filtern aus, so ergibt sich für die Transmission einer Amplitude  $A$

$$Tr = \sum_{n=0}^{\infty} A \cdot 0.01 \cdot 0.001 \cdot (1 - 0.01)^n \cdot (1 - 0.001)^n \quad (4.8)$$

$$= A \cdot 0.00091 \quad (4.9)$$

und somit eine Transmission von 0.091 %, egal auf welchen Filter das Licht zuerst fällt. Zur Überlegung dieses Sachverhaltes wurde die Skizze A.5 im Anhang verwendet.

### 4.2.1. Versuchsaufbau und Messablauf

Zur Messung der Transmission der Filter wurde der in Abb. 4.1 dargestellte Aufbau verwendet. Er besteht aus einer Leuchtdiode, die Licht der Wellenlänge 470 nm ausstrahlt. Dieses Licht wird über eine Blende und eine dahinter stehende Linse (Brennweite 10 cm) auf die Photodiode

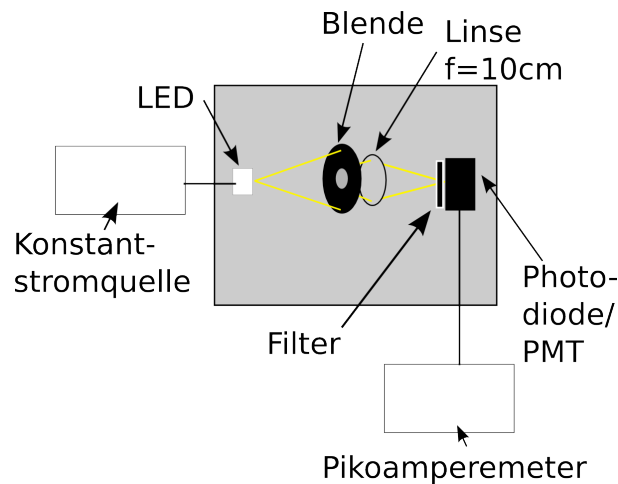


Abbildung 4.1.: Versuchsaufbau zur Vermessung der Filtertransmission. Hier werden die Filter vor die Photodiode, oder den PMT gespannt und mit einer LED über eine Linse und eine Blende, auf den PMT bzw. die Diode, gestrahlt. Die LED wird über ein Konstantstromnetzteil betrieben. Der PMT oder die Diode werden über das Pikoamperemeter ausgelesen. Der komplette Aufbau befindet sich in einer Dunkelbox.

fokussiert. Vor der Photodiode können nun ein oder zwei Filter in den Strahlengang eingesetzt werden. Die Filter werden direkt vor den PMT oder die Diode gespannt, sodass kein Licht an den Filtern vorbei auf den PMT oder die Diode fallen kann. Der Photostrom wird über das Pikoamperemeter gemessen und die LED über ein Konstantstromnetzteil mit einem fest einstellbaren Strom versorgt. Der gesamte Versuchsaufbau befindet sich in der Dunkelbox. Zur Messung werden verschiedene Ströme am Netzteil eingestellt und jeweils zehn Werte am Pikoamperemeter ausgelesen. Aus diesen Werten wird der mittlere Strom und die Standardabweichung berechnet. Zur Bestimmung der Filtertransmission wurden Messungen ohne Filter, mit beiden einzelnen Filtern und mit beiden Filtern gleichzeitig gemacht. In der Messung mit beiden Filtern wurde außerdem bzgl. der Position der beiden Filter zueinander unterschieden (d.h. zuerst 0.1 %, dann 1 % und anders herum).

#### 4.2.2. Messungen

Um die Transmission der Filter zu bestimmen, werden die gemessenen Photoströme gegen den eingestellten LED-Strom dargestellt und gefittet. Der Fehler für den Photostrom ist hierbei die gemessene Standardabweichung. Als Fehler auf den LED-Strom wurde  $0.1 \mu\text{A}$  bei Messwerten kleiner  $100.0 \mu\text{A}$  und  $1 \mu\text{A}$  bei größeren Strömen, verwendet. Eine exemplarische Darstellung des Intensitätsverlaufes für eine Messung ohne eingesetzten Filter ist in Abb. 4.2 dargestellt. Diese Messung zeigt, dass bei LED-Strömen oberhalb  $300 \mu\text{A}$  die Leuchtleistung linear mit dem Strom ansteigt. Aus dieser Linearität lässt sich dann die Transmission bestimmen.

Zur Transmissionsbestimmung wird ein Polynom 1.Grades ab  $x = 300 \mu\text{A}$  gefittet. Die Daten werden für den Fit hierbei immer nach dem größeren Fehler gewichtet. Aus den Fits ergeben sich die Werte in Tabelle A.1 im Anhang. Aus den Geradensteigungen  $m_{\text{Filter}}$  und  $m_{\text{ohne-Filter}}$

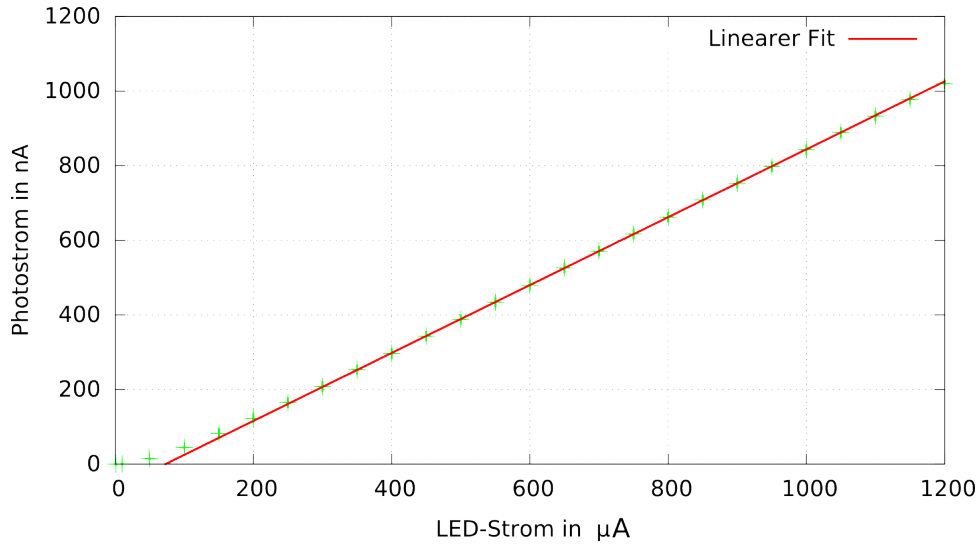


Abbildung 4.2.: Einzelne Messung des Photostroms gegenüber dem Strom an der LED. Diese Messung dient zur späteren Transmissionsbestimmung der Filter und ist ohne Filter aufgenommen. Gefittet ist ein Polynom 1.Grades ab  $x = 300 \mu\text{A}$ . Der Fit ist nach  $x$ -Fehlern gewichtet. Diese Fehler betragen  $0.1 \mu\text{A}$  bei Messwerten kleiner  $100.0 \mu\text{A}$  und  $1 \mu\text{A}$  sonst. Die  $y$ -Fehler ergeben sich aus der gemessenen Standardabweichung. Die Fitparameter sind Tabelle A.1 zu entnehmen.

der Fits kann dann die Filtertransmission  $Tr$  durch Division berechnet werden.

$$Tr = \frac{m_{\text{Filter}}}{m_{\text{ohne-Filter}}} \quad (4.10)$$

$$\text{mit } \Delta Tr = \sqrt{\left(\frac{\Delta m_{\text{Filter}}}{m_{\text{ohne-Filter}}}\right)^2 + \left(\frac{m_{\text{Filter}}}{m_{\text{ohne-Filter}}^2} \cdot \Delta m_{\text{ohne-Filter}}\right)^2} \quad (4.11)$$

Mit dieser Rechnung ergeben sich für die Filter die Transmissionswerte in Tabelle 4.1 Diese

Tabelle 4.1.: Die einzelnen Transmissionen der Filter. Der Filtertyp bezeichnet hier, welcher Filter in den Strahlengang vermessen wurde. 0.1 %-1 % bedeutet hierbei, dass in den Strahlengang zuerst der 0.1 %-Filter und direkt dahinter der 1 %-Filter eingesetzt wurden.

Filtertyp	Transmission
0.1 %-Filter	$9.82 \cdot 10^{-4} \pm 1.13 \cdot 10^{-6}$
1 %-Filter	$1.04 \cdot 10^{-2} \pm 1.46 \cdot 10^{-4}$
0.1 %-1 %-Filter	$1.164 \cdot 10^{-5} \pm 8.36 \cdot 10^{-8}$
1 %-0.1 %-Filter	$1.172 \cdot 10^{-5} \pm 7.48 \cdot 10^{-8}$

Werte zeigen, dass die vom Hersteller angegebenen Transmissionswerte gut mit den gemessenen übereinstimmen. Weiterhin kann bestätigt werden, dass die Filterreihenfolge im Strahlengang keine signifikante Auswirkung hat. So liegen die Messungen mit beiden Filtern im selben Fehlerbereich. Nicht bestätigt werden kann hingegen Formel 4.9, da die gemessenen Transmissions-

werte deutlich kleiner als die sind, die mit der Formel berechnet wurden. Dies dürfte vor allem daran liegen, dass von keiner  $n$ -fachen Reflektion zwischen den Filtern ausgegangen werden darf. Auch kann wahrscheinlich nicht angenommen werden, dass der nicht transmittierte Teil des Lichtes komplett und ungestreut reflektiert wird.

## **Weitere Messungen**

Eine weitere Messung bzgl. der Filter ist die Bestimmung der Abhängigkeit der Transmission von der Reflektivität des PMT-Frontfensters. Da ein PMT einen Teil der einfallenden Strahlung auf seinem Frontfenster reflektiert, kann diese Reflexion vom direkt davorliegenden Filter zurückreflektiert werden und somit eine höhere Transmission erzeugen, als über die Photodiode abgeschätzt werden kann. Diese Messung wurde jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

## **4.3. Kollektionseffizienzmessung**

In diesem Abschnitt wird die eigentliche Messung zur Kollektionseffizienz dargestellt. Außerdem werden erste Ergebnisse, sowie Fehler und Ausblicke gezeigt.

### **4.3.1. Motivation des Aufbaus**

Bei der Kollektionseffizienz geht es darum einzelne Photonen zu messen. Hierbei bietet sich das Pulszählen mittels eines Zählers und Diskriminators am Ausgang des PMT an. Da beim Setzen der Schwelle auf einen Wert oberhalb des Signalrauschens jedoch auch immer ein gewisser Anteil an gemessenen Photonenpulsen abgeschnitten wird, reicht diese Methode allein nicht aus. Es muss eine Abschätzung bzgl. der verlorenen Photonenpulse getroffen werden. Dies geht am besten mit einem Analog-Digital-Wandler. Mit diesem Wandler lässt sich der Photonenpuls analysieren und ein Photonenpulsspektrum erzeugen. Anhand dieses Spektrums lässt sich dann nach verwenden einer Diskriminatorschwelle, für die gemessenen Pulse, erkennen, wie viele Photonenpulse, durch die Schwelle, verloren wurden. Da allerdings der ADC eine nicht bestimmbare Totzeit zwischen seinen einzelnen Messungen hat, genügt es nicht nur den ADC und dessen gemessenes Spektrum zur Photonenanzahlbestimmung zu verwenden. Es muss also beides, sowohl ein analoger Zähler mit Diskriminator, als auch ein digitaler ADC, zur Photonenanzahlbestimmung verwendet werden.

### **4.3.2. Messaufbau**

Der Aufbau, der zur Messung der Kollektionseffizienz verwendet wird, ähnelt dem der Filtertransmissionsmessung und kann in Abb. 4.3 nachvollzogen werden. Lediglich die LED-Ansteuerung wird über einen Pulsgenerator durchgeführt und, anstelle der Photodiode, der PMT eingesetzt. Die Frequenz des Pulsgenerators spielt hierbei keine große Rolle und sollte lediglich nicht zu groß gewählt werden (unter 10 MHz). Die Pulsbreite ist kurz zu wählen, da erreicht werden möchte, dass möglichst wenige Photonen bei einem LED-Puls emittiert werden. Der PMT wird

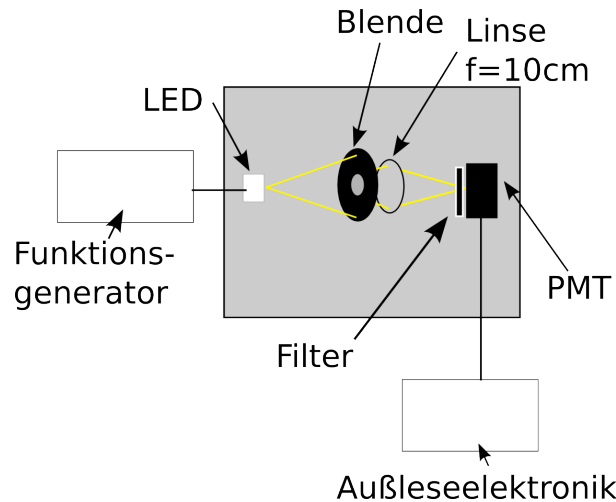


Abbildung 4.3.: Versuchsaufbau zur Vermessung der Kollektionseffizienz. Hier werden die Filter vor den PMT gespannt und mit einer LED über eine Linse und eine Blende auf den PMT gestrahlt. Die LED wird über einen Pulsgenerator betrieben. Der Anodenausgang des PMT wird an die Ausleseelektronik in Abb. 4.4 weitergeleitet. Der komplette Aufbau befindet sich in einer Dunkelbox.

bei diesem Versuch nicht mit der Base ausgelesen, die den Photostrom liefert, sondern mit einer selbstgebauten Base, welche alle Anodenpads gleichzeitig ausliest. Die Anodenpads werden hierfür mittels der Base kurzgeschlossen und an eine Ausleseelektronik angeschlossen. Der PMT wird mit Verstärkung betrieben und daher mit  $-1000\text{ V}$  als Beschleunigungsspannung versorgt. Die Ausleseelektronik ist in Abb. 4.4 dargestellt. Sie besteht im Groben aus einem Verstärker, einem Diskriminator, einem Analog-Digital-Wandler (ADC) und einem Zähler.

Beim Verstärker handelt es sich um einen Vorverstärker des Typs MSI-8 der Firma mesytec. Dieser Vorverstärker verfügt intern über ein Verstärkermodul (MMPR1) und ein "Shaper"-Modul (MMSH1). Das Verstärkermodul kann das eingehende Signal bis zu zehnfach verstärken [16]. Der Shaper detektiert Pulse und verändert deren Pulsform. Er besitzt zwei Ausgänge, den sog. Shaper Output und den Timing Output. Hier wird jedoch nur der Timing Output verwendet. Der Timing Output integriert Pulse, d.h. er wandelt die Pulsfläche des Eingangspulses in eine negative Pulsamplitude um. Der Vorverstärker ist ein rein analoger Verstärker, dessen zeitliche Auflösung bei  $7\text{ ns}$  liegt und daher zur Einzel-Photon-Messung bestens geeignet ist.

Dem Vorverstärker nachgeschaltet ist ein weiterer Verstärker. Dieser Verstärker, ein sog. Fast-Amplifier der Firma CAEN (N979), bewirkt eine weitere Verstärkung des integrierten Signals um einen Faktor 10 [17]. Er hat eine zeitliche Auflösung von  $4\text{ ns}$  und zwei Ausgänge und ist daher gut für diese Messung geeignet. Einer der Ausgänge wird an den ADC angeschlossen, der andere an einen Diskriminator.

Der Diskriminator, ein Modell 4608C der Firma LeCroy, lässt zwischen Schwellen von minimal  $-15\text{ mV}$  und maximal  $-1\text{ V}$ , anhand eines Potentiometers, wählen [18]. Ist das Eingangssignal am Diskriminator dann oberhalb dieser Schwelle (hier natürlich kleiner als die Schwelle, da von negativen Spannungen ausgegangen wird), sendet dieser ein Signal (logisch 1 als NIM Signal, also eine Spannung zwischen  $-0.6\text{ V}$  und  $-1.6\text{ V}$ ) einer festlegbaren Länge aus. Das Minimum



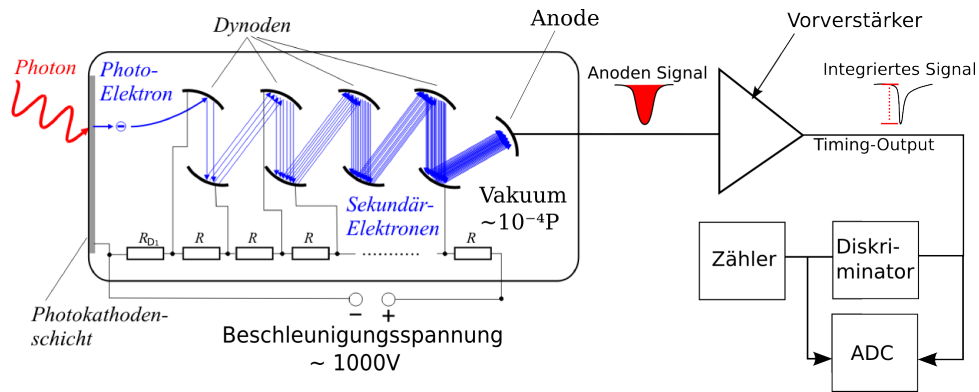


Abbildung 4.4.: Ausleseelektronik der Kollektionseffizienzmessung. Der PMT wird im normalen Modus also mit Verstärkung betrieben. Hierfür ist eine Beschleunigungsspannung von etwa  $-1000\text{ V}$  anzulegen. Das Messsignal aller Anoden wird, mittels einer selbstgebauten Base, zusammengeführt und an einen Vorverstärker weitergegeben. Dieser integriert das Signal, sodass die Fläche des Eingangssignals (Anodensignal) proportional zur Höhe des Signals, am Timing-Output des Vorverstärkers, ist. Von dort aus geht das Signal in einen Diskriminator, einen ADC sowie ein diskriminiertes Signal in einen Zähler.

dieser Länge liegt bei  $3.5\text{ ns}$ . Weiterhin kann der Diskriminator Pulsraten bis  $150\text{ MHz}$  in einzelne Pulse auflösen. Vom Diskriminatorausgang geht das Signal an einen Zähler und zudem an den Stop-Eingang am ADC.

Als Zähler wird in diesem Aufbau der CAEN N1145 verwendet. Dieser Zähler hat eine maximale Zählrate von  $250\text{ MHz}$  und eine eingebaute Stoppuhr, welche den Start und das Ende einer Zählung triggern kann [19].

Der ADC ist ein SIS3300 der Firma SIS GmbH [20]. Die maximale zeitliche Auflösung für den ADC ist für die Messung nicht relevant, da seine gemessenen Spektren nur zu prozentualen Abschätzungen dienen. Der ADC misst in diesem Versuch kontinuierlich den Signalverlauf, den er vom Fast-Amplifier erhält. Er schreibt diesen Signalverlauf kontinuierlich in seine Datenbank, bis diese voll ist, und überschreibt die Datenbank dann wieder. Das kontinuierliche Aufzeichnen belässt immer ein Zeitintervall von etwa  $1\text{ }\mu\text{s}$  in der Datenbank aufgezeichnet. Wird nun eine logische 1 (im NIM-Standard) an den Stop-Eingang des ADC angelegt, so stoppt dieser die weitere Messung und überträgt den momentanen Inhalt seiner Datenbank an den Computer. Am Computer wird dann in den Daten nach einem Peak gesucht. Ist ein Peak gefunden, wird die Amplitude (und weitere Peakdetails) in einem ROOT-Tree gespeichert. Falls kein Peak gefunden wird, wird in den ROOT-Tree der Wert 0 gespeichert. Nach der Datenanalyse sendet der Computer ein Signal an den ADC, sodass dieser wieder beginnt seine Datenbank zu füllen.

### 4.3.3. Messablauf

Der Ablauf einer kompletten Messung lässt sich in drei Untermessungen aufgliedern.

## Vermessen des Einzel-Photon-Spektrums

Zur Bestimmung des Einzel-Photon-Spektrums möchte man zu jedem Spannungspuls an der LED wissen, ob der PMT ein Signal gemessen hat, und wie das Signal aussieht. Aus der Signalform lässt sich dann schließen, ob ein, mehrere oder gar kein Photon vom PMT gemessen wurde. Erstellt man für viele solcher Messungen ein Histogramm, so lässt sich prozentual abschätzen, wie häufig ein, mehrere oder gar kein Photon im Vergleich zueinander vorkamen.

Zum Messen des Einzel-Photon-Spektrums wird die Versuchselektronik leicht verändert. An den Diskriminatoreingang wird, statt wie bisher, das verstärkte Signal, der sog. Sync-Out des Funktionsgenerators angeschlossen. Der Sync-Out des Funktionsgenerators liefert immer dann einen Puls der Größe 3.3V (logisch 1 bei TTL-Logik), wenn der Funktionsgenerator einen Puls an die LED weitergibt. Die Länge des Sync-Out-Pulses ist die Hälfte des Abstandes zweier aufeinander folgender Pulse. Am geschicktesten wäre es, den Sync-Out(TTL) direkt an den ADC-Stop-Eingang (NIM) zu schließen. Allerdings reagiert der ADC-Stop-Eingang nicht auf Flanken, sondern schaut lediglich, ob die anliegende Spannung zwischen  $-0.6\text{ V}$  und  $-1.6\text{ V}$  liegt. Das hat zur Folge, dass bei direktem Anschluss des Sync-Out über einen TTL-NIM-Wandler, der ADC an einer vom LED-Puls unabhängigen Stelle ausliest, also der Puls des PMT z.T. nicht mehr in der Datenbank des ADC, bei Auslese desselben, liegt. Um dies zu umgehen, wird das zu NIM gewandelte Signal an den Diskriminator weitergegeben, da dieser einen kurzen Puls fester zeitlicher Breite abgibt.

Mittels des Einzel-Photon-Spektrums wird dann die Spannung ausgewählt, mit der die LED angesteuert wird, sodass am PMT möglichst wenige Doppelphotonenmessungen vorkommen. Außerdem kann mit der Messung die prozentuale Häufigkeit einer Doppelphotonenmessung gegenüber einer Einzelphotonenmessung bestimmt werden.

## Vermessen der Diskriminatorschwelle

Um möglichst wenig Untergrundrauschen bei späteren Messungen zu erhalten, sollte die Diskriminatorschwelle so eingestellt werden, dass diese knapp hinter dem Untergrundrauschen liegt (also bei kleinerer Spannung). Da jedoch der Einzel-Photon-Peak nah am Untergrundrauschen liegt, muss je nach Schwelle eine Abschätzung der durch die Schwelle verlorenen Einzel-Photon-Pulse vorgenommen werden.

Zu dieser Messung wird der in 4.3.2 beschriebene Aufbau samt Elektronik verwendet. Eine grobe Abschätzung der Schwelle lässt sich über den Zähler machen. Dieser sollte in einem gewissen Zeitintervall nicht mehr Counts zählen als durch den Funktionsgenerator Pulse an die LED gegeben wurden. Aus dem vom ADC gemessenen Pulsspektrum lässt sich dann bei verschiedenen Diskriminatorschwellen über einen Fit die Anzahl an verlorenen Einzel-Photon-Pulse abschätzen.

## Zählen der PMT-Pulse

Um das in Abschnitt 4.1 beschriebene  $N_{\text{Photonen,mess}}$  zu messen, wird mit dem in 4.3.2 beschriebenen Messaufbau, die Zählrate am Zähler abgelesen. Diese Zählrate  $N$  muss nun über die in den beiden vorherigen Unterabschnitten errechneten Korrekturen korrigiert werden.

#### 4.3.4. Erste Ergebnisse

Bezüglich der Bestimmung der Kollektionseffizienz konnten einige Teilmessungen durchgeführt werden. Diese liefern Interessante Ergebnisse und werden im folgenden diskutiert. Leider konnte aufgrund des zeitlich beschränkten Rahmens der Bachelorarbeit und einiger Probleme bei der Datenauslese mittels des ADC kein endgültiges Ergebnis für die Kollektionseffizienz bestimmt werden.

#### Position des Einzel-Photon-Peaks

Es wurde untersucht, in welchem Bereich der Einzel-Photon-Peak im Einzel-Photon-Spektrum liegen müsste. Hierzu wurde der Funktionsgenerator über ein, mit einem  $10\text{ k}\Omega$  Widerstand versehenes, Kabel direkt an den Vorverstärker geschlossen. Am Funktionsgenerator wurden Pulse verschiedener Amplitude erzeugt. Die Pulse haben eine  $5\text{ ns}$  lange Anstiegszeit und FWHM-Breite (Volle Breite bei halbem Maximum) von  $9\text{ ns}$ . Ein Puls eines einzelnen Photons lässt sich bei dieser Pulsform durch eine Amplitude von  $-120\text{ mV}$  erreichen. Dieser Wert berechnet sich aus

$$1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^6 \approx \frac{120\text{ mV}}{10\text{ k}\Omega} \cdot 14\text{ ns}, \quad (4.12)$$

wobei  $10^6$  die Verstärkung des PMT ist, und die  $14\text{ ns}$  die Breite des Funktionsgeneratorsignals bei Abschätzung als Rechtecksignal darstellt.

Zur Aufnahme der Spektren wurde dann wie in 4.3.3 vorgegangen. Für jeweils  $100000$  Messungen bei verschiedenen Amplituden ergab sich dann das Spektrum in Abb. 4.5 Dem Spektrum zu entnehmen ist, dass der Single Photon Peak im Spektrum etwa bei einer Amplitude am ADC von  $-0.4$  liegt.

#### Messung des Einzel-Photon-Spektrums

Bei verschiedenen Amplituden am Funktionsgenerator wurde jeweils ein Einzel-Photon-Spektrum mit  $100000$  Messungen aufgenommen. Hierbei wurde wie in 4.3.3 beschrieben vorgegangen. Es ergab sich der Plot in Abb. 4.6. Aus diesem Plot ist ersichtlich, wie sich das Verhältnis von keinem Photon, zu einem Photon und zu zwei Photonen, bei zunehmender Spannung an der LED, verhält. Bei  $-2.05\text{ V}$  erkennt man einen großen Rauschpeak, aber nahezu keinen Einzel-Photon-Peak. Bei den Spektren zu  $-2.08\text{ V}$ ,  $-2.12\text{ V}$  und  $-2.15\text{ V}$  ist immer deutlicher der Einzel-Photon-Peak bei einer Amplitude von  $-0.4$  zu erkennen. Das Spektrum zu  $-2.18\text{ V}$  zeigt schon deutlich, wie das Peakmaximum im Spektrum in Richtung Doppel-Photon-Peak wandert. Für spätere Messungen bietet sich also eine Pulsamplitude an der LED bei etwa  $-2.15\text{ V}$  und eine Schwelleneinstellung um  $-300\text{ mV}$  an.

Vergleicht man die Spektren mit anderen Einzel-Photon-Spektren (z.B. aus [21]), so zeigen die hier gemessenen Spektren bei weitem keinen so ausgeprägten Einzel-Photon-Peak wie üblich. Das liegt vor allem daran, dass in dieser Messung alle Anodenpads gleichzeitig ausgemessen werden, was bei den meisten anderen Einzel-Photon-Messungen nicht der Fall ist. Da die Schwankung in der Verstärkung einzelner nebeneinander liegender Dynodenkanäle z.T. bis

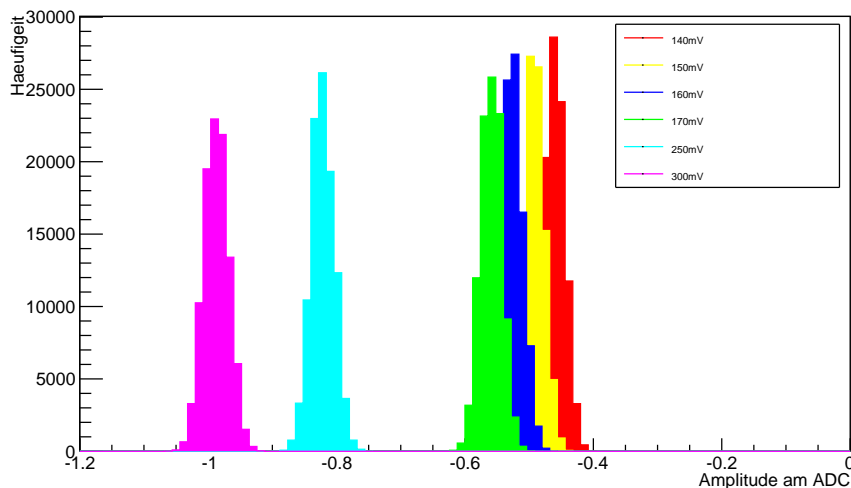


Abbildung 4.5.: Histogramm zur Bestimmung der wahrscheinlichen Position des Single-Photon-Peaks im ADC-Spektrum. Hierfür werden über einen Funktionsgenerator direkt Pulse in die Messelektronik (4.4) gegeben, welche sich lediglich in ihrer Amplitude (siehe Legende) unterscheiden. Die Amplitude des Single-Photon-Puls am Funktionsgenerator müsste bei  $-120$  mV liegen.

zu 10% betragen kann, lässt das gleichzeitige Vermessen aller dieser Kanäle den Einzel-Photon-Peak breiter werden. Die Breite des Peaks resultiert allgemein aus der Verstärkungsschwankung eines einzelnen Dynodenkanals, hier mehrerer Dynodenkanäle. Ein gleichzeitiges Auslesen aller Anodenkanäle ist jedoch unumgänglich, da sonst evtl. für die spätere Kollektionseffizienzmessung einige Photoelektronen nicht mitdetektiert würden. So wäre es durchaus möglich, dass ein Photoelektron, trotz seiner Einstrahlposition in Richtung eines bestimmten Kanals, in einem Nebkanal landet und nicht mit gemessen wird. Zwar wurde versucht, den fokussierten Lichtpunkt der LED auf dem PMT möglichst klein zu halten, jedoch scheint dies allein nicht auszureichen.

Trotzdem lässt sich festhalten, dass die Messung auf jeden Fall als Basis für weitere Messungen dienen kann.

#### 4.3.5. Probleme und Ausblick

Probleme dieser Messung hingen, wie bereits erwähnt, meist mit der Auslese des ADC zusammen. Es konnte allerdings schon ein erstes wichtiges Spektrum in Abb. 4.6 aufgenommen werden. Dies zeigt, dass ein Messen mit diesem Aufbau durchaus möglich ist. Zukünftige Messungen müssen die Frage klären, ob eine komplette Messung die Kollektionseffizienzbestimmung ermöglicht. Auch wird noch zu prüfen sein, wie sich der Fehler in dieser Messung verhält. So wurde bereits das Problem der Schwankung der Verstärkung in den einzelnen Kanälen erwähnt. Auch die Fehler der Kollektionseffizienzmessung sind groß und werden bei dieser Messung die Fehler beeinflussen. Bereits jetzt kann festgestellt werden, dass einige wichtige Schritte zur experimentellen Bestimmung der Kollektionseffizienz, sowohl hinsichtlich des Verständnis als auch hinsichtlich der Probleme bei den Messungen erfolgt sind.

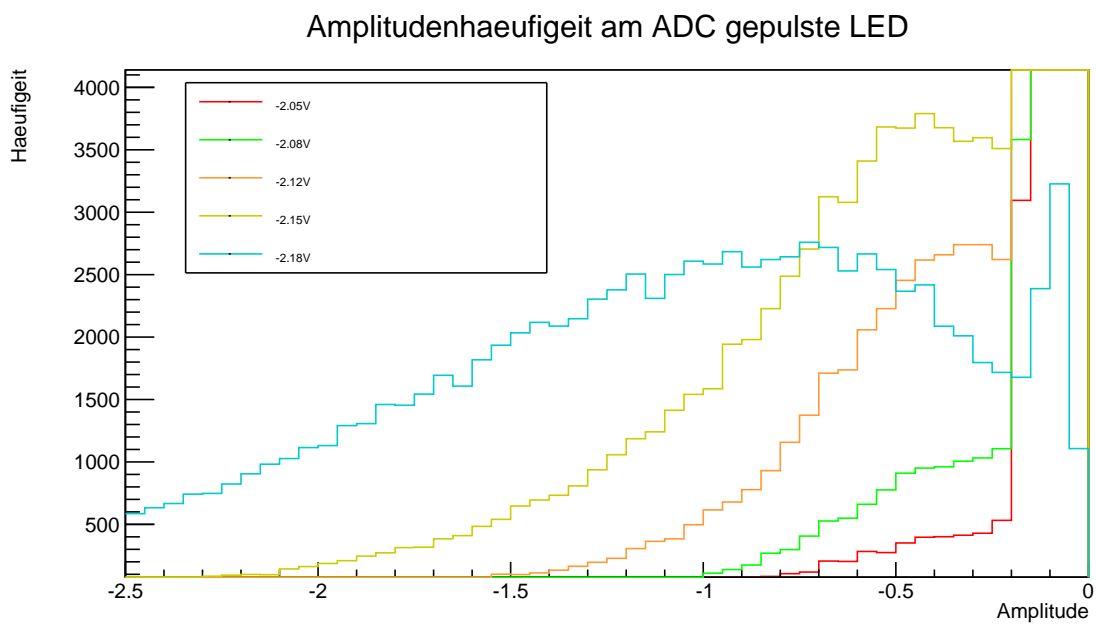


Abbildung 4.6.: Das bei verschiedenen Amplituden am Funktionsgenerator aufgenommene Einzel-Photon-Spektrum der LED. Hierbei wurde wie in 4.3.3 beschrieben vorgegangen.



## 5. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden viele interessante und neue Messungen zu Multianodenphotomultipliern gemacht.

In Bezug auf die Quanteneffizienz wurde bei verschiedenen MAPMT die wellenlängenabhängige und ortsabhängige Quanteneffizienz bestimmt. Aus diesen Messungen ergaben sich die effektive Fläche und maximale Quanteneffizienz der verschiedenen PMT. Diese Werte wurden in Bezug auf die Unterschiede der MAPMT diskutiert.

Besonders Interessant in dieser Hinsicht war die Vermessung des PMT-Prototypen H12700B. Dieser MAPMT wurde bisher noch nicht vermessen und zeigt enorme Fortschritte bzgl. der Quanteneffizienz, welche etwa 10 % höher liegt als bei bisherigen MAPMT mit BA-Kathode. Speziell zu diesem MAPMT wurde auch die effektive Fläche experimentell bestimmt und mit den Angaben des Herstellers und anderen MAPMT verglichen. Hierbei zeigte sich, dass die effektive Fläche zwar stärker abgenommen hat, als vom Hersteller angegeben, diese geringere effektive Fläche jedoch bei weitem nicht das aufwiegt, was der MAPMT, durch seine hohe Quanteneffizienz, mehr an Photonen misst. Für den H12700B kann also zusammengefasst werden, dass dieser zwar vielleicht nicht in allen Belangen besser als seine Vorgänger ist, jedoch insgesamt ein deutlicher Schritt in Richtung höherer Messeffizienz für solche MAPMT ist.

Bzgl. der Quanteneffizienzmessung wäre es allerdings noch interessant die Fehler der Quanteneffizienz zu verbessern um die QE-Kurven noch besser nachvollziehen zu können. Außerdem interessant wäre die Entwicklung eines festen Aufbaus, welcher Serientest der Quanteneffizienz verschiedener PMT zuließe. Dies hätte eine bessere Reproduzierbarkeit und Messgeschwindigkeit zur Folge.

Außerdem widmete sich diese Arbeit der Bestimmung der Kollektionseffizienz. In diesem Zusammenhang wurden Filtertransmissionen präzise vermessen. Auch wurde der Einfluss zweier im Strahlengang nah beieinander stehender Filter, auf die Transmission, vermessen.

Auch erste Einzel-Photon-Spektren konnten mit einem bisher noch nicht verwendeten Versuchsaufbau vermessen werden. Aus diesen Messungen können in Zukunft wichtige Informationen entnommen werden.

Die Kollektionseffizienzmessung konnte nicht komplett abgeschlossen werden, dennoch wurden gerade in dieser Hinsicht viele Erfahrungen über Fehlerquellen und Eigenschaften des Aufbaus gesammelt.

Insgesamt können die Messreihen dieser Arbeit als gelungen und lehrreich angesehen werden.





## 6. Erklärung

Hiermit erkläre ich nach §13, Absatz 8 der Prüfungsordnung des Studiengangs Bachelor Physik vom 15.04.2013, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Schwelm, 19.03.2014

(Jörg Förtsch)



## 7. Danksagung

Diese Arbeit trägt zwar als Verfasser meinen Namen, wäre jedoch ohne die Hilfe und Unterstützung vieler nicht möglich gewesen. Ich möchte mich im Folgenden genau bei diesen Personen bedanken. Hierbei spielt die genannte Reihenfolge keine wirkliche Rolle, da sich die Hilfe der Personen nicht messen lässt.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert, für die Möglichkeit an diesem interessanten Thema arbeiten zu dürfen. Auch bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr. Christian Zeitnitz für seinen Aufwand als Zweitgutachter.

Weiter möchte ich mich bei Dr. Christian Pauly bedanken, der mir zu jeder Zeit während dieser Arbeit mit Rat und Tat zur Seite stand. Weiterhin bedanke ich mich bei Jan Kopfer und Sven Querschfeld für die enorme Unterstützung beim Schreiben dieser Arbeit. Bedanken möchte ich mich außerdem bei Karl-Heinz Becker, der zu jeder Zeit bereit war mir elektronische Geräte zu entleihen.

Außerdem bedanke ich mich bei Sascha, Ruth, Ingolf, Nicole, Sebastian, Uwe, Jens, Lukas, Ahmad, Philipp, Julian, Biswajit, Andreas und Jahangir für viel interessante Gespräche.

Danken möchte ich Ingrid Scharwächter für ihre Unterstützung bei jeglichen Formalia.

Außerdem gilt mein Dank meinen Kommilitonen Gunnar Jäkel, Sabrina Hintz, Alex Käätä, Katrin Jonuleit, Teodora Nikolova und Bastian Wingerath die mir nicht nur während dieses Semesters eine enorme Hilfe waren.

Vor allem aber danke ich meinen Eltern Hartmut und Anne, die mir immer Rückhalt und Motivation in meinem Leben und zu dieser Arbeit gaben. Ohne sie wäre ich bei weitem nicht zu diesem Punkt in meinem Studium und Leben gekommen.

Außerdem danke ich Patrick Süther für seinen ebenfalls immer vorhandenen Rückhalt in jeglicher meiner Lebenslagen.



# Abbildungsverzeichnis

1.1. QCD-Phasendiagramm . . . . .	1
2.1. Cherenkov-Strahlungs-Skizze . . . . .	5
2.2. Spektrum der Čerenkov-Strahlung . . . . .	6
2.3. Technische Zeichnung zum CBM-RICH-Detektor . . . . .	7
2.4. Skizze eines PMT . . . . .	8
2.5. Darstellung des einzel Photon Spektrums . . . . .	10
2.6. Schaubild zur Beschreibung der Kollektionseffizienz . . . . .	11
2.7. Skizze eines MAPMT . . . . .	12
3.1. Schaltbild zur QE-Messung . . . . .	17
3.2. Versuchsaufbau zur QE-Messung . . . . .	18
3.3. Spektrum in Abhängigkeit der Wolframlampenintensität . . . . .	20
3.4. Versuchsaufbau zur orts aufgelösten QE-Messung . . . . .	23
3.5. Zeitlicher Verlauf der Strahlungsintensität der Lichtquelle . . . . .	29
3.6. Photostrom in Abhängigkeit der Einstrahlposition auf der Diode . . . . .	30
3.7. Abhängigkeit der Photodiodenposition . . . . .	30
3.8. Beschleunigungsspannungsabhängigkeit des Photostroms und der QE . . . . .	31
3.9. Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den R10552-103-M64 . . . . .	32
3.10. Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den R10552-03-M64 . . . . .	34
3.11. Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den H8500D-03 . . . . .	35
3.12. Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den H12700B . . . . .	36
3.13. Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für drei verschiedene PMT . . . . .	37
3.14. Ortsabhängige Quanteneffizienzmessung des H12700B . . . . .	39
3.15. $x$ - und $y$ -Projektion zur orts aufgelösten Quanteneffizienzmessung des H12700B . . . . .	40
3.16. Ortsabhängige Quanteneffizienzmessung des H8500D-03 . . . . .	41
3.17. $x$ - und $y$ -Projektion zur orts aufgelösten Quanteneffizienzmessung des H8500D-03 . . . . .	42
3.18. Vergleich der effektiven Fläche des H8500D-03 und des H12700B . . . . .	43
4.1. Versuchsaufbau zur Filtertransmissionsmessung . . . . .	47
4.2. Exemplarische Filtermessung ohne Filter . . . . .	48
4.3. Versuchsaufbau zur CE-Messung . . . . .	50
4.4. Ausleseelektronik der CE-Messung . . . . .	51
4.5. Bestimmung der wahrscheinlichen Position des Singe-Photon-Peaks im ADC-Spektrum . . . . .	54
4.6. Einzel-Photon-Spektrum . . . . .	55

A.1. Ringradienunterschied zwischen $e$ und $\pi$ für verschiedene Impulse . . . . .	67
A.2. Transmission der verschiedenen Filter für die wellenlängige Quanteneffizienzmes- sung . . . . .	68
A.3. Abhängigkeit der QE von der Anzahl, der bei der Messung angeschlossenen, Dynoden . . . . .	69
A.4. Photostrom am PMT bzgl. Wellenlänge mit und ohne Rechteckblende . . . . .	70
A.5. Überlegungen zur Transmission zweier Filter . . . . .	71
A.6. Ortsaufgelöste QE des H8500D-03 und des H12700B bei verschiedenen Schwellen	72

# Tabellenverzeichnis

2.1. MAPMT-Uebersicht . . . . .	13
3.1. Fehler für die bzgl. der QE-Messung relevanten Messbereiche des Pikoamperemeters. . . . .	25
3.2. Tabelle zu den verschiedenen effektiven Flächen des H12700B . . . . .	40
3.3. Tabelle zu den verschiedenen effektiven Flächen des H8500D-03 . . . . .	41
4.1. Transmission der Filter . . . . .	48
A.1. Fitparameter zur Filtermessung . . . . .	72





# A. Anhang

## A.1. Abbildungen

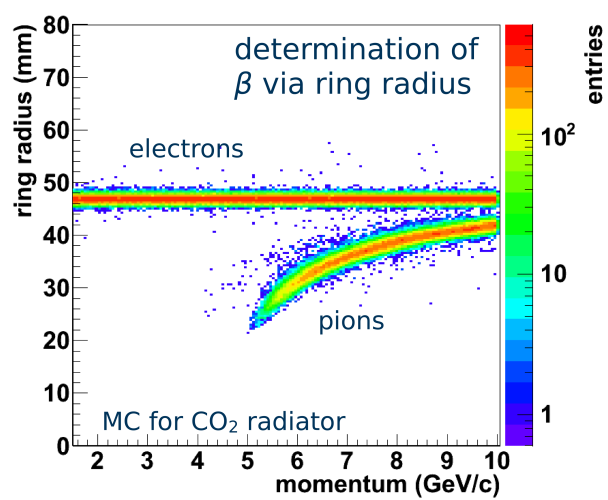


Abbildung A.1.: Unterschiede der Ringradien bzgl. des Pulses zwischen Elektronen und Pionen im Radiator  $CO_2$ . Die Daten sind Monte-Carlo simuliert und Quelle [22] entnommen.

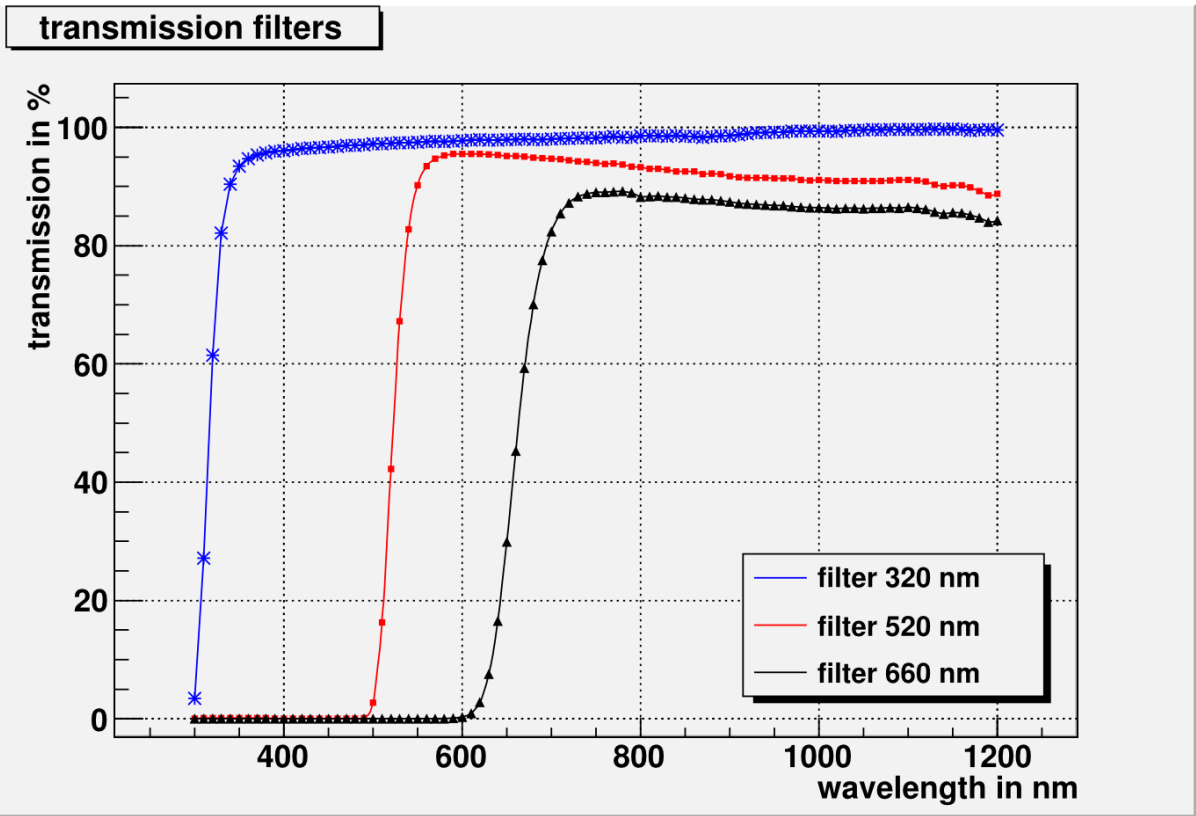


Abbildung A.2.: Transmission der verschiedenen Filter, die zum wellenlängenabhängigen Vermessen der Quanteneffizienz verwendet wurden. Der Plot wurde Quelle [12] entnommen.

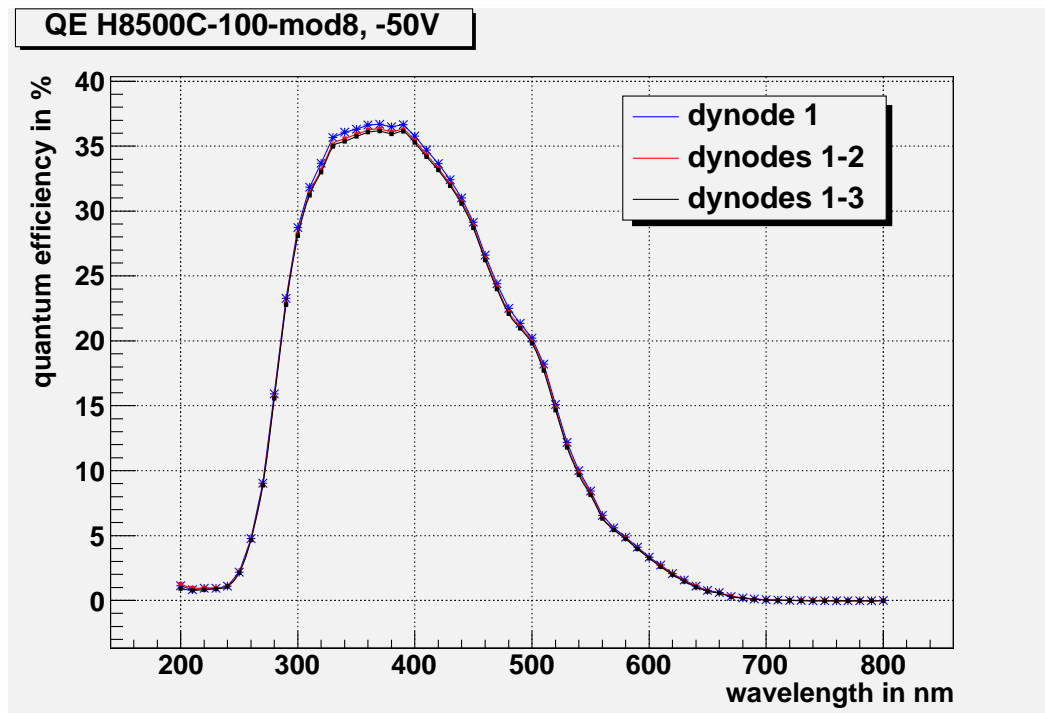


Abbildung A.3.: Abhängigkeit der QE von der Anzahl, der bei der Messung angeschlossenen, Dynoden. Die Messungen wurden mit dem H8500C-100-mod8 durchgeführt. Die Legende zeigt die drei verschiedenen Messungen, mit einer, mit zwei und mit drei Dynoden. Zu sehen ist, dass diese Messungen nicht voneinander Abweichen, weshalb der Anschluss dreier Dynoden zu den weiteren QE-Messung absolut ausreichen sollte. Diese Messung wurde von Jan Kopfer zur Verfügung gestellt.

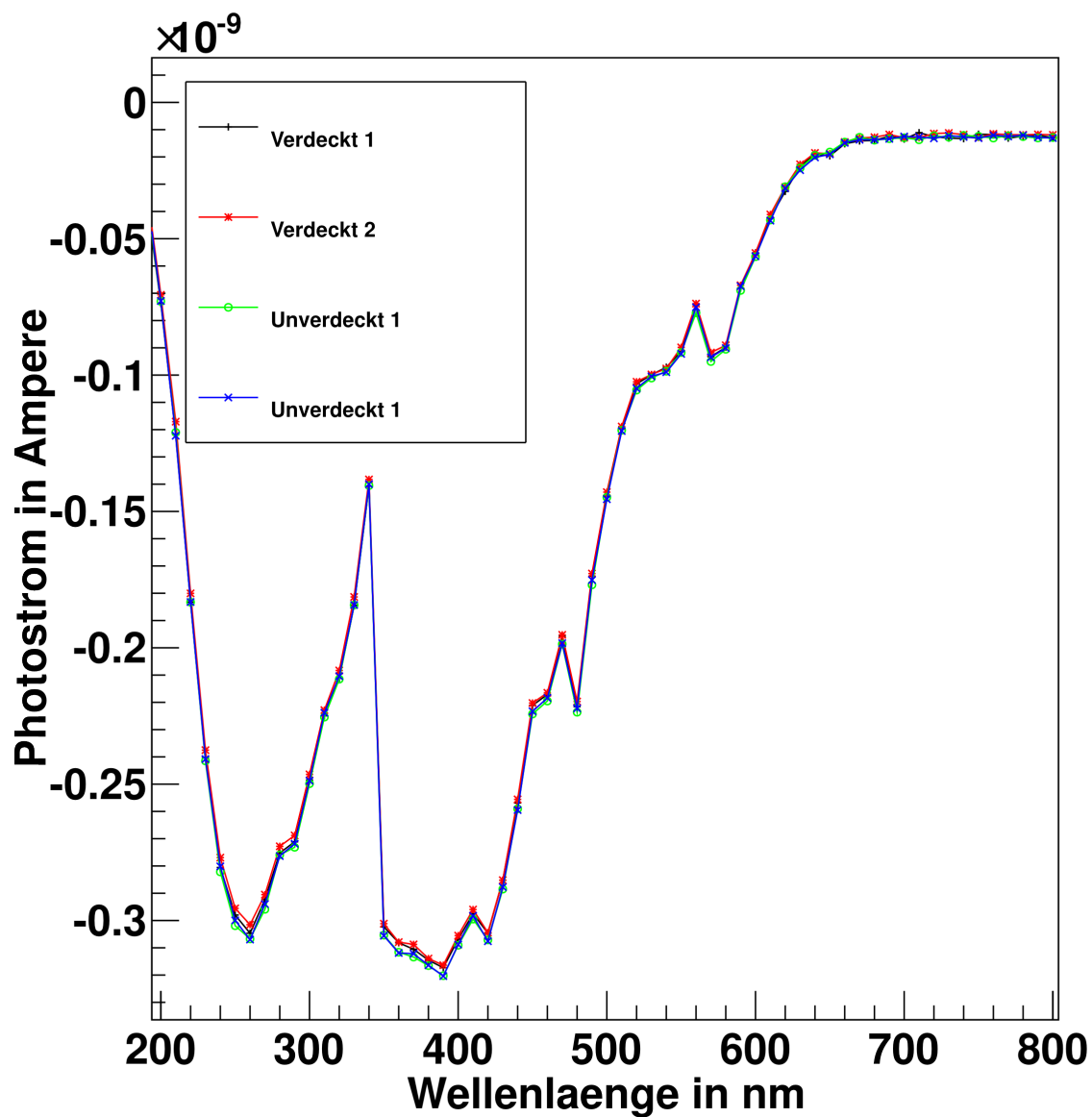


Abbildung A.4.: Photostrom des R10552-103-M64 in Abhängigkeit der Wellenlänge mit und ohne Rechteckblende vor dem PMT-Fenster. Zur Untersuchung der Auswirkung der kleineren Diodenfläche gegenüber der größeren MAPMT-Frontfläche. Auf eine Fehlerbetrachtung wurde in diesem Plot verzichtet.

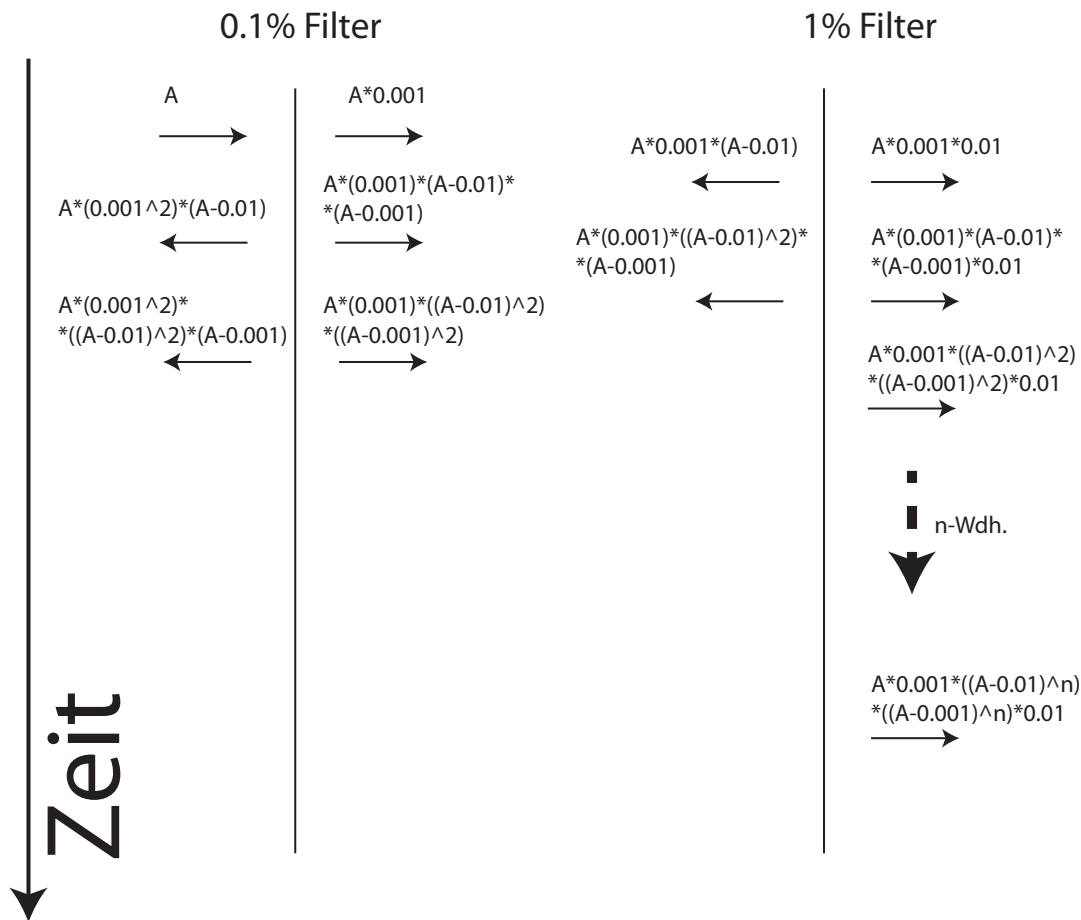


Abbildung A.5.: Schaubild zu Überlegungen bzgl. der Transmission zweier nacheinander gestellter Filter. A ist hierbei die Amplitude der eingehenden Strahlung. Der zeitliche Verlauf ist von oben nach unten. Für den 1 %-Filter vor dem 0.1 %-Filter gelten analoge Überlegungen welche zum selben Ergebnis führen.

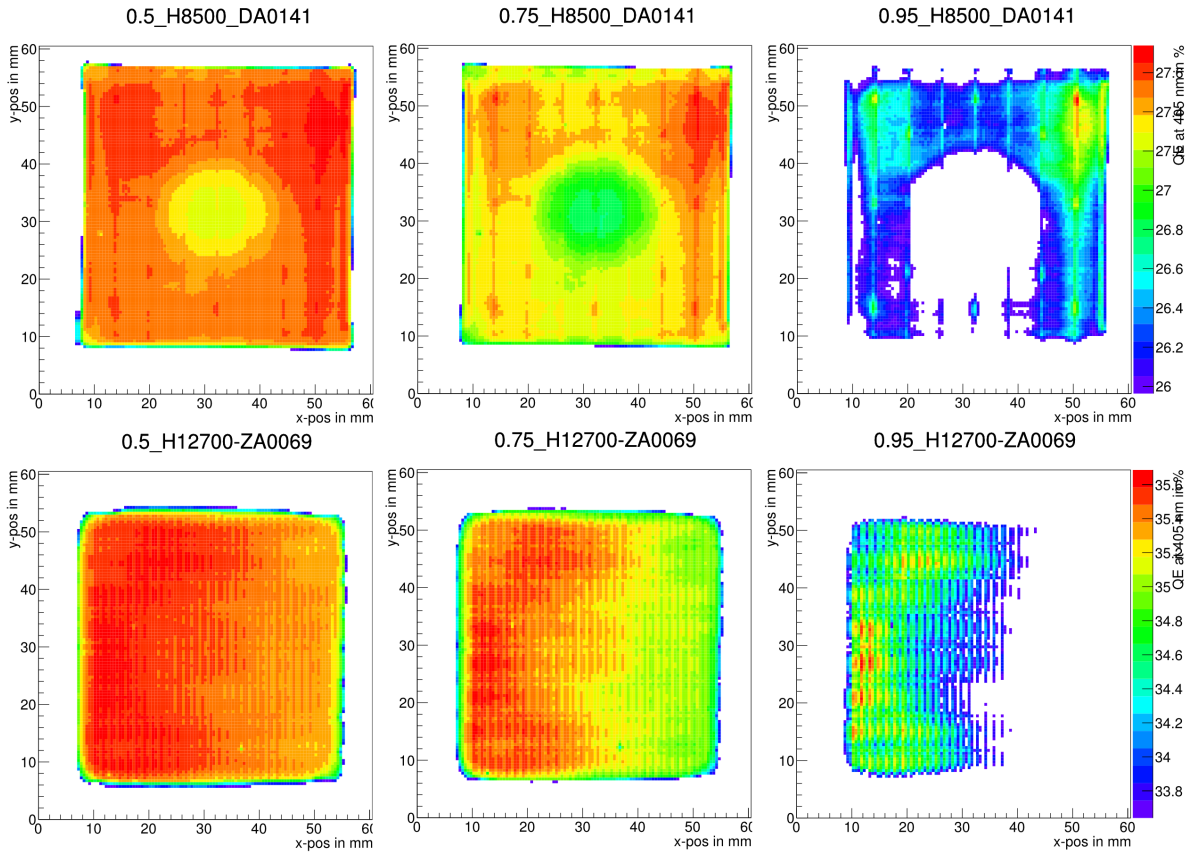


Abbildung A.6.: Ortsaufgelöste QE des H8500D-03 (oben) und des H12700B (unten) bei verschiedenen Schwellen. Die drei Schwellen sind v.l.n.r. 50 %, 75 %, 50 %. Sie dienen dem besseren Verständnis der effektiven Fläche bei einer hoch angelegten Schwelle.

## A.2. Tabellen

Tabelle A.1.: Fitparameter zur Filtermessung. Der Filtertyp bezeichnet hier, welcher Filter in den Strahlengang eingesetzt wurde. 0.1 %-1 % bedeutet hierbei, dass in den Strahlengang zuerst der 0.1 %-Filter und direkt dahinter der 1 %-Filter eingesetzt wurden.

Filtertyp	$\chi^2/\text{NDF}$	Steigung $m$
ohne Filter	0.69	$0.9101 \pm 8.32 \cdot 10^{-4}$
0.1 %-Filter	0.52	$8.94 \cdot 10^{-4} \pm 6.22 \cdot 10^{-7}$
1 %-Filter	0.71	$9.54 \cdot 10^{-3} \pm 1.01 \cdot 10^{-5}$
0.1 %-1 %-Filter	0.37	$1.059 \cdot 10^{-5} \pm 7.55 \cdot 10^{-8}$
1 %-0.1 %-Filter	0.36	$1.067 \cdot 10^{-5} \pm 6.74 \cdot 10^{-8}$

### **A.3. Datenblatt zum H12700B**

Auf den folgenden Seiten wurde eine gekürzte Fassung des Datenblattes vom H12700B Prototypen von Hamamatsu angefügt, da dieses nicht anders zugänglich ist.





## Anode Uniformity of H12700B

Supply Voltage : -1000 v  
 Light Source : W-Lamp with blue filter (DC Light)  
 Spot Illumination : 6 mm square on each channel

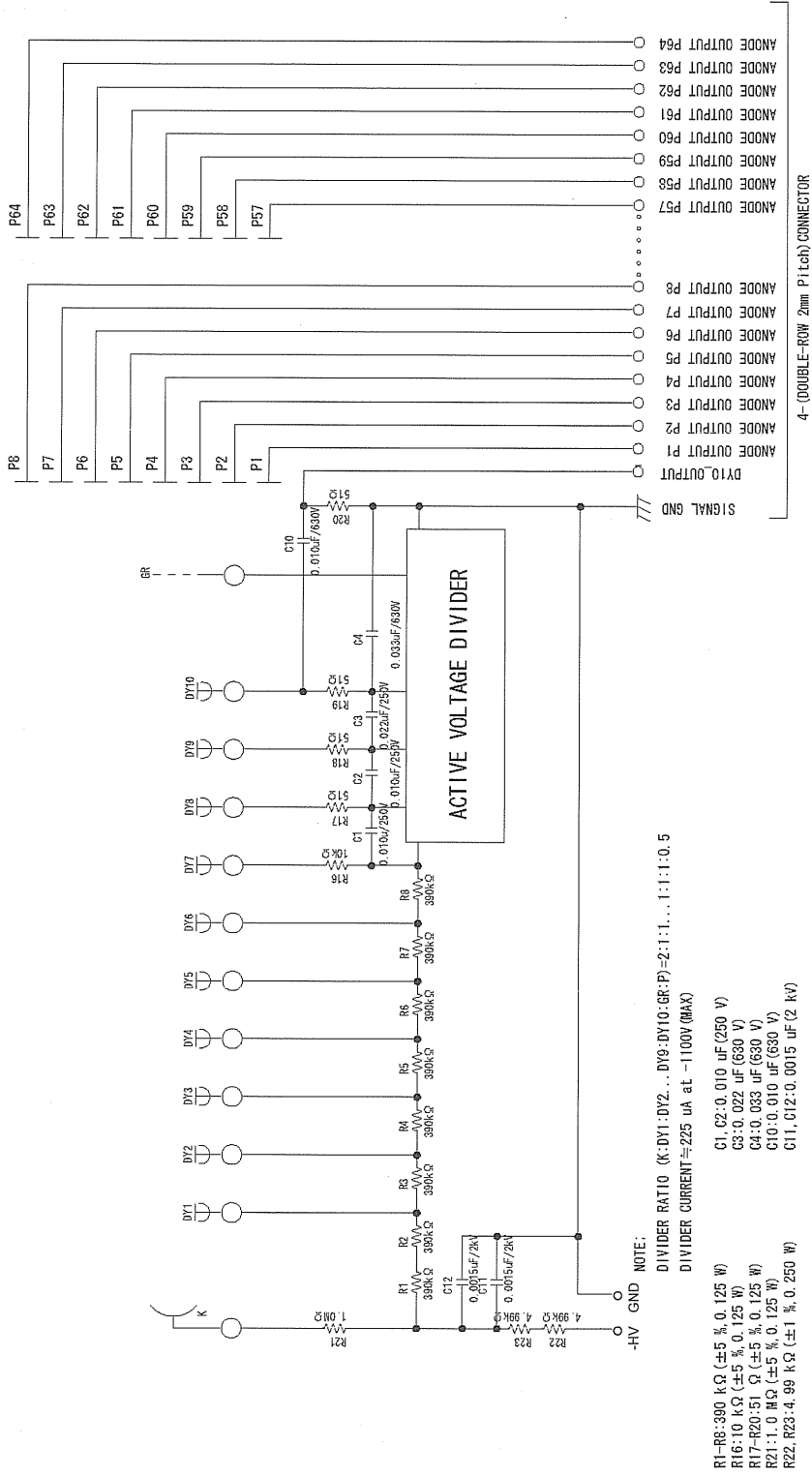
Serial No. : ZA0069

Ratio of Anode Output = 1 : 2.0

P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8
83	91	100	92	92	86	74	58
P9	P10	P11	P12	P13	P14	P15	P16
81	95	99	98	98	90	81	67
P17	P18	P19	P20	P21	P22	P23	P24
77	92	97	94	93	90	83	67
P25	P26	P27	P28	P29	P30	P31	P32
68	89	93	91	96	88	78	66
P33	P34	P35	P36	P37	P38	P39	P40
71	89	91	91	92	85	80	69
P41	P42	P43	P44	P45	P46	P47	P48
71	89	89	85	84	85	83	70
P49	P50	P51	P52	P53	P54	P55	P56
69	77	80	79	79	82	80	65
P57	P58	P59	P60	P61	P62	P63	P64
56	62	65	64	64	69	64	51

Top View





VOLTAGE DIVIDER CIRCUIT  
 H12700B, H12700B-03





# Literaturverzeichnis

- [1] <http://www.fair-center.eu/for-users/experiments/cbm/introduction.html>, entnommen am 12.04.2014
- [2] [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/p-dev\\_2014\\_T0TH0022E01.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/p-dev_2014_T0TH0022E01.pdf), slice 16, entnommen am 12.04.2014
- [3] Siegfried Schmidt private Kommunikation via E-Mail vom 08.01.2013
- [4] <http://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/det07/skripte/ident01.pdf>, Seite 161, entnommen am 12.04.2014
- [5] Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert Vorlesung zur Experimentellen Physik 4a "Kern und Teilchenphysik" Slide 154 im Semester SS 2012
- [6] M. Ogawa, Absorption Cross Sections of O<sub>2</sub> and CO<sub>2</sub> Continua in the Schumann and far-uv Regions, J. Chem. Phys. 54, 1971
- [7] CBM Collaboration, Technical Design Report for the CBM Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detector, 2013, <https://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2013-Jun-16-1.pdf>
- [8] <http://de.wikipedia.org/wiki/Photomultiplier>, entnommen am 12.04.2014
- [9] A.G.Wright Absolute calibration of photomultiplier based detectors – difficulties and uncertainties, Seite 3, August 1999
- [10] Hamamatsu Photonis K.K., Photomultiplier Tubes, Basics and Applications, ed. by World Technical Writing Inc., 2007.
- [11] Datasheet der H8500- und H10966-Serie von Hamamatsu, [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/H8500\\_H10966\\_TPMH1327E02.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/H8500_H10966_TPMH1327E02.pdf), entnommen im November 2013
- [12] Jan Kopfer, QE-Setup, November 2010
- [13] Spectral Products, Deuterium and Tungsten-Halogen Hybrid Light Source Operation Manual, <http://www.spectralproducts.com/>
- [14] KEITHLEY Model 6485 Picoammeter Instruction Manual, Keithley Instruments Inc., Oktober 2001
- [15] Sascha Reinecke, Tests and comparison of various photon sensor devices for the CBM-RICH, 04.09.2013, <https://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2013-Dec-31-1.pdf>

- [16] mesytec MSI-8 Datasheet V2.0, mesytec, <http://www.mesytec.com/datasheets/MSI-8.pdf>, entnommen im Januar 2014
- [17] <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=12&idmod=343>, entnommen im Februar 2014
- [18] OPERATOR'S MANUAL MODEL 4608C 8-CHANNEL NIM DISCRIMINATOR, LeCroy, Juni 1987
- [19] <http://www.caen.it/jsp/Template2/CaenProd.jsp?parent=12&idmod=299>, entnommen im Februar 2014
- [20] SIS3300/SIS3301 65/100 MHz VME FADCs User Manual Version: 3.00 , SIS GmbH, 27.05.2002
- [21] C.Pauly et al. CBM Progress Report 2010, S.26
- [22] Jan Kopfer, Status of the CBM-RICH detector, slice 5, 20.02.2014, <https://indico.gsi.de/getFile.py/access?contribId=4&sessionId=1&resId=0&materialId=slides&confId=2632>