

WESTFÄLISCHE WILHELMS-UNIVERSITÄT MÜNSTER

BACHELORARBEIT

**Charakterisierung von 3,5" Photomultipliern
vom Typ HZC XP82B2F für zukünftige
Erweiterungen des IceCube Neutrinoobservatoriums**

Autorin:
Berit Schlüter

Gutachter:
Prof. Dr. Alexander Kappes
Dr. Volker Hannen

*Wissenschaftliche Arbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science*

in der

AG Kappes
Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik

13. September 2019

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Neutrinos	3
2.1	Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie	3
2.2	Detektion mit der Cherenkov-Technik	4
2.3	IceCube Neutrinoobservatorium	4
3	Photomultiplier Tubes	9
3.1	Aufbau und Allgemeines	9
3.2	Quanteneffizienz	11
3.3	Verstärkungsfaktor und Sammeleffizienz	12
3.4	Single-Photo-Electron-Spektrum	13
3.5	Zeitliche Parameter	15
3.6	Dunkelrate und Dunkelstrom	16
3.7	Korrelierter Untergrund	18
4	Charakterisierung	21
4.1	Allgemeiner Versuchsaufbau	21
4.2	Verstärkungsfaktor	22
4.3	Durchschnittliche Pulsform und zeitliche Parameter	24
4.4	Quanteneffizienz	29
4.5	Dunkelrate	32
4.6	Korrelierter Untergrund	33
4.6.1	Frühe Pulse, verspätete Pulse und frühes Afterpulsing	34
4.6.2	Spätes Afterpulsing	36
5	Zusammenfassung und Ausblick	39
6	Anhang	43
	Literatur	45
	Danksagung	47
	Plagiatserklärung	49

1 Einleitung und Motivation

Ein wichtiges Forschungsgebiet der Kern- und Teilchenphysik ist die Erforschung der Elementarteilchen des Standardmodells. Zu solchen Elementarteilchen zählen unter anderem die Neutrinos, die zu der Klasse der Leptonen gehören. Sie wurden 1930 von Wolfgang Pauli als neutrale Teilchen postuliert, um die Impuls-, Drehimpuls und Energieerhaltung des β -Zerfalls zu erfüllen, die zuvor verletzt waren. Dafür erhielt der Österreicher den Nobelpreis für Physik 1945. Ziel von vielen Physikern war es, die Existenz des wahrscheinlich durch den β -Zerfall entstehenden Neutrinos nachzuweisen. Es vergingen einige Jahre, bevor der erste direkte Nachweis des Neutrinos gelang, da Neutrinos mit der Materie nur schwach wechselwirken.

1956 gelang schließlich den beiden Physikern Clyde L. Cowan und Frederick Reines der erste direkte Nachweis des Neutrinos. Er erfolgte durch den umgekehrten β -Zerfall, indem das entstandene Neutron und Elektron in einem Wassertank, der mit Cadmiumchlorid versetzt war, einzeln reagierten und die dabei entstandenen Photonen detektiert wurden. Reines erhielt für diese Entdeckung 1995 den Nobelpreis für Physik [1].

Dieser Forschungserfolg führte zu weiteren wissenschaftlichen Auseinandersetzungen mit den Neutrinos. Der Schwerpunkt war dabei gerichtet auf die Quelle beziehungsweise Herkunft, die Masse der Neutrinos sowie auf die später entdeckte Neutrinooszillation, weswegen verschiedenartige Detektoren mit unterschiedlichen Funktionsweisen erbaut wurden.

Einer dieser Detektoren ist das in der Antarktis errichtete und 2011 vollständig in Betrieb genommene IceCube Neutrinoobservatorium. Sein Hauptgebiet im Bereich der Astroteilchenphysik ist auf die Erforschung der Neutrinos gerichtet. Ein erster Erfolg des Projekts war der Nachweis im August 2011 und Januar 2012 von zwei extragalaktischen Neutrinos mit Energien im PeV-Bereich, die bis dato in diesem Energiebereich noch nicht detektiert wurden. Diese beiden Nachweise sind bekannt unter den Namen „Ernie“ und „Bert“ [2].

Diese Erfolge ermutigten zur weiteren Erforschung und Verbesserung des Detektors. Zu diesem Zweck sind Erweiterungen des IceCube Teleskops unter dem Namen IceCube Upgrade mit neuen optischen Modulen wie das mDOM und IceCube-Gen2 geplant.

Diese Arbeit dient zur Charakterisierung von womöglich in dem IceCube Upgrade verwendeten Photomultipliern des Typs XP82B2F von Hainan Zhanchuang Photonics Technology Co., Ltd (HZC). Im Anschluss an diese Einleitung werden die Neutrinos behandelt, unter anderem ihre Wechselwirkung mit Materie und ihre Detektion mittels der Cherenkov-Technik. Auch wird ein Ausblick auf die Funktionsweise des IceCube Teleskops gegeben. Danach befasst sich die Arbeit zunächst in der Theorie mit der Funktionsweise von Photomultipliern und ihren charakteristischen Merkmalen, die im nachfolgenden Teil mit Messungen an vier Photomultipliern charakterisiert wurden. Schließlich erfolgt eine bewertende Zusammenfassung der Ergebnisse und es wird ein Ausblick auf die Einsatzmöglichkeit der HZC PMTs gegeben.

2 Neutrinos

Neutrinos gehören im Standardmodell zu den Leptonen und sind aufgeteilt in drei Sorten (*englisch* Flavours), erstens das Elektron-Neutrino ν_e , zweitens das Myon-Neutrino ν_μ , drittens das Tau-Neutrino ν_τ und ihre jeweiligen Antiteilchen ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$). Sie können aus verschiedenen Quellen, wie zum Beispiel der Sonne oder aktiven galaktischen Kernen¹ oder durch diverse Wechselwirkungsprozesse entstehen, weshalb sie je nach Entstehungsort beziehungsweise -art unterschiedliche Energien aufweisen. Die hochenergetischen Neutrinos mit Energien von über TeV aus galaktischen oder extragalaktischen Quellen sind für die Astroteilchenphysik von besonderer Bedeutung, um unter anderem die Quellen kosmischer Strahlung zu finden [3].

2.1 Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie

Neutrinos besitzen eine sehr geringe Masse und sind neutral geladene Teilchen. Sie unterliegen der schwachen Wechselwirkung, jedoch nicht der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung. Der aus der geringen Masse und der schwachen Wechselwirkung resultierende kleine Wechselwirkungsquerschnitt führt dazu, dass Neutrinos nur schwer zu detektieren sind [1].

Wechselwirken Neutrinos mit Materie bei hohen Energien, geschieht dieses dominierend über tiefinelastische Streuungen an Protonen oder Neutronen von Atomkernen. Da sie, wie beschrieben, der schwachen Wechselwirkung unterliegen, können sie auf zwei Arten wechselwirken. Die Wechselwirkungen werden dementsprechend in geladene und neutrale Ströme unterteilt. Die Differenzierung ist dabei abhängig vom Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung. Bei den geladenen Strömen findet der Austausch über die geladenen Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung, die W-Bosonen (W^+, W^-), statt und stellt sich wie folgt

$$\nu_L + N \rightarrow L^- + X \quad (2.1.1)$$

$$\bar{\nu}_L + N \rightarrow L^+ + X \quad (2.1.2)$$

dar. Bei den neutralen Strömen findet der Austausch über das neutrale Austauscheteilchen, das Z-Boson (Z^0), statt, welches wie folgt

$$\nu_L + N \rightarrow \nu_L + X \quad (2.1.3)$$

$$\bar{\nu}_L + N \rightarrow \bar{\nu}_L + X \quad (2.1.4)$$

aussieht. In den Reaktionsgleichungen beschreibt ν_L das Neutrino beziehungsweise $\bar{\nu}_L$ das Antineutrino mit seiner jeweiligen Sorte $L = (e, \mu, \tau)$ und N das Nukleon aus dem Atomkern, mit dem das Neutrino wechselwirkt. Bei den neutralen Strömen entsteht ein Neutrino und mehrere Hadronen X . Dahingegen entsteht bei den geladenen Strömen anstelle des Neutrinos das jeweilige Lepton L passend zur Sorte des Neutrinos und ebenfalls mehrere Hadronen X [4].

Die entstandenen Leptonen und Hadronen dienen schließlich zur indirekten Detektion der Neutrinos, da sie innerhalb des Detektors Cherenkov-Strahlung produzieren können und sich diese Strahlung detektieren lässt.

¹ active galactic nuclei (AGN)

2.2 Detektion mit der Cherenkov-Technik

Bei der beschriebenen indirekten Detektion von Neutrinos mit Hilfe der Cherenkov-Technik wird die Cherenkov-Strahlung, die bei der Wechselwirkung von Neutrinos mit dem Atomkern durch die entstandenen Leptonen und Hadronen produziert wird, ausgenutzt.

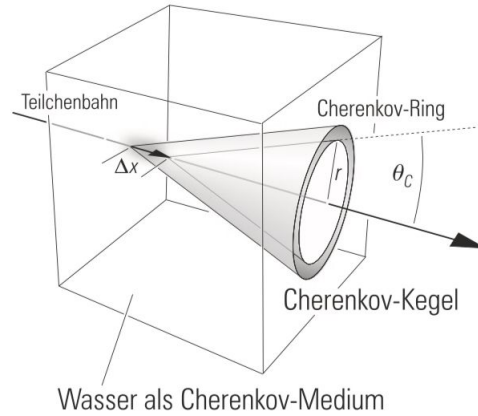


Abbildung 2.2.1: Schematische Darstellung der Emission von Cherenkov-Strahlung für den Fall, dass ein geladenes Teilchen, das schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist, das Medium durchquert. Entnommen aus [3].

Cherenkov-Strahlung entsteht, wenn ein geladenes Teilchen ein Medium mit dem Brechungsindex n schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium $c_n = \frac{c_0}{n}$ durchfliegt.

Durchquert ein geladenes Teilchen, das langsamer als die Lichtgeschwindigkeit c_n ist, ein Medium, werden die Atome entlang seiner Bahn polarisiert. Ist dieses geladene Teilchen dagegen schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium, entsteht ein Dipolfeld, da das geladene Teilchen schneller ist als die Polarisation. Das entstandene Dipolfeld führt sodann zur Emission von elektromagnetischen Wellen und damit zur Cherenkov-Strahlung (Abb. 2.2.1) [1].

Diese wird in Form eines Kegels emittiert, da die Emission der Strahlung in Richtung der Teilchenbahn mit dem Cherenkov-Winkel

$$\Theta_C = \arccos\left(\frac{c_0}{nv}\right) \quad (2.2.1)$$

geschieht. Hierbei ist v die Geschwindigkeit des durchquerenden geladenen Teilchens und c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Um die Strahlung zu detektieren werden Photomultiplier in einem transparenten Medium, wie zum Beispiel Wasser oder Eis, verwendet. Ein transparentes Medium wird gewählt, da die Cherenkov-Photonen in diesem Medium nicht absorbiert werden. Je nach verwendetem Medium variiert der gewählte Abstand der optischen Module zueinander, da die Streulänge und die Absorptionslänge des Lichts abhängig vom Medium sind. Ein optisches Modul kann aus einem oder mehreren Photomultipliern bestehen. Mit Hilfe dieser kann die entstandene Cherenkov-Strahlung detektiert werden. Anhand des detektierten Lichts kann schließlich die Richtung und Energie des durchquerenden geladenen Teilchens bestimmt und somit auch auf das ursprüngliche wechselwirkende Neutrino geschlossen werden [3].

2.3 IceCube Neutrinoobservatorium

Der IceCube Detektor ist ein Neutrino-Teleskop in der Antarktis, das auf der Cherenkov-Technik basiert. Der Detektor besteht aus 86 Strings mit insgesamt 5160 optischen Modulen und befindet

sich in einer Tiefe von 1450 m bis 2450 m im Eis der Antarktis (Abb. 2.3.1). Das Detektorvolumen beträgt ungefähr 1 km^3 und dient in erster Linie zur Detektion hochenergetischer Neutrinos, daneben aber auch der Suche nach Dunkler Materie, der weiteren Erforschung der Neutrinooszillation und darüber hinaus der Erforschung weiterer Felder der Astroteilchenphysik. Im Zentrum des Detektors befinden sich zusätzliche Strings mit optischen Modulen, um niederenergetische Neutrinos mit ungefähr 10 GeV bis 100 GeV zu detektieren. Dieser Teil des IceCubes wird als DeepCore bezeichnet. Ein weiterer wichtiger Bestandteil sind die 162 Detektortanks an der Oberfläche von IceCube. Zusammen bilden sie IceTop. Der IceTop dient als Veto für den IceCube, da mit seiner Hilfe die Teilchen identifiziert werden, die nicht aus Neutrinowechselwirkungen stammen. Das sind zum Beispiel atmosphärische Myonen aus Teilchenschauern. Außerdem kann er als einzelner Detektor für atmosphärische Schauer angesehen werden [4].

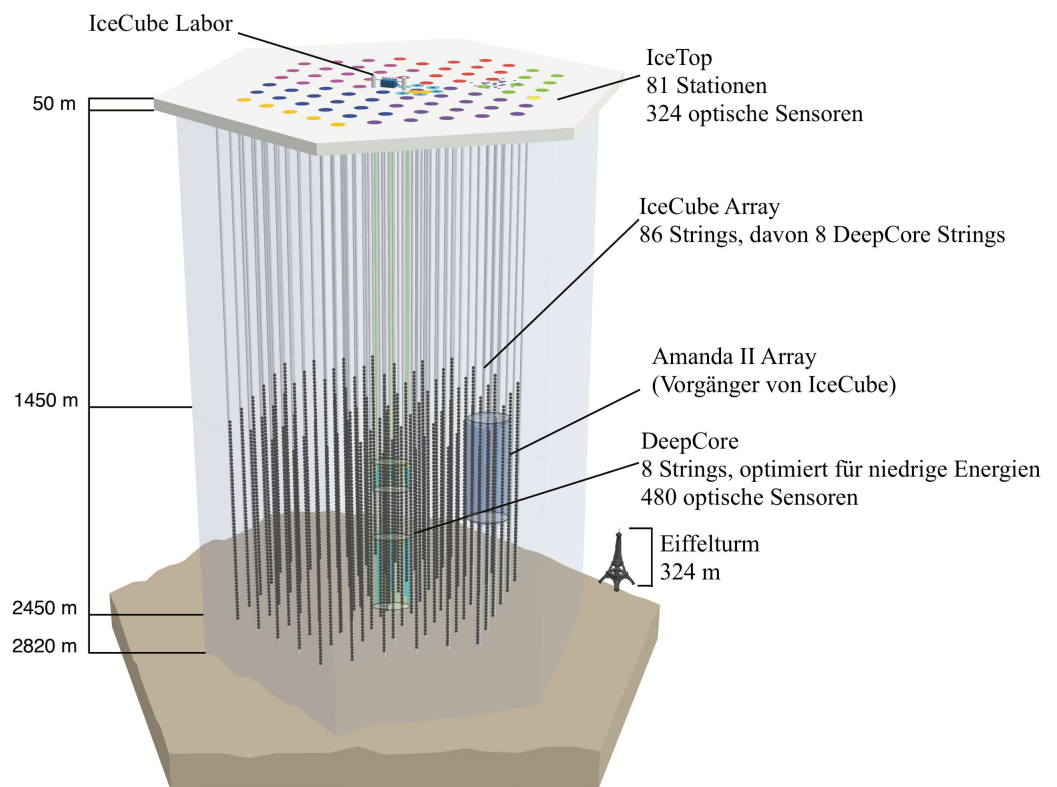


Abbildung 2.3.1: Darstellung des IceCube Neutrino Teleskops. Entnommen aus [4], modifiziert und übersetzt.

Mit dem Detektor können sowohl Energie als auch Richtung und meistens die Sorte der Neutrinos bestimmt werden, da sie unterschiedliche Muster bei der Detektion im Detektor verursachen. Es lassen sich drei Muster unterscheiden, der Pfad (*englisch track*), der Schauer (*englisch shower*) und der Double Bang.

Der Pfad entsteht, wenn ein Myon den Detektor durchquert und dadurch Cherenkov-Strahlung entlang des Pfades des Myons ausgestrahlt wird. Die Wechselwirkung des Neutrinos hat dabei über die geladenen Ströme stattgefunden. Daraus resultiert, dass es sich um ein Myon-Neutrino handelt. Das Myon weicht nur leicht von der Richtung des Neutrinos ab, weshalb mit höherer Genauigkeit auf die ursprüngliche Quelle des Neutrinos geschlossen werden kann.

Im Detektor können neben dem Pfad aber auch elektromagnetische oder hadronische Schauer entstehen. Der elektromagnetische Schauer wird durch ein Elektron oder ein Positron verursacht, bei

dem die Wechselwirkung eines Elektron-Neutrinos über die geladenen Ströme stattgefunden hat. Im Gegensatz dazu wird der hadronische Schauer durch die Wechselwirkung des Neutrinos über die neutralen Ströme ausgelöst. Durch beide Schauer kann die Energie des Neutrinos bestimmt werden, jedoch nicht seine genaue Richtung.

Das schließlich letzte Muster ist der Double Bang. Er entsteht durch ein hoch energetisches Tau-Neutrino, das über die geladenen Ströme in ein Tau-Teilchen zerfällt. Dieses Tau-Teilchen kann entweder über die schwache Wechselwirkung in ein Myon oder ein Elektron beziehungsweise Positron und ihrem jeweiligen Neutrino oder über den starken Zerfall in geladene oder neutrale Pionen und einem Tau-Neutrino zerfallen. Die dabei entweder entstehenden Elektronen, Positronen oder Pionen lösen einen elektromagnetischen oder hadronischen Schauer aus, wodurch ein zweites Mal Cherenkov-Strahlung entsteht [4].

In der Zukunft stehen Erweiterungen des IceCube Neutrinoobservatoriums an, nämlich IceCube-Gen2. Es ist für IceCube-Gen2 geplant, das bisherige Detektorvolumen auf ein Volumen von 10 km^3 zu vergrößern. Dazu werden neue Strings installiert, deren Abstände ermöglichen sollen, Neutrinos mit noch höheren Energien detektieren zu können. Dafür sollen ungefähr 15000 zusätzliche optische Module hinzugefügt werden, die eine bessere Winkelauflösung und Statistiken versprechen [4]. Neben der Vergrößerung des IceCubes soll zuvor noch eine weitere Verbesserung hinzugefügt werden, das IceCube Upgrade. Beim IceCube Upgrade sollen sieben neue Strings mit neuen optischen Modulen in der DeepCore Region hinzugefügt werden. Diese Strings sollen eine bessere Sensitivität für niedrige Energien ($<10 \text{ GeV}$) bewirken. Dadurch führt das Upgrade zu verbesserten Messungen der Neutrinooszillation. Darüber hinaus dient es zur Kalibrierung des Detektors, wodurch auch bereits erfasste Daten erneut analysiert werden können und dem Test neuer optischer Module. Der Einsatz des Upgrades ist für das Jahr 2022 beziehungsweise 2023 geplant [5].

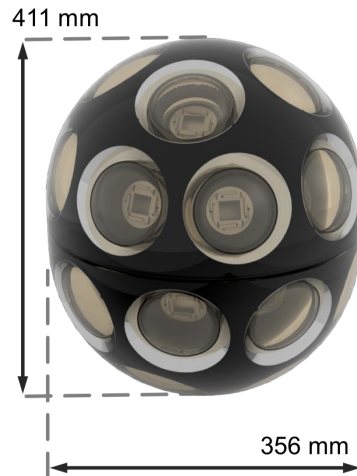


Abbildung 2.3.2: Abbildung des mDOMs mit Größenangaben. Entnommen aus [4].

Eines der für das Upgrade vorgesehenen neuen Module ist das multi-PMT digital optical module, kurz mDOM. Das mDOM besteht aus 24 Photomultipliern mit einem Durchmesser von ungefähr 3" (siehe Abbildung 2.3.2). Durch die erweiterte Anzahl an PMTs und die dadurch bedingte große Kathodenoberfläche besitzt das mDOM eine große effektive Fläche für die Detektion von Licht. Da die PMTs zudem in sämtliche Richtungen angeordnet sind, ist eine homogene 4π Winkelauflösung garantiert. Darüber hinaus ist die Richtung der Cherenkov-Strahlung präziser bestimmbar [6].

Den optischen Modulen, die die Photomultiplier beinhalten, kommt insofern eine besondere Bedeutung zu. Das Augenmerk ist dabei auf die Auswahl der zu verwendeten Photomultiplier Modelle zu richten, mit der Fragestellung, welcher Photomultiplier die Detektion am optimalsten erfüllt. Der zu

charakterisierende HZC Photomultiplier vom Typ XP82B2F ist ein solcher zur Auswahl stehender Photomultiplier, da er eine große Kathodenoberfläche besitzt.

3 Photomultiplier Tubes

3.1 Aufbau und Allgemeines

Photomultiplier Tubes (PMTs) dienen der Detektion von meist schwachen Lichtsignalen. Dabei werden Photonen mittels des photoelektrischen Effekts in Photoelektronen umgewandelt und das entstehende Signal mit einem Messgerät nachgewiesen. Der Aufbau eines PMTs ist in Abbildung 3.1.1 gezeigt.

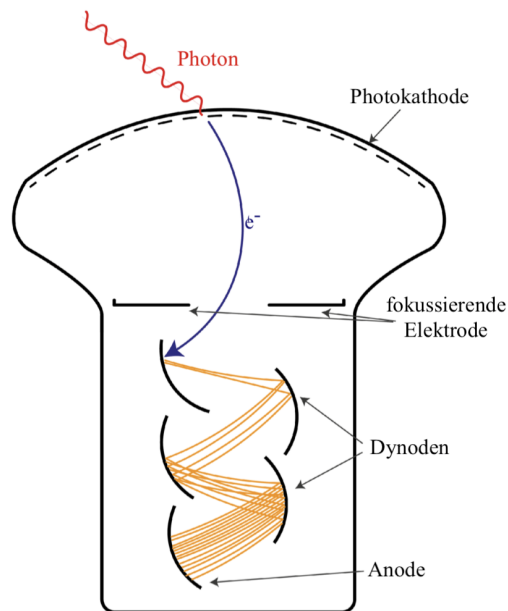


Abbildung 3.1.1: Schematischer Aufbau einer Photomultiplier Tube. Entnommen aus [6], modifiziert und übersetzt.

Die Hauptbestandteile eines PMTs sind die Photokathode, das Dynodensystem und die Anode. Wenn ein Photon das Eingangsfenster passiert und in der Photokathode absorbiert wird, kann durch den photoelektrischen Effekt ein Photoelektron aus dem Photokathodenmaterial herausgelöst werden. Das herausgelöste Primärelektron wird mit Hilfe einer fokussierenden Elektrode auf die erste Dynode geleitet, wodurch Sekundärelektronen entstehen. Diese werden durch das Dynodensystem, wegen der angelegten Spannung an den Dynoden, sukzessiv vervielfacht und schließlich an der Anode registriert. Die Vervielfachung der Elektronen sowie die Effizienz der Detektion sind dabei abhängig von der Geometrie und den gewählten Materialien der PMT Komponenten.

Die Photokathode ist eine semitransparente, dünne Schicht, die sich auf der inneren Fensteroberfläche befindet. Sie kann flach oder halbkugelförmig sein. Die halbkugelförmige Form ist von Vorteil, da dadurch erreicht wird, dass die Photoelektronen, die am äußeren Rand und die in der Mitte emittiert werden, durch das elektrische Feld zwischen der Kathode und der ersten Dynode so unterschiedlich beschleunigt werden, dass sie möglichst zeitgleich auf die erste Dynode treffen und in Folge im Dynodensystem vervielfacht werden [4, 7].

Die Anzahl von Sekundärelektronen variiert mit der an dem Spannungsteiler angelegten Dynodenspannung und deren Ausrichtung. Durch den Spannungsteiler entstehen Potenzialdifferenzen zwischen den Dynoden, wodurch die Elektronen auf die nächste Dynode fokussiert werden. Eine Dynode besteht meistens aus einer Elektrode, die mit einer Schicht überzogen ist. Diese Schicht, in der Regel eine Oxidschicht, weist eine niedrige Austrittsarbeit auf. Als Dynode wird ein Halbleiter oder ein Isolator verwendet.

Das Gehäuse des PMTs besteht meistens nur aus Glas. Dieses Glas kann jedoch auch mit einer schwarzen leitenden Beschichtung überzogen sein, die auf Photokathodenpotenzial liegt und somit die Beeinflussung der Elektronenvervielfachung im Dynodensystem durch externe elektrische Felder vermindern soll [4, 7].



Abbildung 3.1.2: Bild eines der vier zur Charakterisierung verwendeten PMTs.

In Abbildung 3.1.2 ist einer der in dieser Arbeit untersuchten HZC PMT dargestellt. PMTs werden über eine Base mit Hilfe der Pins am Ende des PMTs betrieben. Diese dienen dazu, die Kathode und Dynoden an Widerstände anzuschließen. Die Base verbindet die Pins miteinander, dabei dient sie als Spannungszufuhr und -teiler. Unterschieden wird dabei zwischen aktiver und passiver Base. Der Unterschied zwischen einer passiven und einer aktiven Base, die auch als Cockcroft-Walton Base bezeichnet wird, ist der, dass die passive Base über eine externe Spannungsquelle betrieben werden muss und die aktive Base keine externe Hochspannung benötigt.

Es gibt zwei verschiedene Modi mit denen die PMTs betrieben werden können. Zum einen den Strom-Modus (DC-Mode) und zum anderen den Spannungs-Modus (Pulse-Mode). Ersterer wird verwendet, wenn hohe Lichtintensitäten, also viele Photonen detektiert werden sollen. Im Strom-Modus werden die Sekundärelektronen direkt an der Anode gemessen und das Ausgangssignal mit einem Picoamperemeter ermittelt, wobei ein Strom gemessen wird. Um den Strom zu erhalten, wird die Ladung über ein festes Zeitfenster integriert. Dabei gehen einzelne Informationen über die individuellen Pulse verloren.

Um die Informationen der individuellen Photonen wie Ladung, Ankunftszeit und Amplitude zu erhalten, wird der PMT im Spannungs-Modus betrieben. Das bedeutet, dass das Ausgangssignal über einen Widerstand ausgelesen wird, zum Beispiel über den internen Widerstand eines Oszilloskops, um anschließend die daraus resultierende Spannung zu messen. Dieser Modus wird bei Messungen mit geringer Lichtintensität verwendet, weil durch ihn auch einzelne Photonen nachgewiesen werden können [4, 7].

Es zeigt sich, dass sowohl der Aufbau des PMTs als auch die Wahl der verwendeten Modi ausschlaggebend für die Resultate der einzelnen Messungen sind und sich von PMT zu PMT unterscheiden, weshalb eine vergleichende Charakterisierung durchgeführt werden muss, um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten. Die Bestandteile einer solchen Charakterisierung eines PMTs werden in den nachfolgenden Kapiteln erläutert.

3.2 Quanteneffizienz

Nicht jedes einfallende Photon, welches die Photokathode trifft, ist in der Lage, ein Photoelektron auszulösen. Das daraus resultierende Verhältnis zwischen der Anzahl von emittierten Photoelektronen der Photokathode N_e und der Anzahl einfallender Photonen N_γ wird durch die Quanteneffizienz (QE) mit folgender Formel

$$QE = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (3.2.1)$$

beschrieben. Sie ist zu einem abhängig von der Dicke und der Zusammensetzung des Photokathodenmaterials, zum anderen von der Wellenlänge der einfallenden Photonen [4, 8].

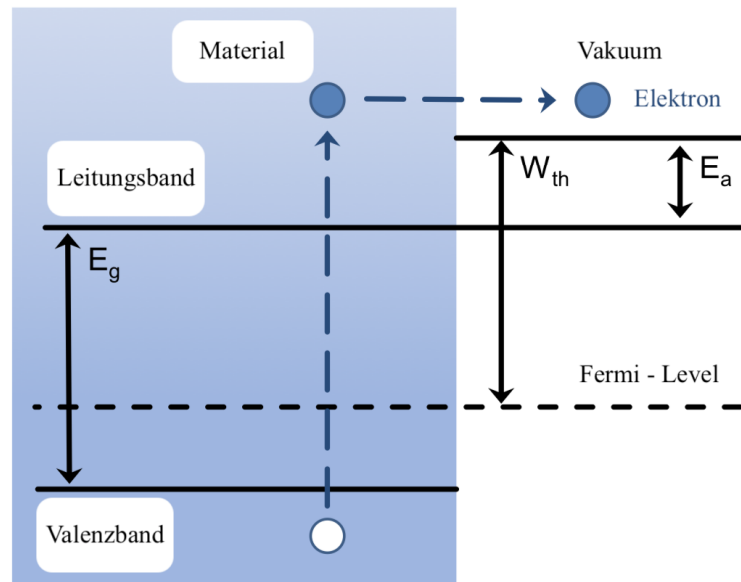


Abbildung 3.2.1: Bändermodell einer Alkaliphotokathode mit der Bandlücke E_g , der Elektronenaffinität E_a und der Austrittsarbeit W_{th} . Entnommen aus [4], modifiziert und übersetzt.

Der in Abschnitt 3.1 beschriebene photoelektrische Effekt lässt sich in drei Teilbereiche aufteilen, in Absorption eines Photons, Diffusion und Emission des Photoelektrons. Ein Elektron der Photokathode, dass sich im Valenzband befindet, absorbiert die Energie E_γ des einfallenden Photons und

wird dadurch ins Leitungsband angeregt. Damit das Elektron angeregt werden kann, muss die Energie des Photons einen bestimmten Energiewert überschreiten. Dieser Prozess kann anhand des Bändermodells in Abbildung 3.2.1 erklärt werden. Die Photonenenergie muss größer als die Summe der Energie der Bandlücke E_g und der Elektronenaffinität E_a sein, damit ein Elektron aus dem Valenzband ins Vakuum angeregt werden kann.

Das angeregte Elektron diffundiert anschließend durch die Kathode zu der Kathodenoberfläche und verliert dabei einen Teil seiner Energie. Verfügt das Elektron, wenn es an der Oberfläche angekommen ist, dann noch über genügend Energie, um die Potenzialbarriere zu überwinden, wird es ins Vakuum emittiert [7].

3.3 Verstärkungsfaktor und Sammeleffizienz

Die im PMT eingebauten Dynoden dienen als Multipliziersystem und führen zu einer lawinenartigen Vervielfachung des primären Photoelektrons. Die daraus resultierende Verstärkung des Systems wird durch die mittlere Anzahl der Sekundärelektronen, die an der Anode ankommen, beschrieben und als Verstärkungsfaktor beziehungsweise Gain des Systems bezeichnet, sofern ein einzelnes Photoelektron aus der Photokathode emittiert wurde. Die Verstärkung wird durch einen Mittelwert ausgedrückt, da aufgrund der statistisch verteilten Vervielfachung der Elektronen an den Dynoden es zu unterschiedlichen Verstärkungen eines einzelnen Photoelektrons kommen kann. Die typische Größenordnung der Verstärkung in einem angenommenen Spannungsbereich von 1000 V bis 1500 V liegt in Abhängigkeit vom verwendeten Dynodenmaterial und der Dynodenanzahl bei $\sim 10^6$ bis 10^7 [7].

Die Sekundäremissionsrate einer Dynode

$$\delta = a \cdot E^k \quad (3.3.1)$$

ist sowohl abhängig von der angelegten Spannung der Dynode E , wie auch von dem verwendeten Material beziehungsweise der gegebenen Struktur. k bezeichnet die Struktur- und Materialabhängigkeit der Dynode und liegt im Allgemeinen zwischen 0,7 und 0,8. a ist eine Konstante. Das sich aus sämtlichen Sekundäremissionsraten ergebende Produkt der im PMT vorhandenen n Dynoden ergibt, bei einer angelegten Spannung V , den idealen Verstärkungsfaktor

$$G_{ideal} = \prod_{i=1}^n (a \cdot E^k)^n = \frac{a^n}{(n+1)^{kn}} \cdot V^{kn}. \quad (3.3.2)$$

Anhand der Formel 3.3.2 lässt sich die Spannungsabhängigkeit des Verstärkungsfaktors ermitteln. Bei einer doppelt logarithmischen Auftragung des Verstärkungsfaktors gegen die Spannung steigt die Verstärkung linear mit steigender angelegter Spannung [7, 8].

In der Praxis kommt es jedoch meist nicht zu einer idealen Vervielfachung der Elektronen, sondern es tritt auch der Fall ein, dass nicht jedes Elektron die nächste Dynode erreicht und somit keine Vervielfachung erhält. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen die nächste Dynode erreichen, wird durch die Sammeleffizienz (CE) beschrieben. Die Sammeleffizienz berechnet sich aus dem Verhältnis der Anzahl der emittierten Sekundärelektronen der i -ten Dynode und der Anzahl der eingesammelten Sekundärelektronen der $i + 1$ -ten Dynode. Dabei ist eine hohe Sammeleffizienz zwischen der Kathode und den ersten Dynoden von besonderer Bedeutung. In diesem Bereich haben abweichende Photoelektronen einen größeren Einfluss auf die Sammeleffizienz als Sekundärelektronen, die bei einer hohen Anzahl von Sekundärelektronen abweichen. Um Abweichungen zu verhindern, wird an den ersten Dynoden eine höhere Spannung angelegt als an den weiteren Dynoden. In der Regel sind

die Dynoden so angeordnet, dass das elektrische Feld zwischen den Dynoden die Sekundärelektronen dazu bringt, in Richtung der nächsten Dynode zu beschleunigen und diese zu treffen. Unter der Berücksichtigung der Sammeleffizienz wird der Verstärkungsfaktor mittels der Formel

$$G = \prod_{i=1}^n \delta_i C E_i. \quad (3.3.3)$$

berechnet [7, 8].

3.4 Single-Photo-Electron-Spektrum

Bei der Beleuchtung eines PMTs werden Photoelektronen aus der Photokathode gelöst. Die Anzahl der emittierten Photoelektronen N aus der Photokathode wird zum einen durch eine Binomialverteilung beschrieben und zum anderen ist sie verantwortlich für die Stärke des Signals. Die Emission von Photonen der LED wird durch eine Poissonverteilung dargestellt. Diese beiden Verteilungen führen dazu, dass die Anzahl an Photoelektronen insgesamt als Poissonverteilung

$$P(N, \mu) = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \text{ mit } \mu = N_\gamma \cdot \text{QE} \cdot \text{CE} \quad (3.4.1)$$

beschrieben werden kann [9].

Dabei gibt N_γ die Anzahl an Photonen an und μ die durchschnittliche Anzahl der Photoelektronen wieder, die ihrerseits von der in Abschnitt 3.2 erläuterten Quanteneffizienz (QE) sowie der in Abschnitt 3.3 erläuterten Sammeleffizienz (CE) abhängig sind.

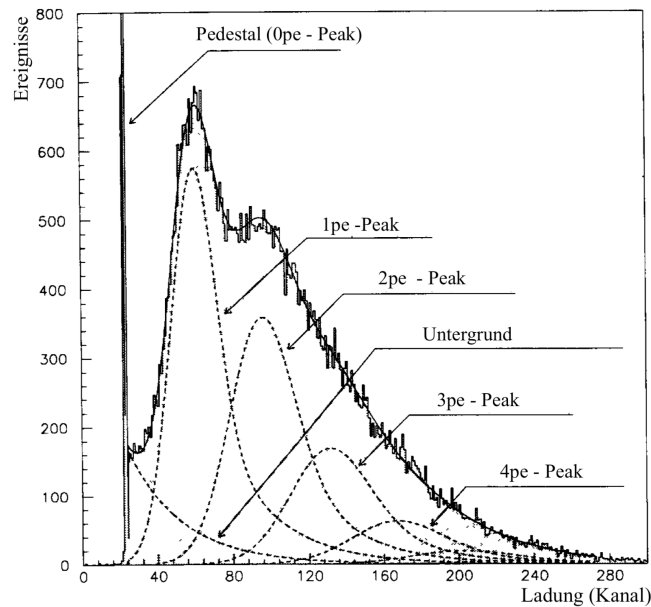


Abbildung 3.4.1: Aufbau eines typischen SPE-Spektrums. Entnommen aus [9], modifiziert und übersetzt.

Bei dem Betrieb des PMTs im Spannungs-Modus wird, um ein Ladungsspektrum des Signals zu erhalten, das Signal integriert. Die Integration findet dabei in einem festen Zeitfenster statt. Um ein Single-Photo-Electron-Spektrum (SPE-Spektrum) zu erhalten, wird, wegen der Poissonverteilung der emittierten Photoelektronen, eine geringe Lichtintensität der Lichtquelle gewählt. Dadurch werden mehrere gleichzeitige Photonenergebnisse vermieden. Ein solches SPE-Spektrum ist in Abbildung

3.4.1 dargestellt [4].

In ihm sind mehrere gaußförmige Peaks zu erkennen. Der schmalste und schärfste Peak links im SPE-Spektrum wird Pedestal oder 0 pe-Peak genannt und beschreibt die Integration des Rauschen des Signals (siehe Abbildung 3.4.2). Hier wird kein Puls mehr gemessen. Deshalb wird die Position beziehungsweise die Ladung des Peaks mit Q_0 bezeichnet. Die restlichen Peaks beschreiben das Hauptsignal, wobei der höchste Peak der 1 pe-Peak mit der Position beziehungsweise Ladung Q_1 ist. Er entspricht der Auslösung eines Photoelektrons aus der Kathode. Die weiteren Peaks stellen die Auslösung von zwei (2 pe-Peak), drei (3 pe-Peak) und aufsteigend gezählt weiteren Photoelektronen aus der Kathode dar.

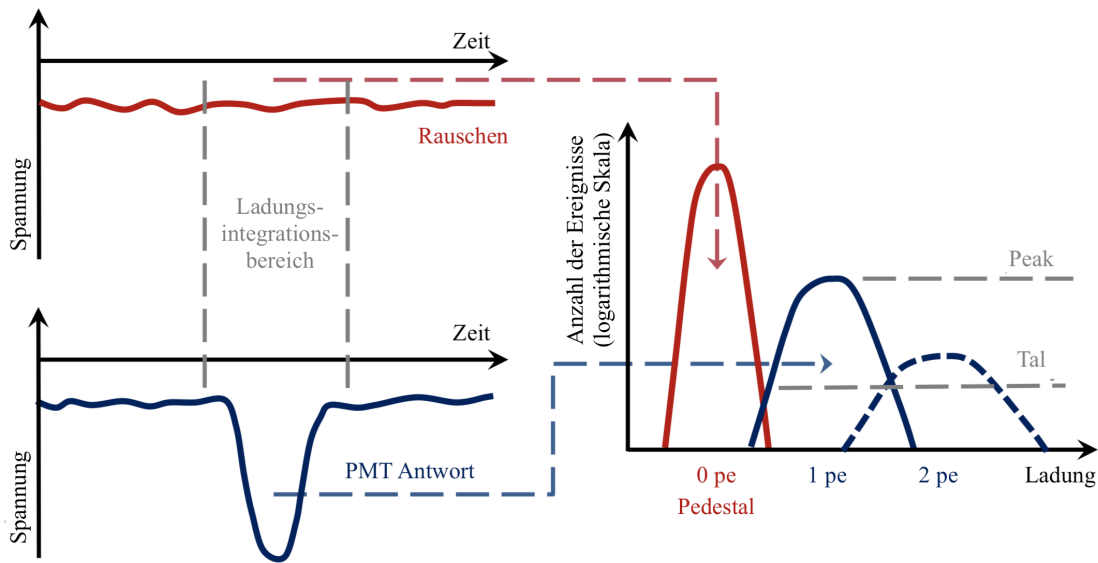


Abbildung 3.4.2: Skizzierte Darstellung der Integration des Ausgangssignals in einem festen Zeitfenster und das daraus resultierende Ladungsspektrum. Dabei folgt das Pedestal aus der Integration des Rauschens und die weiteren Peaks aus der Integration des Hauptsignals. Entnommen aus [4], modifiziert und übersetzt.

Die Position der Peaks beschreibt die mittlere deponierte Ladung an der Anode für die jeweilige Anzahl an emittierten Photoelektronen. Die Breite der Peaks des Hauptsignals wird dagegen bestimmt durch die unterschiedliche Anzahl an Sekundärelektronen in Abhängigkeit der jeweiligen Anzahl der emittierten Photoelektronen. Dieser Ladungsausgang q kann unter bestimmten Voraussetzungen durch eine Gaußverteilung beschrieben werden. Voraussetzungen sind, dass die Sekundärelektronenemission der ersten Dynode groß ist und dass die Sammeleffizienz nahe bei 100% liegt [9]. Da der Verstärkungsprozess unabhängig von der Anzahl der Primärelektronen N ist, folgt

$$G_N(q) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi N}} \exp - \left(\frac{(q - NQ_1)^2}{2N\sigma_1^2} \right) \quad (3.4.2)$$

für die Gaußverteilung. σ_1 entspricht dabei der Standardabweichung des 1 pe-Peaks. Für $N \rightarrow 0$ beschreibt die Gaußverteilung das Pedestal in Form eines Deltapeaks. Im Ergebnis resultiert daraus für das Signal eines rauschfreien PMTs S_{ideal}

$$S_{ideal}(x) = P(N, \mu) \otimes G_N(q) = \sum_{N=0}^{\infty} \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi N}} \exp - \left(\frac{(q - NQ_1)^2}{2N\sigma_1^2} \right) \quad (3.4.3)$$

ein Zusammenhang zwischen der Poissonverteilung (Formel 3.4.1) und der Gaußverteilung (Formel 3.4.2) [9].

Tatsächlich gibt es keine rauschfreien PMTs, da immer Untergründe und Rauschen auftreten. Dabei können die Untergründe in zwei Arten aufgeteilt werden. Einmal in die Prozesse, die für die Breite des Pedestals verantwortlich sind und in die diskreten Prozesse, die mit dem Signal einhergehen. Es fehlt somit noch eine Korrektur des rauschfreien Signals mit einem Untergrundterm, den die Formel

$$S_{real}(q) \approx \left\{ \frac{1-\omega}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(q-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \omega\theta(x-Q_0) \cdot \alpha \exp(-\alpha(x-Q_0)) \right\} e^{-\mu} \quad (3.4.4)$$

$$+ \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \cdot \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi N}} \cdot \exp - \frac{(q-Q_0-Q_{shift}-NQ_1)^2}{2N\sigma_0^2}$$

zeigt. Dabei ist σ_0 die Standardabweichung des Pedestals. α definiert die exponentielle Abnahme des diskreten Untergrunds und ω die Wahrscheinlichkeit, dass ein diskreter Untergrund auftritt. Die Verschiebung der Peaks zum Pedestal wird mit Q_{shift} beschrieben und θ stellt die Stufenfunktion dar. Die genannte Formel dient zur Auswertung der Messdaten als Fit für das SPE-Spektrum, wie auch beispielhaft in Abbildung 3.4.1 dargestellt [9]. Bei der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Auswertung des Verstärkungsfaktors wird im Fit Q_{shift} nicht verwendet.

Vorweggenommen sei an dieser Stelle, dass in Kapitel 4.2 die Messung des Verstärkungsfaktors im Spannungs-Modus erfolgt. Dort wird der Verstärkungsfaktor über den Abstand zwischen der Ladung Q_1 des 1 pe-Peaks und der Ladung Q_0 des Pedestals (vergleiche Kapitel 3.4) geteilt durch die Elementarladung e mit der Formel

$$G = \frac{Q_1 - Q_0}{e} \quad (3.4.5)$$

berechnet.

3.5 Zeitliche Parameter

Ziel der Messungen ist es, die Anzahl und Ankunftszeit der Cherenkov-Photonen zu bestimmen. Um genaue und aussagekräftige Messungen durchführen zu können, müssen PMTs über eine gute Zeitauflösung verfügen.

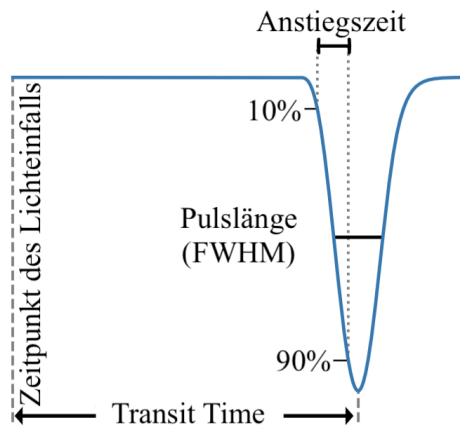


Abbildung 3.5.1: Darstellung der Definitionen der charakteristischen zeitlichen Größen eines PMTs. Entnommen aus [6], modifiziert und übersetzt.

Die Transit Time (TT) beschreibt die Zeit zwischen der Emission des primären Photoelektrons und der Ankunft der Sekundärelektronen an der Anode (siehe Abbildung 3.5.1). Dabei ist sie einerseits abhängig von der Bauweise des PMTs, zum Beispiel dem Abstand zwischen Kathode und Anode sowie den verwendeten Dynoden, andererseits von der Energie beziehungsweise der Geschwindigkeit der primären Elektronen und deren Weglänge zwischen Photokathode und Anode. Zusätzlich auch noch von der angelegten Spannung an den Dynoden. Die unterschiedlichen Weglängen führen zu Fluktuationen der Transit Time der einzelnen Elektronen. Dieser Effekt wird durch den Transit Time Spread (TTS) beschrieben. Der TTS liegt typischerweise im Nanosekundenbereich [7, 8].

Im Spannungs-Modus antwortet der PMT auf einen kurzen Lichtimpuls mit einem Spannungspike, der durch die unterschiedliche Wegzeit der Elektronen zwischen Photokathode und Anode gaußverteilt ist. Zur Bestimmung des Transit Time Spreads wird entweder die Standardabweichung σ oder die Halbwertsbreite beziehungsweise das Full Width at Half Maximum (FWHM) entsprechend der Formel

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln(2)}\sigma \quad (3.5.1)$$

verwendet [4].

Neben den genannten Parametern gibt es zwei weitere charakteristische zeitliche Größen eines PMTs, die Anstiegszeit (*englisch* risetime) und die Abklingzeit (*englisch* falltime) (siehe Abbildung 3.5.1). Sie beschreiben die Zeit, die ein Puls benötigt, um von 10 % auf 90 % des Maximums des Anodenstroms zu steigen beziehungsweise von 90 % auf 10 % zu fallen. Die typische Größenordnung liegt gleichfalls im Nanosekundenbereich [10].

3.6 Dunkelrate und Dunkelstrom

Wenn ein PMT ein Photon detektiert, gibt der PMT ein Signal aus. Deshalb könnte angenommen werden, dass in einem dunklen Raum ohne Lichtquelle der PMT kein Signal ausgibt. Entgegen dieser Annahme sind aber dennoch Signale festzustellen. Diese Signale werden im Strom-Modus als Dunkelstrom und im Spannungs-Modus als Dunkelrate bezeichnet und sind durch unterschiedliche Beiträge verursacht. Dabei sind als wichtigste Beiträge der Verluststrom, die thermische Emission von Elektronen, die Feldemission und die Untergrundstrahlung zu nennen [4, 7].

Einen Beitrag für den Dunkelstrom liefert ein ohmscher Ladungsfluss, der zwischen den Dynoden und der Anode beziehungsweise zwischen den Pins und der PMT Hülle herrscht. Dieser wird als Verluststrom bezeichnet. Grund für dessen Auftreten ist die nicht perfekte Isolation zwischen den Bauteilen des PMTs. Durch Feuchtigkeit, Schmutz und Staub kann die Oberflächenleitfähigkeit der Materialien verbessert werden, was zu einem Ansteigen des Verluststroms führt.

Aus dem ohmschen Gesetz kann der Zusammenhang zwischen dem Verluststrom und der angelegten Spannung abgeleitet werden. Die Größenordnung des Verluststroms liegt, da PMTs bei einer Spannung um die 1000 V betrieben werden und der Widerstand der Isolierung um die $10^{12} \Omega$ liegt, im Nanoampere-Bereich. Neben der beschriebenen Spannungsabhängigkeit ist der Verluststrom auch geringfügig temperaturabhängig. Daraus resultiert, dass der Dunkelstrom in erster Linie bei niedrigen Temperaturen und niedrigen Spannungen vom Verluststrom dominiert wird [7].

Bei Raumtemperatur dagegen dominiert die thermische Emission von Elektronen aus der Kathode beziehungsweise der Dynoden den Dunkelstrom. Die geringe Austrittsarbeit W zur Auslösung von Photoelektronen aus dem verwendeten Material kommt der thermischen Emission zugute und begünstigt diesen Effekt.

Die thermische Emission kann durch die Richardson Gleichung

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right) \quad (3.6.1)$$

beschrieben werden. Dabei ist T die absolute Temperatur, k_B die Boltzmann Konstante, J die Stromdichte und A die Richardson Konstante mit $A \approx 6 \cdot 10^5 \frac{\text{A}}{\text{m}^2 \text{K}^2}$. Anhand des Richardson Gesetzes wird deutlich, dass die thermische Emission mit fallender Temperatur sinkt [4, 8].

Die Feldemission beschreibt die Herauslösung von Elektronen aus einem Material durch ein starkes elektrisches Feld. Dieser Effekt tritt auch im PMT auf, obwohl dort nur ein schwaches elektrisches Feld herrscht. Grund dafür ist die raue Oberflächenstruktur der Dynoden, die dazu führt, dass Elektronen leichter mit dem elektrischen Feld herausgelöst werden können. Diese herausgelösten Elektronen und jene, die von ihrem eigentlichen Weg abgewichen sind, können auf die Glasoberfläche oder auf die anderen Oberflächen im PMT treffen und dort Photonen durch Szintillation auslösen. Diese Szintillationsphotonen können auf die Photokathode treffen und weitere Pulse erzeugen.

Mit steigender, angelegter Spannung steigt die Dunkelrate an. Sie wird durch die Feldemission verursacht, die kaum temperaturabhängig ist. Die Feldemission bildet eine Obergrenze für den Verstärkungsfaktor, da der von der Feldemission verursachte Dunkelstrom stärker steigt als der Verstärkungsfaktor (siehe Abbildung 3.6.1) [4, 8].

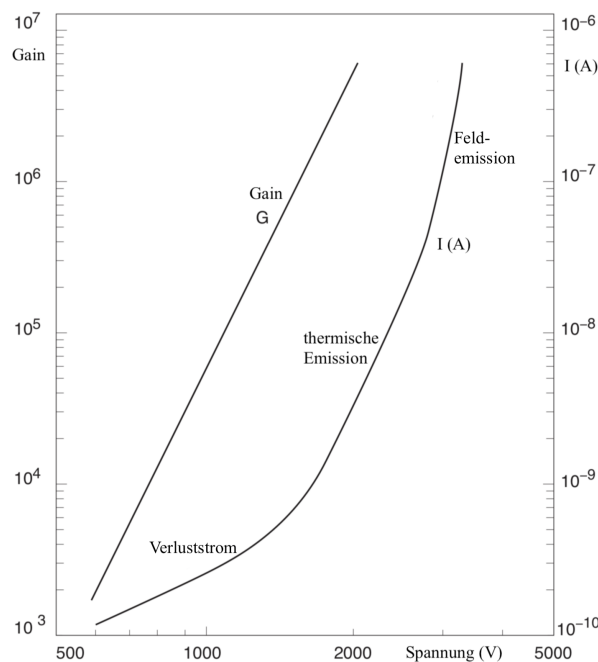


Abbildung 3.6.1: Der Dunkelstrom I gegen die Spannung aufgetragen. Es sind drei Abschnitte zu erkennen, bei denen die drei Hauptursachen des Dunkelstroms, nämlich der Verluststrom, die thermische Emission und die Feldemission, dominieren. Ebenfalls ist der Verstärkungsfaktor G aufgetragen. Entnommen aus [8], modifiziert und übersetzt.

Einen letzten Beitrag zum Dunkelstrom liefert die Untergrundstrahlung, die vorherrschend im Glas des PMTs Photonen produziert. Diese können durch Szintillation oder den Cherenkov-Effekt ausgelöst werden.

Szintillation kann entweder durch Zerfälle von radioaktiven Isotopen im Glas selbst, wie dem Zerfall von ^{40}K , oder durch die Interaktion des Glases mit α - oder β - Zerfällen von außerhalb des PMTs

hervorgerufen werden. Die entstandenen Szintillationsphotonen können auf die Photokathode treffen und einen Puls erzeugen.

Beim Cherenkov-Effekt entstehen Photonen nur, wenn geladene Teilchen ein Medium schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium durchqueren und die Cherenkov-Energieschwelle überwinden. Ein mögliches Teilchen zum Erzeugen von Cherenkov-Licht ist zum Beispiel ein hochenergetisches Myon aus der kosmischen Strahlung [8].

3.7 Korrelierter Untergrund

Bei Messungen können neben dem Hauptpuls auch verschobene Pulse, also frühe und verspätete Pulse auftreten, oder zusätzliche Pulse, die durch Afterpulsing verursacht worden sind. Ein Hauptpuls entsteht, wenn ein Photoelektron ideal, also ohne zum Beispiel von seinem Pfad abzukommen oder nicht an der ersten Dynode vervielfacht zu werden, im PMT vervielfacht worden ist.

Frühe Pulse, auch pre-pulses genannt, entstehen durch Photonen, die die Photokathode durchqueren, ohne dass dort ein Photoelektron emittiert wird und infolgedessen das primäre Elektron zuerst an der ersten Dynode herausgelöst wird. Das hat zur Folge, dass die Vervielfachung hier, verglichen mit der Verstärkung bei den Photoelektronen, die an der Kathode entstanden sind, deutlich kleiner ausfällt, da die Vervielfachung an der ersten Dynode nicht stattgefunden hat. Daraus resultiert ein kleinerer Puls im Signal. Da sich die Photonen zwischen Photokathode und erster Dynode schneller als die emittierten Photoelektronen ausbreiten, befinden sich die Pulse der Primärelektronen aus der ersten Dynode wenige Nanosekunden vor dem eigentlichen Hauptpuls [4].

Verzögerte Pulse beziehungsweise delayed pulses sind Pulse, die einige Nanosekunden nach dem Hauptpuls auftreten. Sie entstehen durch primäre Photoelektronen, die an der ersten Dynode elastisch zurückgestreut werden. An der Dynode entstehen deshalb keine Sekundärelektronen beziehungsweise es findet keine Vervielfachung statt. Das zurückgestreute Photoelektron wird durch das elektrische Feld zwischen Photokathode und Dynode allerdings wieder auf die erste Dynode beschleunigt. Kommt es dadurch dann zu einer Vervielfachung, treffen die Sekundärelektronen entsprechend später auf die Anode, als wenn das primäre Elektron zuvor Sekundärelektronen ausgelöst hätte [4].

Neben den beschriebenen frühen und verzögerten Pulsen kann es auch noch zu weiteren Pulsen im Signal kommen. Zusätzlich zu nennen sind Pulse durch Lichtemission und Ionisation von Gasen im PMT. Diese Pulse werden als Afterpulsing bezeichnet, das zwei Bereiche, frühes und spätes Afterpulsing, unterscheidet.

Frühes Afterpulsing kann durch Lichtemissionen im PMT entstehen. Durch den Beschuss von Dynoden mit Elektronen können trotz kleiner Reaktionswahrscheinlichkeit des Dynodenmaterials Photonen durch das Dynodenmaterial frei werden. Je nach Geometrie des PMTs können diese Photonen die Photokathode erreichen und primäre Photoelektronen auslösen, wodurch ein weiterer Puls entsteht. Meistens liegt die Verzögerung dieses Pulses zwischen 20 ns und 100 ns in Abhängigkeit von dem Entstehungsort des Photons und der Transit Time des Elektrons [8].

Spätes Afterpulsing dagegen wird durch die Ionisation von Gasen im PMT erzeugt. Da in einem PMT kein ideales Vakuum besteht, sind noch Restgase vorhanden, die durch Kollision mit Elektronen ionisiert werden können und sich anschließend zur Kathode hinbewegen. Heliumgas ist ein solches Gas, welches unter anderem durch Diffusion durch das Fensterglas ins Innere des PMTs gelangen kann. Die entstandenen Ionen können an der Photokathode Primärelektronen auslösen und dadurch zu Afterpulsen mit einer Verzögerung von einigen hundert Nanosekunden bis hin zu mehreren Mikrosekunden führen. Diese Verzögerung ist abhängig von dem elektrischen Feld, dem Entstehungsort

der Ionen im PMT wie auch deren Masse m_{Ion} und Ladung q_{Ion} . Das späte Afterpulsing kann wegen des Massenunterschieds der Ionen bestimmten Restgasen zugeordnet werden, was eine Untersuchung dieser auf ihre Bestandteile ermöglicht [8, 11].

Die für die Zuordnung benötigte Ankunftszeit lässt sich mit der Formel

$$t = \sqrt{\frac{m_{\text{Ion}}}{2 \cdot q_{\text{Ion}}}} \int_{s_0}^L [V(s_0) - V(s)]^{-\frac{1}{2}} ds \quad (3.7.1)$$

berechnen. Dabei ist s_0 die Position der Ionisation, L die der Photokathode und $V(s)$ das elektrische Potenzial. Da letzteres abhängig von der Position innerhalb des PMTs ist, lässt sich eine Abhängigkeit von der Ankunftszeit der Verteilung des elektrischen Potenzials ablesen.

Dabei kann die Potenzialdistribution entweder als linear oder quadratisch angenommen werden. Aufgrund der halbkugelförmigen Ausgestaltung des PMTs ist die Annahme einer quadratischen Potenzialdistribution realistischer im Gegensatz zur einer linearen, da daraus folgt, dass die Ankunftszeit nicht mehr von der Ionisationsposition abhängig ist. Folgender Zusammenhang

$$V(s) = V_0 \cdot \left(1 - \frac{s}{L}\right)^2 \quad (3.7.2)$$

resultiert daraus für die Potenzialdistribution. V_0 entspricht dem elektrischen Potenzial der ersten Dynode. Wird diese Formel der Potenzialdistribution in die Ankunftszeit (Formel 3.7.1) eingesetzt, ist anhand der sich ergebenden Formel

$$t = \sqrt{\frac{m_{\text{Ion}}}{2 \cdot q_{\text{Ion}}}} L \int_{s_0}^L \frac{1}{(L - s_0)^2 - (L - s)^2} ds = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{2m_{\text{Ion}}}{q_{\text{Ion}} V_0}} L \quad (3.7.3)$$

ablesbar, dass die Ankunftszeit nur noch abhängig ist von dem Verhältnis zwischen Masse und Ladung des Ions [11, 12].

4 Charakterisierung

4.1 Allgemeiner Versuchsaufbau

PMTs detektieren auch schon einzelne Photonen, weshalb die Versuche mit den PMTs im Dunkeln durchgeführt werden. Um weitestgehende Dunkelheit zu gewährleisten, wird der PMT in einer innen mit schwarzem Neopren ausgekleideten und damit lichtundurchlässigen Aluminiumkiste betrieben. Auch die weiteren für die Experimente benötigten Geräte werden in die Kiste gestellt und darüber hinaus die Signal- und Hochspannungskabel durch ein an der Kiste angebrachtes Kabellabyrinth gezogen. Zweck dieser Vorrichtung ist es, das Eindringen von Licht von außen zu minimieren. Schließlich wird die Kiste fest verschlossen und zusätzlich noch mit einem schwarzen Tuch bedeckt. Durch diesen Aufbau soll sichergestellt werden, dass der PMT keine Signale, die durch das Umgebungslicht ausgelöst worden sind, ausgibt, sondern nur die Signale ausgibt, die auf die im Versuch benutzte Lichtquelle zurückzuführen sind. Neben der schematischen Darstellung des beschriebenen Aufbaus in Abbildung 4.1.1 findet sich in Abbildung 4.1.2 eine bildliche Darstellung.

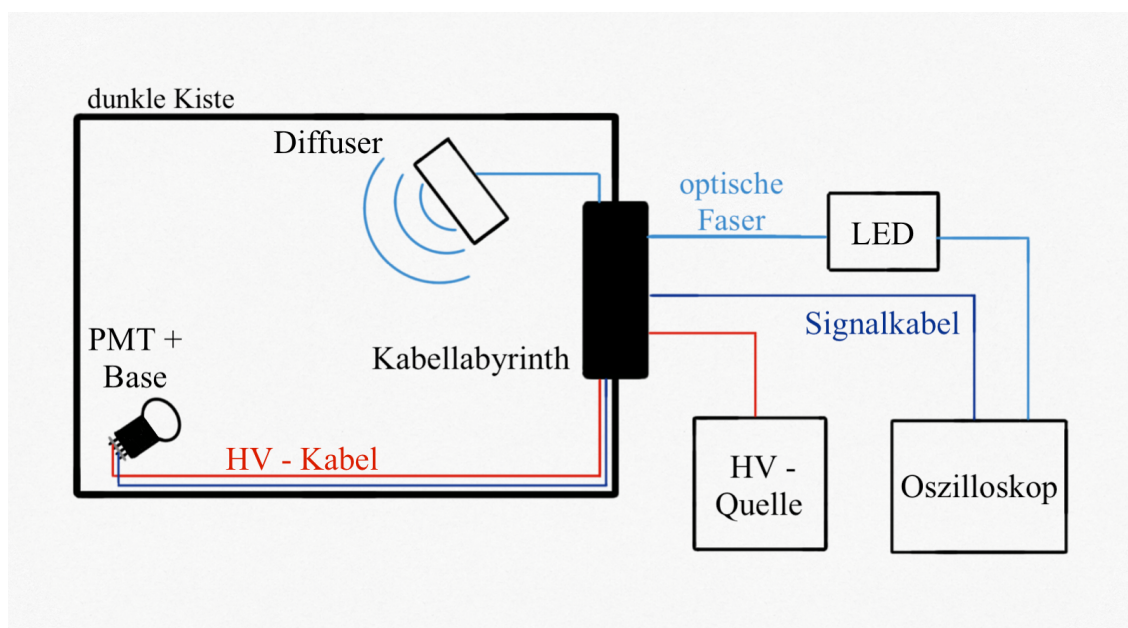


Abbildung 4.1.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.

Die in den Abbildungen erkennbaren einzelnen Bestandteile haben folgende Funktionen. In der Kiste befindet sich neben dem PMT, dass über eine Base an das Oszilloskop² und die Hochspannungsquelle³ angeschlossen ist, ein Diffuser, der den kompletten PMT mit homogenem Licht bestrahlen soll. Dafür ist der Diffuser über ein optisches Kabel mit der gepulsten Diode (LED)⁴, die über ein Frequenzgenerator⁵ betrieben wird, verbunden. Der Pulsgenerator dient zusätzlich als Trigger für die

²LeCroy Waverunner 8404M-MS

³ISEQ NHQ 224M

⁴Wellenlänge 385 nm, mrongen - Custom Picosecond light sources

⁵mrongen - Custom Picosecond light sources

Messung am Oszilloskop, da er Rechteckpulse mit einer Frequenz von 5 kHz aussendet und, um ein Messsignal vom PMT zu erhalten, auf die Flanke dieser Pulse getriggert wird. Dabei wird der PMT, sollte nicht anders erwähnt sein, mit einer negativen Hochspannung im Spannungs-Modus betrieben. Mit dem Oszilloskop werden die entstandenen Signale in Wellenformen (*englisch* waveforms, Zeit-Spannungsdiagramm) aufgenommen. Aus ihnen können Informationen über die Ladung, die Amplitude und die Ankunftszeit der Pulse ermittelt werden.

Der geschilderte Aufbau wurde bei den Messungen für den Verstärkungsfaktor, für die zeitlichen Untersuchungen und den korrelierten Untergrund verwendet.

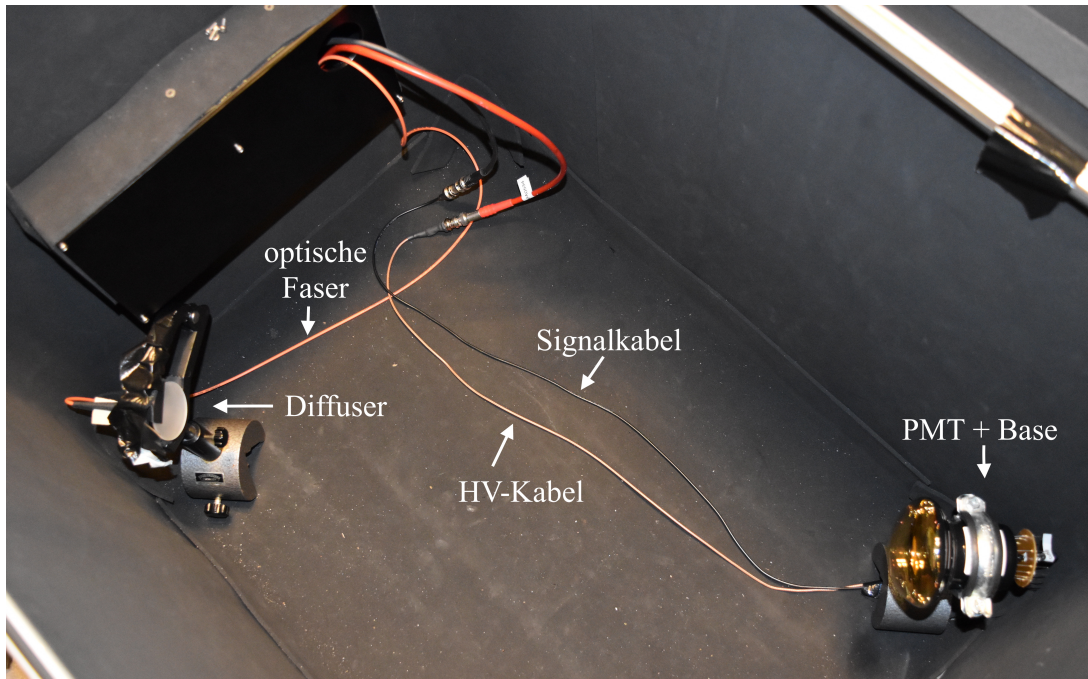


Abbildung 4.1.2: Fotografie des Versuchsaufbaus.

Die Versuche wurden mit insgesamt vier HZC PMTs des Typs XP82B2F, die durch ihre Nummerierung (7201038, 7201039, 7201040, 7201043) zu unterscheiden sind, durchgeführt und im Folgenden charakterisiert.

4.2 Verstärkungsfaktor

Der Verstärkungsfaktor wurde mit Hilfe des in Abbildung 4.1 beschriebenen Aufbaus ermittelt. Dazu wurde in einem zeitlich festgelegten Bereich um den Hauptpuls die Ladung gemessen und anschließend in einem Histogramm aufgetragen (siehe Abbildung 4.2.1).

Mit dem Ladungshistogramm wird die Differenz zwischen der Ladung Q_1 des 1 pe-Peaks und der Ladung Q_0 des Pedestals bestimmt. Über diese Differenz geteilt durch die Elementarladung wird dann der Verstärkungsfaktor definiert. Der 1 pe-Peak muss dabei scharf aufgelöst sein, damit die Peakposition des 1 pe-Peaks exakt bestimmbar ist. Dazu wurde eine geringe Lichtintensität von ungefähr 0,1 pe verwendet. Im Hinblick auf die Spannungsabhängigkeit des Verstärkungsfaktors wurde die Messung für unterschiedliche Spannungen durchgeführt und zwar in 50 V Schritten von -1050 V bis -1350 V.

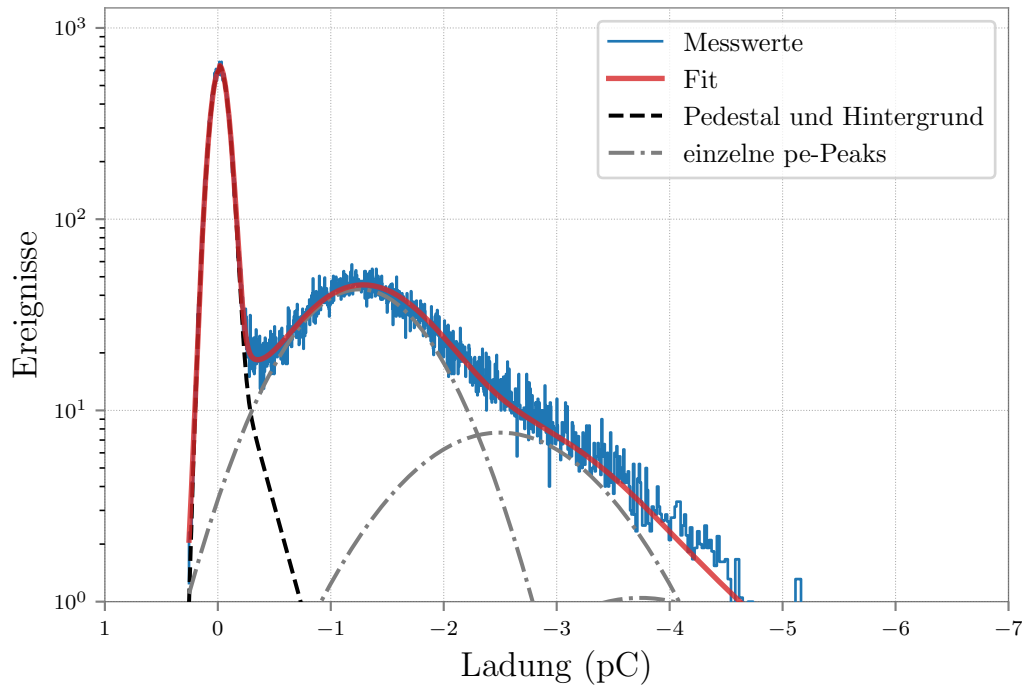


Abbildung 4.2.1: Aufgenommenes Ladungshistogramm mit Fit des PMTs mit der Nummer 7201038 bei einer Spannung von 1250 V.

Das in Abbildung 4.2.1 dargestellte Ladungshistogramm wurde mit der in Kapitel 3.4 beschriebenen Formel 3.4.5 gefittet, um die Peakpositionen des Pedestals und des 1 pe-Peaks ermitteln zu können. Mit Hilfe dieser Werte wurde der Verstärkungsfaktor für die verschiedenen Spannungen berechnet.

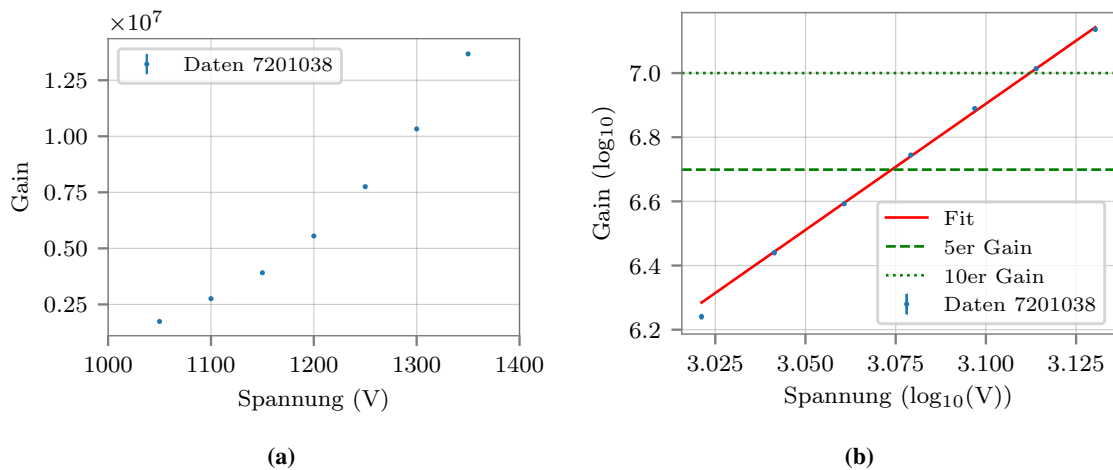


Abbildung 4.2.2: Verstärkungsfaktor des PMTs mit der Nummer 7201038. Links (a) ist der Verstärkungsfaktor gegen die Spannung und rechts (b) der Logarithmus des Verstärkungsfaktors gegen den Logarithmus der Spannung mit einem linearen Fit aufgetragen worden.

In Abbildung 4.2.2a ist der Verstärkungsfaktor gegen die Spannung aufgetragen. Die in der Theorie beschriebene Proportionalität zu V^{kn} (siehe Kapitel 3.3) ist in der Abbildung ablesbar, wobei V für die angelegte Spannung, n für die Anzahl an Dynoden und k für die Struktur- und Materialabhängigkeit der Dynoden steht. Zudem wird in Abbildung 4.2.2b der lineare Zusammenhang bei

doppelt logarithmischer Auftragung des Verstärkungsfaktors gegen die Spannung deutlich, bei dem der Logarithmus des Verstärkungsfaktors gegen den Logarithmus der Spannung des PMTs mit der Nummer 7201038 aufgetragen ist. Der Verstärkungsfaktor kann folglich mit Hilfe eines linearen Fits für verschiedene Spannungen berechnet werden. Dies wurde für die vier im Rahmen dieser Arbeit untersuchten PMTs für eine Verstärkung von $5 \cdot 10^6$ und 10^7 , die in dieser Arbeit als 5er beziehungsweise 10er Gain bezeichnet werden, durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2.1 aufgelistet.

Tabelle 4.2.1: Die berechnete Spannung für eine Verstärkung von $5 \cdot 10^6$ und 10^7 für die vier untersuchten PMTs. Die Unsicherheiten wurden aus dem Fit bestimmt.

PMT	5er Gain	10er Gain
7201038	$(1185 \pm 2) \text{ V}$	$(1295 \pm 3) \text{ V}$
7201039	$(1296 \pm 2) \text{ V}$	$(1412 \pm 3) \text{ V}$
7201040	$(1302 \pm 3) \text{ V}$	$(1441 \pm 3) \text{ V}$
7201043	$(1248 \pm 3) \text{ V}$	$(1369 \pm 3) \text{ V}$

Gemäß der Herstellerangabe wird im Durchschnitt eine Spannung von 1300 V benötigt, um eine Verstärkung von 10^7 zu erhalten und, aus einer vom diesem zur Verfügung gestellten Grafik, kann für den 5er Gain eine durchschnittliche Spannung von ungefähr 1180 V abgelesen werden [13]. Beide Spannungen stimmen ungefähr mit den ermittelten Spannungen des PMTs mit der Nummer 7201038 überein. Bei den übrigen PMTs liegen die Spannungen dagegen deutlich über 1180 V beziehungsweise 1300 V. Das sind die typischerweise zu erwartenden Spannungen für einen 5er beziehungsweise 10er Gain. Da laut Hersteller die Spannung für den 10er Gain in einem Bereich von 1100 V bis 1500 V angegeben werden, liegen die ermittelten Spannungen im angegebenen Bereich.

4.3 Durchschnittliche Pulsform und zeitliche Parameter

Um den Transit Time Spread als auch die Anstiegs- und Abklingzeit bestimmen zu können, wurden in einem Intervall um den Hauptpuls insgesamt 100 000 Wellenformen mit dem Oszilloskop aufgenommen.⁶ Die verwendete Lichtintensität lag bei $< 0,1 \text{ pe}$.

Die beschriebene Messung wurde für die vier untersuchten PMTs sowohl für den 5er als auch für den 10er Gain jeweils mit einer passiven Standardbase, im Folgenden mit M5 bezeichnet, durchgeführt. Bei der Messung der durchschnittlichen Pulse mit der Base M5 fiel auf, dass „Ringing“ auftritt. Ringing ist eine Störschwingung an der abfallenden Flanke des Anodenpulses. Sie tritt auf, wenn der Anodenstrom eine bestimmte Schwelle überschreitet [10]. Wegen des Ringings wurden die Messungen für eine weitere passive Base, benannt mit M8, durchgeführt. Die Base M8 besitzt im Gegensatz zur Base M5 an den letzten drei Dynoden Dämpfungswiderstände von 51Ω und es wurden zusätzlich vier Kondensatoren zu den Dynoden parallel geschaltet. Die Dämpfungswiderstände haben den Zweck, den sogenannten Ringing-Effekt zu unterdrücken [14]. Ebenfalls ist von Interesse, das Ringing Verhalten des Prototyps der mDOM Base, die für den Einsatz im IceCube Upgrade vorgesehen ist, zu untersuchen. Bei dem Prototyp handelt es sich um eine Cockcroft-Walton Base (μ Base V2.1) (vergleiche Abschnitt 3.1). Die Messung mit der μ Base V2.1 wurde im Wesentlichen mit dem gleichen Aufbau wie die Messung des PMTs mit der Nummer 7201040 beim 5er Gain mit der Base M5 durchgeführt. Der Unterschied bestand darin, dass ein kleinerer Abstand zwischen Diffuser und PMT bei der Messung besteht und, weil es sich um eine aktive Base handelt, keine externe Hochspannungsquelle benötigt wurde.

⁶Für die Messung des PMTs mit der Nummer 7201040 beim 5er Gain mit einer passiven Standardbase wurde anstatt der im Standardaufbau verwendeten LED ein Laser (PicoQuant PDL 800-B) als Lichtquelle verwendet, der über einen Frequenzgenerator (Rigol LXI DG1032) an das Oszilloskop angeschlossen war.

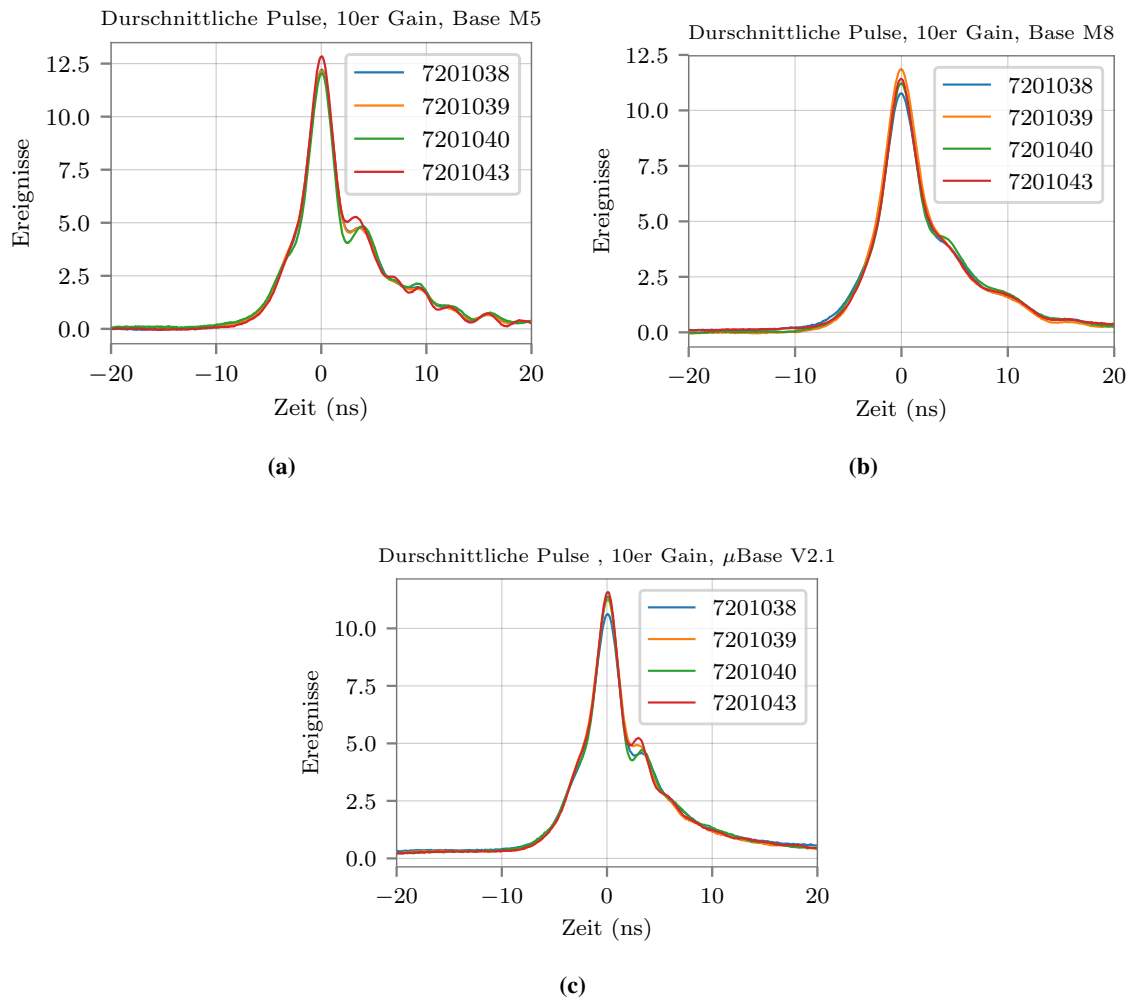


Abbildung 4.3.1: Durchschnittlicher Puls sämtlicher vier PMTs gemessen bei einem 10er Gain. Abbildung (a) zeigt die Messung mit der passiven Standardbase M5 und Abbildung (b) die Messung mit der passiven Base M8, die zusätzlichen Widerstände an den letzten drei Dynoden besitzt. Die Messung mit der aktiven μ Base V2.1 ist in Abbildung (c) dargestellt.

In Abbildung 4.3.1 wurde der Einfluss der Basen auf das Anodensignal untersucht. Grundlage dafür ist die Bestimmung des durchschnittlichen Pulses. Dazu wurde das Maximum der Pulse mit einem Gaußfit bestimmt und das Maximum aller Pulse auf die Zeit Null verschoben. Nach der Verschiebung aller Maxima auf dieselbe Zeit konnte der durchschnittliche Puls berechnet werden. Ersichtlich ist, dass bei dem durchschnittlichen Puls der Base M5 das oben beschriebene Ringing auftritt. Anders bei dem Puls der Base M8. Es ist zu erkennen, dass das Ringing unterdrückt wird und deshalb nur noch untergeordnet feststellbar ist. Damit erfüllt die Base M8 die erwartete Funktion. Wird die μ Base V2.1 betrachtet, so ist weniger Ringing als bei der Base M5 zu erkennen, aber das Ringing wird letztendlich nicht so stark unterdrückt wie bei der Base M8.

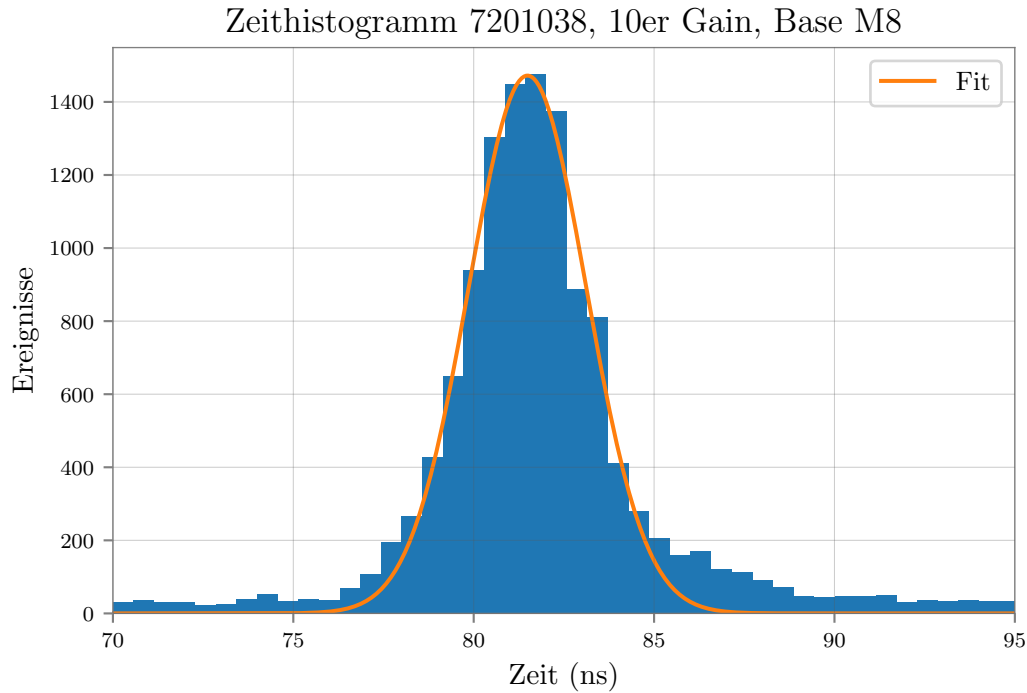


Abbildung 4.3.2: Ankunftszeithistogramm des PMTs mit der Nummer 7201038 gemessen bei einem 10er Gain mit der Base M8. Gefittet mit einem Gaußfit zur Bestimmung des Transit Time Spreads.

Aus den Messdaten wurde ein Ankunftszeithistogramm erstellt. Dazu wurden nur die Ankunftszeiten der Pulse verwendet, die über einer jeweils festgelegten Amplitudenschwelle⁷ lagen. Mit dem erstellten Zeithistogramm (siehe Abbildung 4.3.2) kann der Transit Time Spread bestimmt werden, indem mit einem Gaußfit das FWHM bestimmt wird. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3.1 aufgelistet.

Tabelle 4.3.1: Die Transit Time Spread Ergebnisse angegeben als FWHM, jeweils für sämtliche vier PMTs, für die drei Basen, sowohl für den 5er als auch den 10er Gain. Die Base M5 entspricht einer passiven Standardbase, die Base M8 einer passiven Base, mit zusätzlichen Widerständen an den letzten drei Dynoden und die μ Base V2.1 ist eine Cockcroft-Walton Base, die ein Prototyp für die mDOM Base im IceCube Upgrade ist. Die Unsicherheiten wurden mit Hilfe des Gaußfits bestimmt.

PMT	Base	5er Gain	10er Gain
7201038	M5	$(4,34 \pm 0,15)$ ns	$(3,87 \pm 0,35)$ ns
	M8	$(4,25 \pm 0,18)$ ns	$(3,83 \pm 0,14)$ ns
	μ Base V2.1	$(4,95 \pm 0,29)$ ns	$(4,50 \pm 0,16)$ ns
7201039	M5	$(4,27 \pm 0,63)$ ns	$(3,95 \pm 0,14)$ ns
	M8	$(4,27 \pm 0,14)$ ns	$(3,16 \pm 0,18)$ ns
	μ Base V2.1	$(4,42 \pm 0,18)$ ns	$(3,92 \pm 0,11)$ ns
7201040	M5	$(4,89 \pm 0,19)$ ns	$(4,19 \pm 0,14)$ ns
	M8	$(5,10 \pm 0,14)$ ns	$(4,37 \pm 0,34)$ ns
	μ Base V2.1	$(5,48 \pm 0,20)$ ns	$(4,56 \pm 0,11)$ ns
7201043	M5	$(4,37 \pm 0,18)$ ns	$(3,84 \pm 0,09)$ ns
	M8	$(4,14 \pm 0,17)$ ns	$(3,78 \pm 0,21)$ ns
	μ Base V2.1	$(4,42 \pm 0,18)$ ns	$(4,18 \pm 0,16)$ ns

⁷Die Amplitudenschwelle ist für jedes PMT individuell gewählt worden. Sie dient zur Unterdrückung des Rauschens in den Messergebnissen.

Den Herstellerangaben nach liegt der TTS für den 10er Gain zwischen 2 ns und 4 ns, aber durchschnittlich tritt eine TTS von 3 ns auf [13]. Im Vergleich zu den Angaben des Herstellers liegen die durch den Versuch ermittelten Werte im oberen Bereich des Intervalls. Gleichfalls wurden auch Werte oberhalb der angegebenen Grenze von 4 ns bestimmt. Die Abweichungen zu den Herstellerangaben können in unterschiedlichen Messmethoden begründet sein. Möglich ist auch, dass diese Abweichungen durch den Gaußfit entstanden sind, da die Peaks nicht exakt gaußförmig sind und je nach gewähltem Fitbereich Schwankungen von bis zu 10 % auftreten.

Bei dem Vergleich der Werte der beiden Basen M5 und M8 ist zu erkennen, dass die TTS Werte im Rahmen der Unsicherheiten übereinstimmen. Somit besteht kein Unterschied zwischen den Basen in Bezug auf den TTS. Eine Ausnahme stellt dabei lediglich der TTS Wert vom PMT mit der Nummer 7201043 beim 5er Gain und der Wert vom PMT mit der Nummer 7201039 beim 10er Gain dar. Dort überschneiden sich die Unsicherheiten nicht. Bei den Werten für die μ Base V2.1 ist zu erkennen, dass sie meistens größer sind als die Werte der beiden passiven Basen, dennoch gibt es bei einzelnen Werten Überschneidungen der Unsicherheiten. Da der TTS eigentlich unabhängig von der Base sein sollte und nur durch den PMT beeinflusst wird, sollten die TTS Werte aller Basen ungefähr gleich sein. Dies ist für die beiden passiven Basen der Fall, jedoch nicht für die aktive Base μ Base V2.1. Die festgestellte Abweichung der μ Base V2.1 könnte darin begründet sein, dass im Vergleich zu den passiven Basen eine andere Wellenlänge bei der Messung verwendet wurde. Da unterschiedliche Wellenlängen dazu führen, dass die Photonen eine unterschiedliche Energie besitzen und daraus eine unterschiedliche Geschwindigkeit der aus der Photokathode emittierten Photoelektronen resultiert. Außerdem kann der strukturelle Unterschied der Basen, durch die verschiedenen Spannungsteiler den TTS beeinflussen.

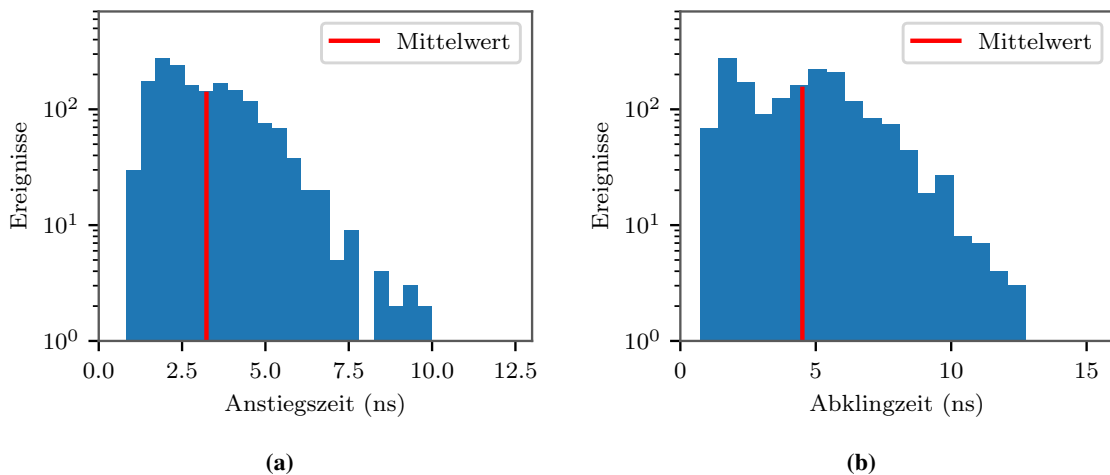


Abbildung 4.3.3: Histogramme der Anstiegs- (a) und Abklingzeit (b) des PMTs mit der Nummer 7201039, gemessen bei einem 5er Gain mit der Base M5. Die Base M5 entspricht einer passiven Standardbase.

Bei der Anstiegs- und Abklingzeit werden, wie bereits in Kapitel 3.5 dargestellt, die Differenzen der Zeiten ermittelt, bei denen die Amplitude 10 % und 90 % des Maximums vor beziehungsweise nach dem Maximum des Pulses erreicht hat. Dabei wurden nur die Pulse betrachtet, deren Verstärkung 10 % von der mittleren Verstärkung abwichen. Anschließend wurde aus dem Anstiegs- und Abklingzeithistogramm der Mittelwert bestimmt (siehe Abbildung 4.3.3). Bei den Histogrammen in Abbildung 4.3.3 wurde eine Gaußverteilung erwartet, die jedoch nicht in den Ergebnissen sichtbar ist. Dort sind zwei Peaks zu erkennen. Der rechte Peak war der zu erwartende Peak mit einem Mittelwert beim Maximum. Durch den ebenfalls auftretenden linken Peak fällt der Mittelwert und somit die berechneten Ankunfts- und Abklingzeiten jedoch geringer aus. Der linke Peak kann durch Ringing oder

durch schmale Untergrundpulse verursacht sein.

Tabelle 4.3.2: Der Mittelwert der Anstiegszeit, jeweils für sämtliche vier PMTs für die drei Basen, sowohl für den 5er und 10er Gain. Die Base M5 entspricht einer passiven Standardbase, die Base M8 einer passiven Base, mit zusätzlichen Widerständen an den letzten drei Dynoden und die μ Base V2.1 ist eine Cockcroft-Walton Base, die ein Prototyp für die mDOM Base im IceCube Upgrade ist. Die Unsicherheiten beschreiben den Standardfehler.

PMT	Base	5er Gain	10er Gain
7201038	M5	$(3,38 \pm 0,05)$ ns	$(3,65 \pm 0,05)$ ns
	M8	$(3,04 \pm 0,05)$ ns	$(3,77 \pm 0,05)$ ns
	μ Base V2.1	$(3,42 \pm 0,04)$ ns	$(4,06 \pm 0,05)$ ns
7201039	M5	$(3,23 \pm 0,04)$ ns	$(3,23 \pm 0,04)$ ns
	M8	$(3,42 \pm 0,03)$ ns	$(3,66 \pm 0,03)$ ns
	μ Base V2.1	$(3,37 \pm 0,04)$ ns	$(4,00 \pm 0,05)$ ns
7201040	M5	$(3,14 \pm 0,05)$ ns	$(3,42 \pm 0,05)$ ns
	M8	$(3,26 \pm 0,04)$ ns	$(3,66 \pm 0,04)$ ns
	μ Base V2.1	$(3,82 \pm 0,06)$ ns	$(4,11 \pm 0,05)$ ns
7201043	M5	$(3,19 \pm 0,04)$ ns	$(3,44 \pm 0,05)$ ns
	M8	$(3,15 \pm 0,04)$ ns	$(3,64 \pm 0,04)$ ns
	μ Base V2.1	$(3,26 \pm 0,04)$ ns	$(3,76 \pm 0,05)$ ns

Tabelle 4.3.3: Der Mittelwert der Abklingzeit, jeweils für sämtliche vier PMTs für die drei Basen, sowohl für den 5er und 10er Gain. Die Base M5 entspricht einer passiven Standardbase, die Base M8 einer passiven Base, mit zusätzlichen Widerständen an den letzten drei Dynoden und die μ Base V2.1 ist eine Cockcroft-Walton Base, die ein Prototyp für die mDOM Base im IceCube Upgrade ist. Die Unsicherheiten beschreiben den Standardfehler.

PMT	Base	5er Gain	10er Gain
7201038	M5	$(4,42 \pm 0,07)$ ns	$(5,53 \pm 0,08)$ ns
	M8	$(4,31 \pm 0,07)$ ns	$(6,77 \pm 0,07)$ ns
	μ Base V2.1	$(4,30 \pm 0,05)$ ns	$(6,09 \pm 0,08)$ ns
7201039	M5	$(4,51 \pm 0,06)$ ns	$(5,65 \pm 0,07)$ ns
	M8	$(5,40 \pm 0,05)$ ns	$(6,64 \pm 0,05)$ ns
	μ Base V2.1	$(4,46 \pm 0,05)$ ns	$(5,84 \pm 0,08)$ ns
7201040	M5	$(4,00 \pm 0,08)$ ns	$(4,94 \pm 0,07)$ ns
	M8	$(5,22 \pm 0,06)$ ns	$(6,61 \pm 0,07)$ ns
	μ Base V2.1	$(5,35 \pm 0,10)$ ns	$(5,38 \pm 0,08)$ ns
7201043	M5	$(4,35 \pm 0,05)$ ns	$(5,34 \pm 0,07)$ ns
	M8	$(4,90 \pm 0,06)$ ns	$(6,70 \pm 0,07)$ ns
	μ Base V2.1	$(3,99 \pm 0,05)$ ns	$(5,40 \pm 0,07)$ ns

Die durchschnittlichen Werte für die Anstiegszeit der vier untersuchten PMTs liegen im Bereich von 3 ns bis 4 ns. Zwischen den Basen M5 und M8 ist bei dem 5er Gain keine bestimmte Tendenz zu erkennen. Anders beim 10er Gain. Hier sind die Werte der Base M8 bei der Anstiegszeit größer als die der Base M5. Im Vergleich zur aktiven μ Base V2.1 ist zu erkennen, dass deren Werte für beide Verstärkungen geringfügig größer sind als die Werte der passiven Basen. Ähnlich verhält es sich bei der Abklingzeit, bei der die Werte zwischen 4 ns und 7 ns liegen. Beim Vergleich der Abklingzeitwerte der zwei passiven Basen ist festzustellen, dass - bis auf eine Ausnahme - die auf die Base M8

bezogenen Werte beim 5er und beim 10er Gain größer sind als diejenigen bei der Base M5. Die Ausnahme bezieht sich dabei auf den PMT mit der Nummer 7201038. Dort ist der Wert des 5er Gains gemessen mit der Base M5 größer.

Bei dem Vergleich mit der μ Base V2.1 ist zu erkennen, dass die Abklingzeit bei beiden Verstärkungen kleiner als bei der Base M8 ist. In Bezug auf die Base M5 sind die Abklingzeiten für den 10er Gain bei der μ Base V2.1 größer, dahingegen für den 5er Gain kleiner. Eine Ausnahme stellt die Messung des PMTs mit der Nummer 7201040 beim 5er Gain dar. Dort ist die Abklingzeit größer als die der Basen M5 und M8. Ein Grund dafür, dass die Abklingzeit der aktiven μ Base V2.1 zwischen der der Base M5 und der Base M8 liegt, könnte in der Unterdrückung des Ringings liegen, da dadurch der Puls länger benötigt, um auf 10 % des Maximums zu fallen, im Vergleich zu den Basen, die weniger beziehungsweise gar nicht den Ringing-Effekt unterdrücken. Tatsächlich wird diese Vermutung durch die ermittelten durchschnittlichen Pulse belegt, da die Base M8 das Ringing am stärksten und die Base M5 das Ringing gar nicht unterdrückt.

4.4 Quanteneffizienz

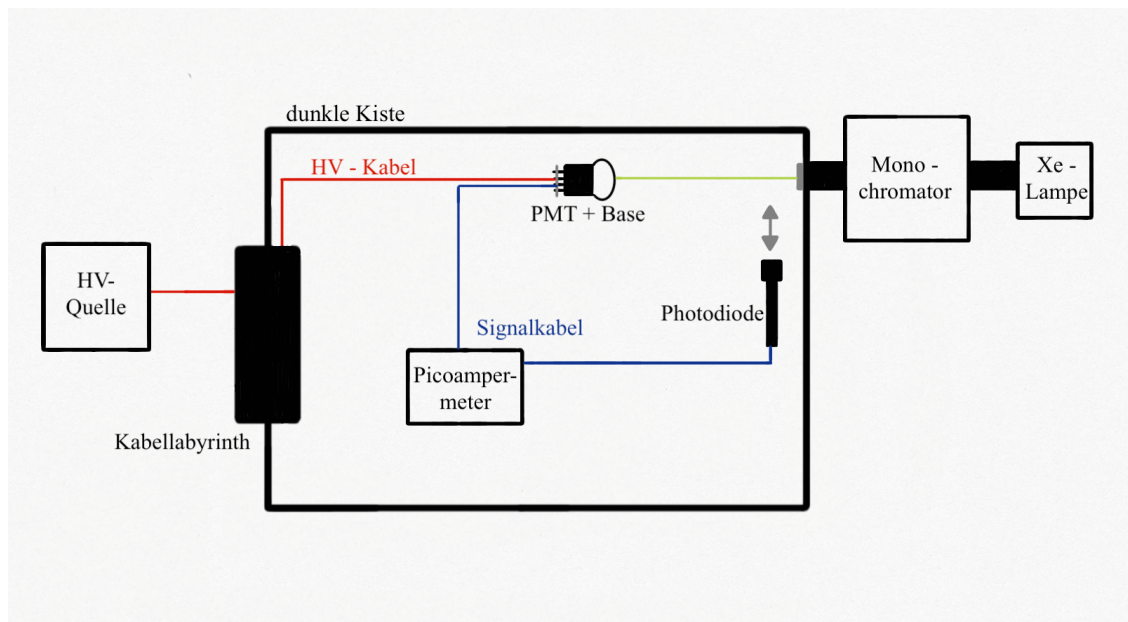


Abbildung 4.4.1: Der verwendete Aufbau zur Bestimmung der Quanteneffizienz.

Der für die Messung der Quanteneffizienz verwendete Aufbau unterscheidet sich von dem in Abbildung 4.1 beschriebenen Aufbau. Er ist in Abbildung 4.4.1 dargestellt. Der PMT wurde nicht wie bisher an ein Oszilloskop, sondern an ein Picoamperemeter⁸ angeschlossen, da die Messung im Strom-Modus erfolgte. Für die Bestimmung der Quanteneffizienz wird die Anzahl an emittierten Photoelektronen benötigt, weshalb eine spezielle Base verwendet und eine kalibrierte Diode als Referenz benötigt wurde. Diese Base legt nur eine Spannung zwischen der Kathode und den Dynoden, die alle kurzgeschlossen sind, indem sie die gleiche Spannung haben, an. Die Messung wurde bei einer Spannung ~ 275 V durchgeführt, um die normale Betriebsspannung zwischen Kathode und erster Dynode zu erhalten. Aus dem Grund, dass die Quanteneffizienz wellenlängenabhängig ist, wurde mit Hilfe eines Monochromators⁹ aus dem Licht einer Xenon-Lampe¹⁰ eine bestimmte Wellenlänge herausgefiltert und sodann durch eine Iris in die Kiste geleitet. Dabei wurde die Intensität des Lichtes durch

⁸Keithley 6482

⁹LOT QuantumDesign MSH-300

¹⁰LOT LSE 140/160.25C

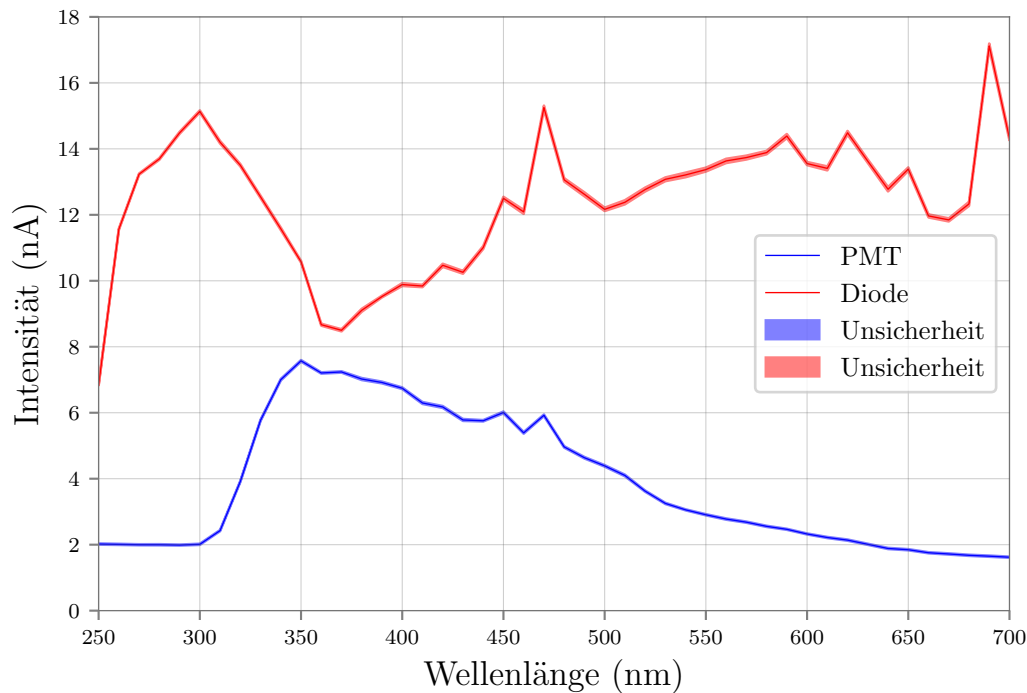


Abbildung 4.4.2: Der gemessene Strom der Diode I_{Diode} und des PMTs I_{PMT} mit der Nummer 72010 gegen die Wellenlänge aufgetragen.

einen Spalt am Ein- und Ausgang des Monochromators reguliert und ein Wellenlängenbereich von 250 nm bis 700 nm in 10 nm Schritten durchfahren. Durch die eingestellte Spaltbreite resultiert eine bestimmte Auflösung. Der Zusammenhang wurde in Quelle [6]¹¹ analysiert. Im Ergebnis ergab sich ein linearer Zusammenhang. Damit wurde anschließend die Auflösung berechnet und es ergab sich für die verwendete Spaltbreite von 0,9 mm eine Auflösung von $(3,14 \pm 0,69)$ nm.

Diesen Aufbau für der zu untersuchende PMT zugrunde gelegt, wurde in der Kiste als erstes eine kalibrierte Photodiode¹², die auch an das Picoampermeter angeschlossen war, vor die Iris gefahren und durchgemessen. Die Photodiode diente als Referenz für die Berechnung der Quanteneffizienz des PMTs. Im Anschluss daran wurde die Dunkelrate des PMTs gemessen, da der PMT wegen der dazwischen befindlichen Diode weniger beleuchtet wurde. Um dies zu unterstützen, wurde zusätzlich eine Wellenlänge von 1200 nm verwendet, die der PMT laut Herstellerangaben nicht mehr detektieren kann [13]. Nach der Messung der Dunkelrate des PMTs, fuhr die Photodiode zur Seite, um dort die Dunkelrate der Diode zu messen. Der PMT war in diesem Moment wieder beleuchtet, weshalb zu diesem Zeitpunkt die Messung für den zu untersuchenden PMT mit dem Picoampermeter, wie zuvor beschrieben, durchgeführt wurde. Nach dessen Abschluss wurde, wie oben dargestellt, nochmals die Dunkelrate des PMTs und der Photodiode gemessen. Bei der Durchführung der Messung war darauf zu achten, dass die Photokathode des PMTs vollständig beleuchtet wurde. Außerdem musste die Xenon-Lampe Betriebstemperatur erreicht haben. Dies war nach spätestens zwei Stunden nach dem Einschalten der Xenon-Lampe erreicht. Die geschilderte Messung wurde für sämtliche vier zu charakterisierende PMTs durchgeführt.

¹¹Seite 51, Abbildung 8.3

¹²Newport 818-UV

Um die Quanteneffizienz des PMTs bestimmen zu können, wird die verwendete Intensität der Lichtquelle I_{Quelle} benötigt. Sie lässt sich über die Formel

$$I_{\text{Quelle}} = \frac{I_{\text{Diode}} - \text{DC}_{\text{Diode}}}{\text{QE}_{\text{Diode}}} \quad (4.4.1)$$

berechnen. Dabei ist I_{Diode} der gemessene Strom und DC_{Diode} der gemessene Dunkelstrom der Photodiode. QE_{Diode} ist die Quanteneffizienz der kalibrierten Photodiode, die bereits bekannt ist. Mit Hilfe der Intensität der Lichtquelle kann nunmehr die Quanteneffizienz des PMTs QE_{PMT} bestimmt werden. Dies gelingt mit folgender Formel

$$\text{QE}_{\text{PMT}} = \frac{I_{\text{PMT}} - \text{DC}_{\text{PMT}}}{I_{\text{Quelle}}}, \quad (4.4.2)$$

wobei I_{PMT} der Strom und DC_{PMT} der Dunkelstrom des PMTs ist. In Abbildung 4.4.2 sind die gemessenen Ströme der Diode und des PMTs der Nummer 72010 dargestellt.

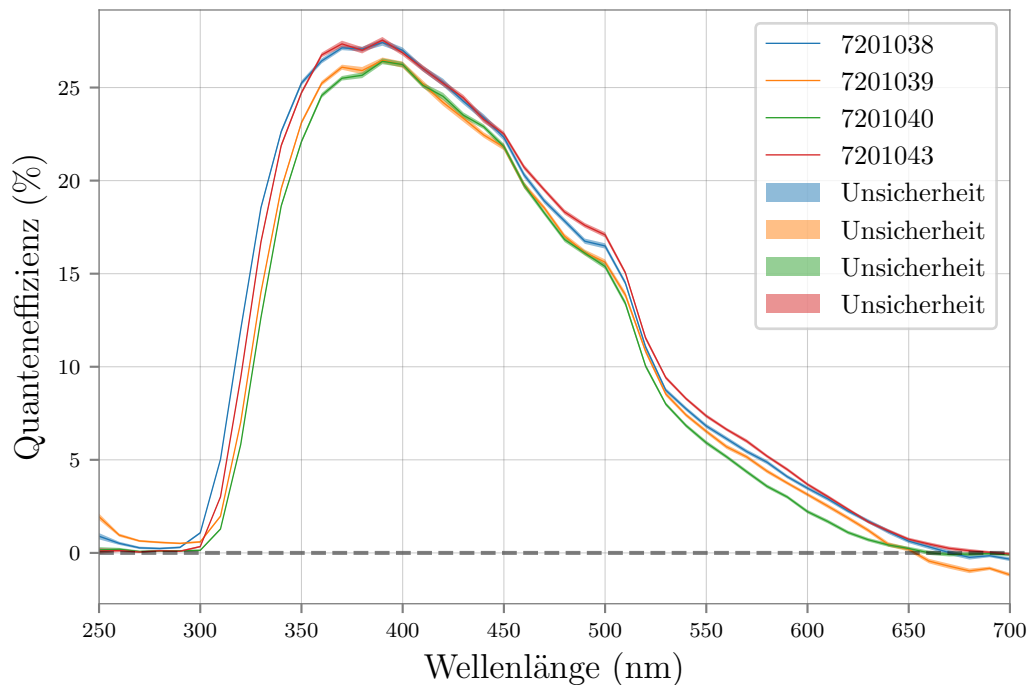


Abbildung 4.4.3: Die Quanteneffizienz sämtlicher PMTs gegen die Wellenlänge aufgetragen.

In Abbildung 4.4.3 ist die Quanteneffizienz sämtlicher charakterisierter PMTs gegen die Wellenlänge aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass das Maximum der Quanteneffizienz der PMTs bei einer Wellenlänge von ~ 395 nm bei ~ 26 % bis ~ 28 % liegt. Bei den Wellenlängen vor 300 nm und nach 650 nm findet keine Detektion durch den PMT mehr statt. Dies stimmt mit den Angaben des Herstellers überein. Die negativen Werte der Quanteneffizienz ab der Wellenlänge 650 nm lassen sich damit erklären, dass das Rauschen der Messung größer ist, als das Signal des PMTs, wodurch bei der Berechnung der Quanteneffizienz die Werte negativ werden. Der Hersteller macht Angaben zur Quanteneffizienz bei Wellenlängen von 404 nm und 470 nm. Den Angaben entsprechend soll die Quanteneffizienz bei einer Wellenlänge von 404 nm mindestens bei 25 % und typischerweise bei 28 % und bei 470 nm mindestens bei 18 % und typischerweise bei 20 % liegen. Diese Angaben decken sich mit den gemessenen Werten der Quanteneffizienz sämtlicher untersuchter PMTs [13].

4.5 Dunkelrate

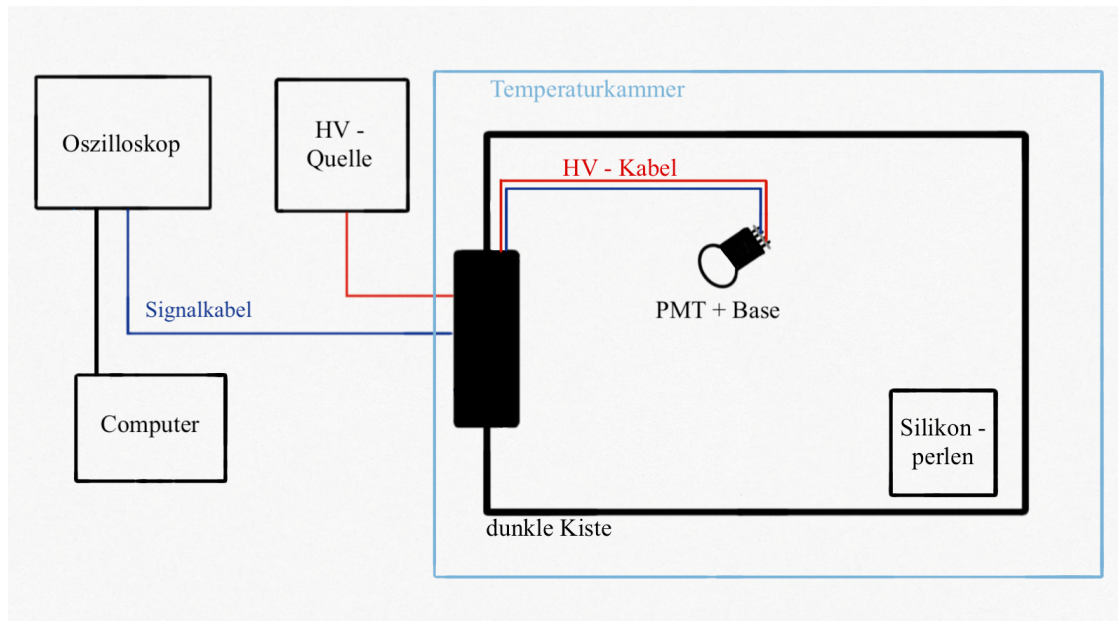


Abbildung 4.5.1: Der verwendete Aufbau zur Bestimmung der Dunkelrate.

In Abbildung 4.5.1 ist der verwendete Aufbau zur Messung der Dunkelrate dargestellt. Dazu befand sich der PMT in einer Aluminiumkiste und war über eine passive Standardbase an eine Hochspannungsquelle und an ein Oszilloskop¹³ angeschlossen. Mit dem Oszilloskop werden Wellenformen aufgenommen, um aus deren Informationen die Dunkelrate berechnen zu können. Da die Dunkelrate temperaturabhängig ist, wurde die Messung in einer Temperaturkammer¹⁴ durchgeführt. Bei der Messung musste ein Trigger gesetzt werden, weil Rauschen bei der Messung auftritt. Da der gewählte Trigger teilweise im Rauschen lag, wurde bei der Auswertung der Daten ein neuer Trigger gesetzt. Dazu wurde die angesetzte Schwelle von 0,2 pe mit der Formel

$$0,2 \text{ pe} = 0,2 \cdot 50 \Omega \cdot 5 \cdot 10^6 \cdot e \quad (4.5.1)$$

in Ladung umgerechnet und die daraus resultierende Ladung dazu verwendet, die Signale mit Rauschen auszusortieren. Dabei entspricht e der Elementarladung, $5 \cdot 10^6$ der Verstärkung und 50Ω dem internen Widerstand des Oszilloskops.

Da die PMTs im tiefen Eis der Antarktis operieren sollen, wurde die Dunkelrate für Temperaturen von -50°C bis 20°C in -10°C Schritten gemessen. Die Messung wurde auf jeder Temperaturstufe sechs Stunden lang durchgeführt. So wurde gewährleistet, dass der PMT die Temperatur der gewählten Temperaturstufe erreicht. Um den Einfluss von Feuchtigkeit auf die Messung in der Temperaturkammer gering zu halten, wurde zusätzlich ein Gefäß mit Silikonperlen in der Kiste platziert. Bevor die Messung gestartet wurde, musste sich der PMT bereits 24 Stunden in der dunklen Aluminiumkiste befunden haben, da durch äußere Lichteinflüsse beim Aufbau des Versuchs die Dunkelrate des PMTs steigt und deswegen die Messergebnisse verfälschen würde. Die Totzeit der Messung lag bei 20 ns. Um die durchschnittliche Dunkelrate sämtlicher untersuchten Temperaturstufen bestimmen zu können, wurde die Dunkelrate zunächst jeweils während der gesamten sechs Stunden für die genannten Temperaturstufen aufgenommen. Anhand der aufgenommenen Werte wurde ermittelt, wann die gemessene Rate konstant geworden war. Daraus wurde anschließend der Durchschnitt der Dunkelrate berechnet. Die Messung wurde aus zeitlichen Gründen nur für die PMTs mit den Nummern 7201038

¹³PicoScope 6404C

¹⁴CTS C-70/350

und 7201043 jeweils für den 5er und 10er Gain durchgeführt. Die Ergebnisse der beiden PMTs sind in Abbildung 4.5.2 dargestellt.

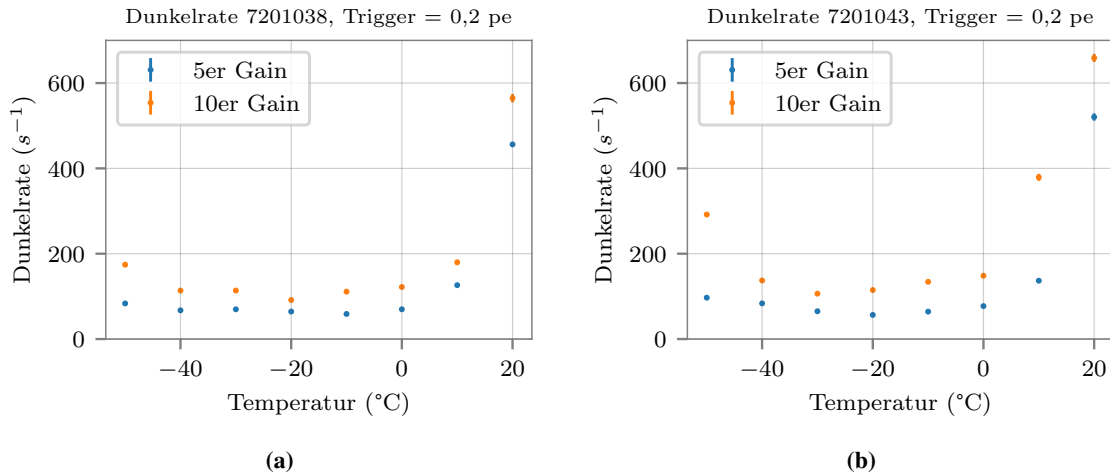


Abbildung 4.5.2: In Abbildung (a) ist die Dunkelrate gegen die Temperatur für das PMT mit der Nummer 7201038 und in Abbildung (b) für das PMT mit der Nummer 7201043 aufgetragen. Die Unsicherheiten beschreiben den Standardfehler und sind zu gering, um in der Darstellung erkennbar zu sein.

Es ist zu erkennen, dass die Dunkelrate für den 10er Gain größer als die des 5er Gains ist. Dieses war zu erwarten, da einerseits beim 10er Gain eine größere Verstärkung stattfindet und andererseits die Dunkelrate, wie in Abbildung 3.6.1 gezeigt, mit steigender Spannung wächst. Zudem wird die Temperaturabhängigkeit der Dunkelrate deutlich. Für den Temperaturbereich von $-50^{\circ}C$ bis $0^{\circ}C$ für den 5er Gain und von $-40^{\circ}C$ bis $0^{\circ}C$ für den 10er Gain liegen die Dunkelraten unter $100 s^{-1}$ beziehungsweise $200 s^{-1}$. Dabei befindet sich das Minimum der Dunkelrate des PMTs mit der Nummer 7201043 für den 5er Gain bei $-20^{\circ}C$ mit $(56,52 \pm 2,50) s^{-1}$ und für den 10er Gain bei $-30^{\circ}C$ mit $(106,31 \pm 2,91) s^{-1}$. Bei dem PMT mit der Nummer 7201038 liegt das Minimum für den 5er Gain bei $-10^{\circ}C$ mit $(58,84 \pm 1,71) s^{-1}$ und für den 10er Gain bei $-20^{\circ}C$ mit $(91,37 \pm 2,83) s^{-1}$. Für Temperaturen über $0^{\circ}C$ steigen die Dunkelraten rapide an. Ebenso ist ein Anstieg der Dunkelrate bei den Temperaturen zu vermerken, die niedriger als die Temperatur des Minimums sind. Dort steigt die Dunkelrate für den 5er Gain jedoch nur sehr leicht an. Dagegen steigt sie deutlich stärker beim 10er Gain. Der Anstieg kann in zwei Ursachen begründet sein. Ein Grund ist das vermehrte Auftreten von Szintillationsphotonen, da die entstandenen Isotope von radioaktiven Zerfällen für tiefe Temperaturen sich vermehrt über die Emission von Photonen anstatt über Phonon abregen [15]. Der andere ist, dass die Häufigkeit der Signale steigt, da das Rekombinieren und Emittieren von Elektronen aus Elektrodenfallen bei niedriger Temperatur häufiger stattfindet als bei Raumtemperatur [16]. Der Hersteller gibt für den 10er Gain bei einer Messung bei $20^{\circ}C$ eine typische Dunkelrate von $800 s^{-1}$ und als Obergrenze eine Dunkelrate von $2000 s^{-1}$ an [13]. Die ermittelten Dunkelraten für eine Temperatur von $20^{\circ}C$ liegen für beide PMTs unterhalb des typischen Werts von $800 s^{-1}$.

4.6 Korrelierter Untergrund

Die Messung zur Bestimmung des korrelierten Untergrunds wurde mit dem beschriebenen Aufbau in Kapitel 4.1 durchgeführt. Dabei wurden Wellenformen in einem großen Zeitfenster von insgesamt $25 \mu s$ mit einem Oszilloskop¹⁵ für den 5er Gain und 10er Gain aufgenommen. Die Lichtintensität,

¹⁵PicoScope 6404C

die dabei verwendet wurde, liegt bei ungefähr 0,1 pe. Da nur die Signale und nicht das Rauschen von Bedeutung sind, wurde ein Trigger verwendet. In der Auswertung wurde der Trigger, wie auch in Abschnitt 4.5, auf 0,2 pe gesetzt. Der korrelierte Untergrund besteht aus frühen und verspäteten Pulsen, wie auch aus frühem und spätem Afterpulsing.

4.6.1 Frühe Pulse, verspätete Pulse und frühes Afterpulsing

Um die Wahrscheinlichkeit W der genannten Arten des korrelierten Untergrunds bestimmen zu können, wurde folgende Formel

$$W = \frac{N - B \cdot \Delta t}{N + N_H} \quad (4.6.1)$$

verwendet. Dabei entspricht N der Anzahl der gesuchten Pulse in einem bestimmten Zeitbereich, N_H der Anzahl von Pulsen, die sich im Hauptpeak befinden und $B \cdot \Delta t$ den zur Korrektur abzuziehenden Untergrund in dem verwendeten Zeitfenster (siehe Abbildung 4.6.1). Das in Abbildung 4.6.1 gezeigte Histogramm wurde mit den Anzahlen an gesuchten Pulsen, wie frühen und verspäteten Pulsen und frühem Afterpulsing, erstellt. Die Berechnung der Anzahlen wird nachfolgend erklärt. Das Zeitintervall für den Hauptpeak wurde auf -4 ns bis 10 ns festgelegt. Der Untergrund B entspricht der durchschnittlichen Anzahl der Dunkelratepulse in einem Zeitintervall von 15 μ s bis 25 μ s, welcher anschließend auf Pulse pro Mikrosekunde normiert wurde [17]. Dieses Zeitintervall wurde gewählt, da dort kein Afterpulsing mehr auftritt und nur die Dunkelrate gemessen wurde. Die weiteren, verwendeten Zeitintervalle sind die des KM3NeT Neutrino Teleskops ([18]) und wurden für die Berechnung gewählt.

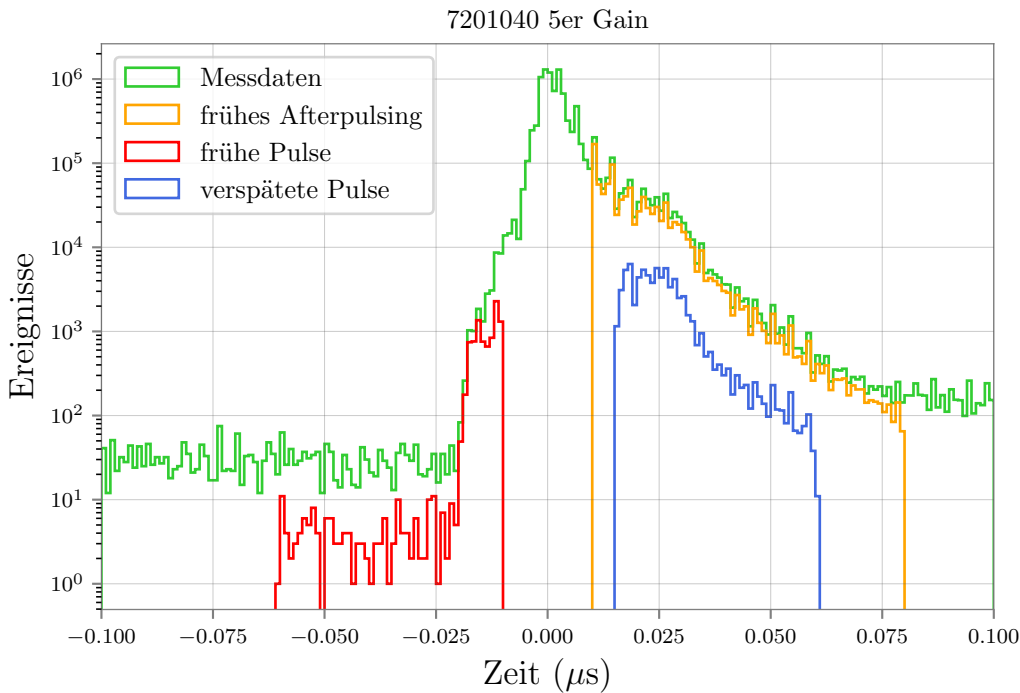


Abbildung 4.6.1: Anzahl der Ereignissen von frühen und verspäteten Pulsen sowie frühem Afterpulsing bezogen auf die gesamten Messdaten.

Der Zeitbereich für die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit von frühen Pulsen liegt in einem Bereich von 60,5 ns bis 10,5 ns vor dem Hauptpeak. Für die Anzahl der frühen Pulse wurden, wie bei den verspäteten Pulsen, nur die Wellenformen, die kein Photoelektron im Hauptpeak, jedoch mindestens

ein Photoelektron im Zeitintervall besitzen, gezählt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.6.1 aufgezeigt. Die Wahrscheinlichkeiten liegen zwischen 0,20 % und 0,70 % und variieren, je nach dem welches der vier PMTs untersucht wurde, für den 5er und 10er Gain untereinander stark. Den Herstellerangaben zur Folge liegt die typische Wahrscheinlichkeit des Auftretens von frühen Pulsen für den 10er Gain bei 1 % bis maximal 1,5 % [13]. Die bei der Messung ermittelten Wahrscheinlichkeiten fallen deutlich geringer aus. Es ist zu erkennen, dass die Wahrscheinlichkeiten für den 10er Gain größer sind als die für den 5er Gain.

Tabelle 4.6.1: Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von frühen Pulsen für sämtliche PMTs, gemessen für den 5er und 10er Gain. Die Unsicherheiten beschreiben den Standardfehler.

PMT	5er Gain	10er Gain
7201038	$(0,50 \pm 0,01) \%$	$(0,68 \pm 0,01) \%$
7201039	$(0,33 \pm 0,01) \%$	$(0,42 \pm 0,01) \%$
7201040	$(0,22 \pm 0,01) \%$	$(0,41 \pm 0,01) \%$
7201043	$(0,23 \pm 0,01) \%$	$(0,34 \pm 0,01) \%$

Diese Unterschiede beziehungsweise der Umstand, dass die berechneten Wahrscheinlichkeiten kleiner sind als die angegebenen Wahrscheinlichkeiten, kann in unterschiedlichen Berechnungsmethoden der Wahrscheinlichkeit begründet sein. Es könnte aber auch an der Betrachtung unterschiedlicher Zeitfenster liegen.

Für die verspäteten Pulse wurde ein Zeitintervall von 15,5 ns bis 60,5 ns nach dem Hauptpeak gewählt. Um die Anzahl an verspäteten Pulsen zu erhalten, wurden die Wellenformen, die kein Photoelektron im Hauptpeak, jedoch mindestens ein Photoelektron im angegebenen Zeitintervall besitzen, gezählt. Die sich daraus ergebenden Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von verspäteten Pulsen sind in Tabelle 4.6.2 aufgelistet. Die Wahrscheinlichkeiten liegen zwischen 2,38 % und 4,43 % für den 5er und 10er Gain. Laut Herstellerangaben liegt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von verspäteten Pulsen für den 10er Gain typischerweise bei 2,5 % und maximal bei 5,5 % [13]. Die ermittelten Wahrscheinlichkeiten liegen allesamt in dem vom Hersteller angegebenen Bereich und fallen zudem für den 10er Gain in die Nähe der typischen Wahrscheinlichkeit von 2,5 %. Ebenfalls fällt auf, dass die Wahrscheinlichkeiten für den 5er Gain größer sind als die für den 10er Gain. Eine genaue Begründung für diese Tendenz konnte in der Literatur nicht gefunden werden.

Tabelle 4.6.2: Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von verspäteten Pulsen für sämtliche PMTs, gemessen für den 5er und 10er Gain. Die Unsicherheiten beschreiben den Standardfehler.

PMT	5er Gain	10er Gain
7201038	$(4,41 \pm 0,02) \%$	$(3,03 \pm 0,02) \%$
7201039	$(3,53 \pm 0,02) \%$	$(2,52 \pm 0,02) \%$
7201040	$(3,39 \pm 0,01) \%$	$(2,40 \pm 0,02) \%$
7201043	$(2,79 \pm 0,02) \%$	$(2,51 \pm 0,02) \%$

Zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit des Auftretens von frühem Afterpulsing wurde das Zeitintervall von 10 ns bis 80 ns nach dem Hauptpeak gewählt. Um auf die Anzahl von Afterpulsing für die Berechnung der Wahrscheinlichkeit zu kommen, wurden nur die Wellenformen gezählt, die ein Photoelektron im Hauptpeak und im angegebenen Zeitintervall besitzen. Die Wahrscheinlichkeiten liegen für den 5er Gain zwischen 10,69 % und 14,59 % und für den 10er Gain zwischen 21,98 % und 29,66 %, wie auch in Tabelle 4.6.3 ersichtlich ist. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Wahrscheinlichkeiten für frühes Afterpulsing bei den einzelnen PMTs stark variieren. Ebenfalls ist ablesbar, dass

die Wahrscheinlichkeit für den 10er Gain mehr als doppelt so groß ist wie die Wahrscheinlichkeit für den 5er Gain. Dass die Wahrscheinlichkeit für den 10er Gain größer ist, kann in der höheren Verstärkung begründet sein, da mehr Elektronen die Dynode beschießen und dadurch mehr Photonen aus dem Dynodenmaterial freiwerden und somit mehr frühes Afterpulsing entsteht. Vom Hersteller wurden zu der Wahrscheinlichkeit von frühem Afterpulsing keine Angaben gemacht, weswegen ein Vergleich nicht möglich war.

Tabelle 4.6.3: Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von frühem Afterpulsing für sämtliche PMTs, gemessen für den 5er und 10er Gain. Die Unsicherheiten beschreiben den Standardfehler.

PMT	5er Gain	10er Gain
7201038	$(13,03 \pm 0,04) \%$	$(25,52 \pm 0,05) \%$
7201039	$(10,72 \pm 0,03) \%$	$(22,03 \pm 0,05) \%$
7201040	$(14,05 \pm 0,02) \%$	$(29,61 \pm 0,05) \%$
7201043	$(14,55 \pm 0,04) \%$	$(29,01 \pm 0,05) \%$

4.6.2 Spätes Afterpulsing

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von spätem Afterpulsing kann auf die gleiche Art und Weise, wie beim frühem Afterpulsing bestimmt werden. Es wurde lediglich ein anderes Zeitintervall verwendet. Es reichte von 100,5 ns bis 10 μ s. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.6.4 aufgelistet.

Tabelle 4.6.4: Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von spätem Afterpulsing für sämtliche PMTs, gemessen für den 5er und 10er Gain. Die Unsicherheiten beschreiben den Standardfehler.

PMT	5er Gain	10er Gain
7201038	$(8,67 \pm 0,03) \%$	$(14,83 \pm 0,04) \%$
7201039	$(10,10 \pm 0,03) \%$	$(18,74 \pm 0,04) \%$
7201040	$(3,15 \pm 0,02) \%$	$(5,04 \pm 0,05) \%$
7201043	$(4,40 \pm 0,04) \%$	$(7,71 \pm 0,06) \%$

Laut Herstellerangaben liegt die Wahrscheinlichkeit von spätem Afterpulsing für den 10er Gain typischerweise bei 4,5 % und maximal bei 15 % [13]. Die aus den Messungen berechneten Werte befinden sich, bis auf eine Ausnahme, in dem genannten Rahmen. Die Ausnahme betrifft den PMT mit der Nummer 7201039. Dort liegt der Wert beim 10er Gain über 15 %. Darüber hinaus ist festzustellen, dass die ermittelten Wahrscheinlichkeiten unter den untersuchten PMTs insgesamt stark variieren. Schließlich sind die festgestellten Werte des 5er Gains bei sämtlichen PMTs kleiner als die des 10er Gains. Dies könnte darin begründet sein, dass durch die größere Verstärkung mehr Elektronen zu Verfügung stehen, die die Restgase ionisieren können.

Wie in Kapitel 3.7 beschrieben, entsteht Afterpulsing durch die Ionisation von Restgasen innerhalb des PMTs. Da, wie in Formel 3.7.3 gezeigt wurde, die Ankunftszeit unabhängig von der Position der Ionisation ist, können aus den Messwerten mit Hilfe der Massen der Ionen die Restgase innerhalb des PMTs bestimmt werden. Typische Ionen sind hierbei H^+ , He^+ , N^+ , CH_4^+ , O^+ , Ar^+ , CO_2^+ , Cs^+ [19]. Die Masse der Ionen wird aus den Massen der Restgase berechnet. Dabei ist das Fehlen eines Elektrons bei den Ionen bei der Berechnung der Masse nicht von Bedeutung, da die Masse der Elektronen im Gegensatz zu den Massen der Protonen und Neutronen sehr gering ist und somit vernachlässigbar. Zusätzlich wird zur Berechnung der Ankunftszeit der Abstand zwischen Photokathode und erster Dynode L benötigt. Dieser wird entsprechend einer Abbildung von Größenangaben des Herstellers auf 40,5 mm abgeschätzt und wegen dieser Schätzung mit einer Unsicherheit von 5 mm versehen. Da

$\frac{3}{13}$ der Spannung zwischen der Photokathode und der ersten Dynode angelegt ist, liegt das elektrische Potenzial V_0 bei $\frac{3}{13}$ der Spannung.

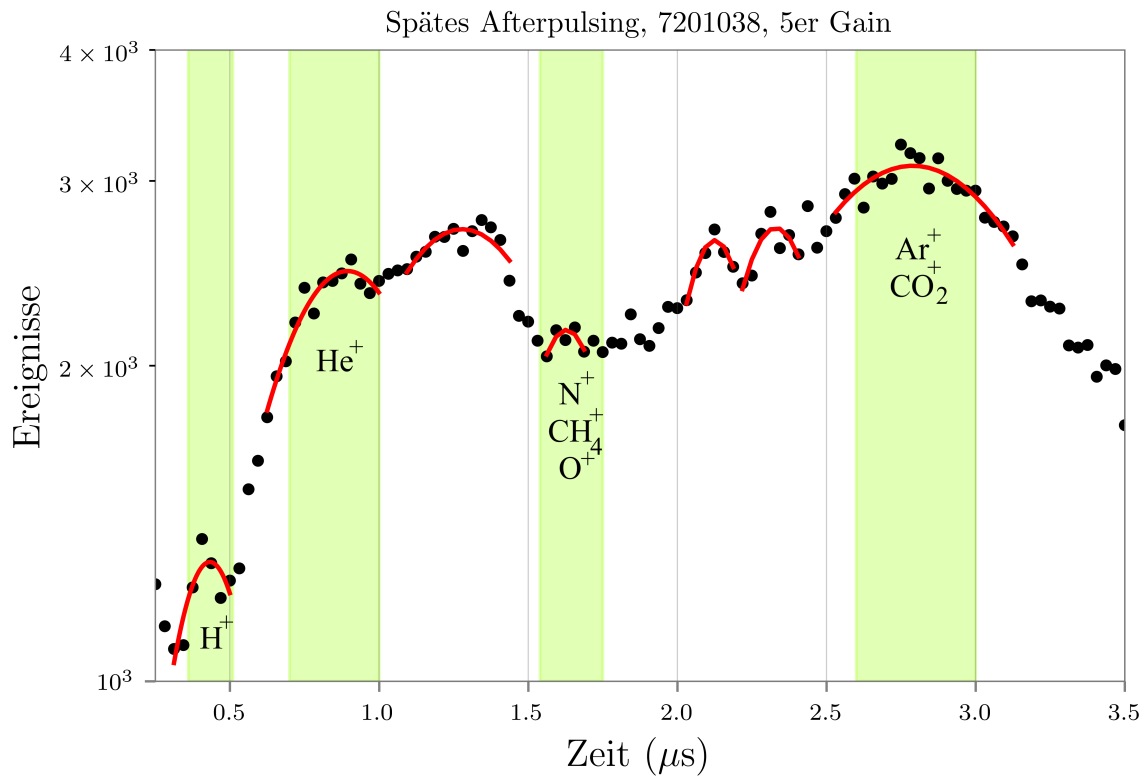


Abbildung 4.6.2: Bestimmung der Ankunftszeiten der Peaks des späten Afterpulsings, gezeigt beim PMT mit der Nummer 7201038 für den 5er Gain.

Mit Hilfe eines Gaußfits wurden die möglichen Peaks aus den Messdaten gefittet und daraus die Ankunftszeit bestimmt (siehe Abbildung 4.6.2). Mit den oben angegebenen Werten wurden die Ankunftszeiten für die genannten Gase berechnet und mit den ermittelten Ankunftszeiten aus den Messwerten verglichen. Dieses wurde jeweils für sämtliche zu charakterisierende PMTs, sowohl für den 5er als auch für den 10er Gain durchgeführt und darüber die Ionen der Restgase bestimmt. In Tabelle 4.6.5 sind die Ionen der Restgase, die jeweils gefunden wurden, aufgelistet und in Tabelle 4.6.6 exemplarisch die berechneten und über den Gaußfit ermittelten Ankunftszeiten für den PMT mit der Nummer 7201038 für den 5er Gain dargestellt.

Tabelle 4.6.5: Gefundene Ionen in sämtlichen zu charakterisierenden PMTs, jeweils für den 5er und 10er Gain.

PMT	Gain	Übereinstimmende Ion
7201038	5er	H^+ , He^+ , N^+ , CH_4^+ , O^+ , Ar^+ , CO_2^+
	10er	H^+ , He^+ , N^+ , Ar^+ , CO_2^+
7201039	5er	H^+ , He^+ , Ar^+ , CO_2^+
	10er	H^+ , He^+ , N^+ , CH_4^+ , O^+ , Ar^+ , CO_2^+
7201040	5er	H^+ , He^+ , Ar^+ , CO_2^+
	10er	H^+ , H_2^+ , He^+ , Ar^+ , CO_2^+
7201043	5er	H^+ , He^+ , Ar^+ , CO_2^+
	10er	H^+ , Ar^+ , CO_2^+

Tabelle 4.6.6: Zuordnung der berechneten Ankunftszeiten der Ionen zu den gefundenen Peaks, exemplarisch gezeigt an den Messergebnissen des PMTs mit der Nummer 7201038 für den 5er Gain. Die Unsicherheit der berechneten Ankunftszeiten der Ionen beschreibt den Standardfehler. Die Unsicherheit der Peaks wurde mit dem Fit ermittelt.

Ion	berechnete Ankunftszeit Ion	Peak
H ⁺	$(0,45 \pm 0,06) \mu\text{s}$	$(0,43 \pm 0,02) \mu\text{s}$
He ⁺	$(0,89 \pm 0,11) \mu\text{s}$	$(0,89 \pm 0,01) \mu\text{s}$
N ⁺	$(1,66 \pm 0,21) \mu\text{s}$	$(1,65 \pm 0,01) \mu\text{s}$
CH ₄ ⁺	$(1,78 \pm 0,22) \mu\text{s}$	$(1,63 \pm 0,01) \mu\text{s}$
O ⁺	$(1,78 \pm 0,22) \mu\text{s}$	$(1,63 \pm 0,01) \mu\text{s}$
Ar ⁺	$(2,80 \pm 0,35) \mu\text{s}$	$(2,79 \pm 0,01) \mu\text{s}$
CO ₂ ⁺	$(2,94 \pm 0,37) \mu\text{s}$	$(2,79 \pm 0,01) \mu\text{s}$
Cs ⁺	$(5,11 \pm 0,64) \mu\text{s}$	

Es ist zu erkennen, dass sowohl für den 5er als auch für den 10er Gain dieselben Ionen gefunden wurden. Dieses war auch zu erwarten, da sich die in einem PMT vorhandenen Restgase nicht verändern. Es ist in diesem Zusammenhang zu erwähnen, dass bei bestimmten Ankunftszeiten aus den Messwerten mehrere Ionen zugeordnet werden konnten. Dieses trifft meistens für die Ionen N⁺, CH₄⁺, O⁺ und Ar⁺, CO₂⁺ zu, da sie eine ähnliche Masse haben und deshalb sich die Ankunftszeiten wegen der Unsicherheiten überschneiden. Aus diesem Grund ist nicht bei sämtlichen Peaks eine präzise Zuordnung möglich, weshalb sämtliche Ionen, die möglicherweise auftreten können, aufgelistet worden sind. Ebenfalls konnten, wie auch in Abbildung 4.6.2 erkenntlich, nicht allen gefunden Peaks einem Restgas zugeordnet werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Folgenden werden die ermittelten Ergebnisse kurz in einer Zusammenfassung dargestellt und abschließend ein Ausblick gegeben. Die detailliertere Diskussion der einzelnen Ergebnisse befindet sich in den jeweiligen Kapiteln. In Tabelle 5.0.1 sind die Ergebnisse des PMTs mit der Nummer 7201043 als exemplarisches Beispiel dargestellt, in erster Linie wie sich die Messwerte für unterschiedliche Gains und Basen verhalten. In einer zweiten Tabelle 5.0.2 sind vergleichend die Ergebnisse sämtlicher vier PMTs für den 10er Gain abgebildet.

Tabelle 5.0.1: Die Herstellerangaben und die gemessenen Werte des PMTs mit der Nummer 7201043 [13]. Bei den angegebenen Basen handelt es sich bei der Base M5 um eine passive Standardbase, bei der Base M8 um eine passive Base mit zusätzlichen Widerständen an den letzten drei Dynoden und bei der μ Base V2.1 um eine Cockcroft-Walton Base.

	Herstellerangaben (10er Gain) ^a			Messergebnisse PMT 7201043			
	Min	Typ	Max	Base		5er Gain	10er Gain
Spannung	1100 V	1300 V	1500 V	M5		(1248,1 $\pm$ 2,7) V	(1368,8 $\pm$ 2,7) V
Quanteneffizienz (404 nm)	25 %	28 %		M5	$\sim$ 26,5 %		
Quanteneffizienz (470 nm)	18 %	20 %		M5	$\sim$ 19,5 %		
Dunkelrate (20 °C)		800 s ⁻¹	2000 s ⁻¹	M5		(520,31 $\pm$ 8,46) s ⁻¹	(658,80 $\pm$ 9,48) s ⁻¹
frühe Pulse		1 %	1,5 %	M5		(0,23 $\pm$ 0,01) %	(0,34 $\pm$ 0,01) %
verspätete Pulse		2,5 %	5,5 %	M5		(2,79 $\pm$ 0,02) %	(2,51 $\pm$ 0,02) %
frühes Afterpulsing				M5		(14,55 $\pm$ 0,04) %	(29,01 $\pm$ 0,05) %
spätes Afterpulsing		4,5 %	15 %	M5		(4,40 $\pm$ 0,04) %	(7,71 $\pm$ 0,06) %
Transit Time Spread (FWHM)	2 ns	3 ns	4 ns	M5		(4,37 $\pm$ 0,18) ns	(3,84 $\pm$ 0,09) ns
				M8		(4,14 $\pm$ 0,17) ns	(3,78 $\pm$ 0,21) ns
				μ Base V2.1		(4,42 $\pm$ 0,18) ns	(4,18 $\pm$ 0,16) ns
Anstiegszeit				M5		(3,19 $\pm$ 0,04) ns	(3,44 $\pm$ 0,05) ns
				M8		(3,15 $\pm$ 0,04) ns	(3,64 $\pm$ 0,04) ns
				μ Base V2.1		(3,26 $\pm$ 0,04) ns	(3,76 $\pm$ 0,05) ns
Abklingzeit				M5		(4,35 $\pm$ 0,05) ns	(5,34 $\pm$ 0,07) ns
				M8		(4,90 $\pm$ 0,06) ns	(6,70 $\pm$ 0,07) ns
				μ Base V2.1		(3,99 $\pm$ 0,05) ns	(5,40 $\pm$ 0,07) ns

^aEntnommen aus [13]

Tabelle 5.0.2: Die Messergebnisse sämtlicher vier PMTs für den 10er Gain.

PMT	Messergebnisse für den 10er Gain (Ausnahme Quanteneffizienz)			
	7201038	7201039	7201040	7201043
Spannung	(1295 $\pm$ 3) V	(1412 $\pm$ 3) V	(1441 $\pm$ 3) V	(1369 $\pm$ 3) V
Quanteneffizienz (404 nm)	$\sim$ 26,6 %	$\sim$ 25,9 %	$\sim$ 25,8 %	$\sim$ 26,5 %
Quanteneffizienz (470 nm)	$\sim$ 18,8 %	$\sim$ 18,5 %	$\sim$ 18,3 %	$\sim$ 19,5 %
Dunkelrate (20 °C)	(564,52 $\pm$ 9,71) s ⁻¹	-	-	(658,80 $\pm$ 9,48) s ⁻¹
frühe Pulse	(0,68 $\pm$ 0,01) %	(0,42 $\pm$ 0,01) %	(0,41 $\pm$ 0,01) %	(0,34 $\pm$ 0,01) %
verspätete Pulse	(3,03 $\pm$ 0,02) %	(2,52 $\pm$ 0,02) %	(2,40 $\pm$ 0,02) %	(2,51 $\pm$ 0,01) %
frühes Afterpulsing	(25,52 $\pm$ 0,05) %	(22,03 $\pm$ 0,05) %	(29,61 $\pm$ 0,05) %	(29,01 $\pm$ 0,05) %
spätes Afterpulsing	(14,83 $\pm$ 0,04) %	(18,74 $\pm$ 0,04) %	(5,04 $\pm$ 0,05) %	(7,71 $\pm$ 0,06) %
Transit Time Spread (FWHM) (Base M5)	(3,87 $\pm$ 0,35) ns	(3,95 $\pm$ 0,14) ns	(4,19 $\pm$ 0,14) ns	(3,84 $\pm$ 0,09) ns
Anstiegszeit (Base M5)	(3,65 $\pm$ 0,05) ns	(3,23 $\pm$ 0,04) ns	(3,42 $\pm$ 0,05) ns	(3,44 $\pm$ 0,05) ns
Abklingzeit (Base M5)	(5,53 $\pm$ 0,08) ns	(5,65 $\pm$ 0,07) ns	(4,94 $\pm$ 0,07) ns	(5,34 $\pm$ 0,07) ns

Zunächst ist festzuhalten, dass zwischen den Messergebnissen des Herstellers und den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Ergebnissen keine wesentlichen Abweichungen bestehen.

Bei den Werten, die den Verstärkungsfaktor betreffen, decken sich die Ergebnisse mit den Herstellerangaben. Die benötigten Spannungen der vier zu charakterisierenden PMTs für eine Verstärkung von 10^7 (10er Gain) liegen zwischen 1290 V und 1450 V und befinden sich damit in dem dafür vom Hersteller angegebenen Bereich von 1100 V bis 1500 V, tatsächlich aber - bis auf eine Ausnahme - über der vom Hersteller als typisch angesehenen Spannung von 1300 V.

Eine Übereinstimmung ergibt sich auch bei der Quanteneffizienzmessung. Diese liegt bei 404 nm und 470 nm und somit bei der vom Hersteller als Minimum angegebene Grenze von mindestens 25 % beziehungsweise 18 %. Das Maximum der Quanteneffizienz liegt für sämtliche untersuchten PMTs zwischen 26 % und 28 % bei einer ungefähren Wellenlänge von 395 nm.

Bei der Betrachtung der Temperaturabhängigkeit der Dunkelrate in einem Bereich von -50°C bis 20°C ist festgestellt worden, dass die Dunkelrate zunächst bei tiefen Temperaturen sinkt, bei sehr tiefen Temperaturen jedoch, ab etwas -20°C bis -30°C , leicht ansteigt. Der Hersteller hat zu der Temperaturabhängigkeit der Dunkelrate keine Angaben zu Verfügung gestellt, sondern lediglich angegeben, dass bei einer Temperatur von 20°C eine typische Dunkelrate von 800 s^{-1} für eine Verstärkung von 10^7 besteht. Die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Werte liegen sämtlich unter dem genannten Herstellerwert.

Bei der Untersuchung des korrelierten Untergrunds, für dessen Bestimmung die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von frühen Pulsen, verspäteten Pulsen und frühem Afterpulsing berechnet worden sind, ergeben sich Unterschiede zu den von dem Hersteller angegebenen Wahrscheinlichkeiten. Gemäß dieser liegen die Wahrscheinlichkeiten für verspätete und frühe Pulse typischerweise bei 1 % beziehungsweise 2,5 %. Die im Rahmen dieser Arbeit gefundenen Ergebnisse für die frühen Pulse liegen darunter. Die Ergebnisse für die Wahrscheinlichkeit der verspäteten Pulse stimmen wiederum mit den Herstellerangaben überein. Für frühes Afterpulsing fehlen Angaben des Herstellers, weshalb kein Abgleich möglich ist. Entsprechendes gilt für die Benennung möglicher Restgase in den PMTs, die mit Hilfe des späten Afterpulsings ermittelt wurden. Der Hersteller hat dazu keine Informationen zur Verfügung gestellt. Jedoch ist zu erkennen, dass die Wahrscheinlichkeit für das frühe Afterpulsing sehr groß ist. Für das späte Afterpulsing hat der Hersteller angegeben, dass die Wahrscheinlichkeit für spätes Afterpulsing typischerweise bei 4,5 % und maximal bei 15 % liegt. Hier sind bei den Messergebnissen unter den PMTs starke Schwankungen zu verzeichnen. Bei den PMTs mit der Nummer 7201040 und 7201043 liegt die Wahrscheinlichkeit in der Nähe der 4,5 %. Im Gegensatz dazu befindet die Wahrscheinlichkeit für die PMTs mit der Nummer 7201038 und 7201039 nahe bei beziehungsweise oberhalb des angegebenen Maximums [13].

Die PMTs sind darüber hinaus auch noch in zeitlicher Hinsicht untersucht worden. Dabei wird der Fokus auf den Vergleich der Messergebnisse dreier unterschiedlicher Basen gelegt. Zum Einsatz gekommen sind eine passive Standardbase mit der Bezeichnung M5, eine weitere passive Base mit der Benennung M8, die sich darin auszeichnet, dass sie mit zusätzlichen Widerständen an den letzten drei Dynoden versehen ist, die „Ringing“ unterdrücken sollen und eine aktive Cockcroft-Walton Base (μ Base V2.1). Letztere ist der Prototyp für die Base im mDOM für das IceCube Upgrade.

Zusammenfassend ergeben sich folgende Ergebnisse der vergleichenden Betrachtung:

Der Transit Time Spread der beiden passiven Base stimmt beinahe überein. Der Transit Time Spread der μ Base V2.1 weicht ab, er ist größer. Dieses könnte in dem leicht veränderten Aufbau begründet sein. Die Anstiegszeit betrachtet, fällt auf, dass die Werte der μ Base V2.1 geringfügig größer als die der passiven Basen sind. Bei der Abklingzeit sind die Werte der μ Base V2.1 dagegen geringfügig

größer als die der passiven Base M5, aber meistens kleiner als die der passiven Base M8. Diese Abstufung könnte in der Unterdrückung des Ringings, das zusätzlich untersucht wurde, begründet sein. Die Base M8 unterdrückt das Ringing wegen ihres Aufbaus am stärksten, was zur Folge hat, dass der Puls erst später 10 % des Maximums des Pulses erreicht als ohne Unterdrückung. Deswegen sind die gemessenen Abklingzeiten der Base M5 geringer, da dort das Ringing nicht unterdrückt worden ist. Da Ringing bei der μ Base V2.1 nur vereinzelt auftritt, ist es nur teilweise unterdrückt worden. Deswegen liegen die Abklingzeiten der μ Base V2.1 zwischen den der beiden passiven Basen.

Abschließend ist festzuhalten, dass die untersuchten PMTs gar nicht oder nur geringfügig von den Herstellerangaben abweichen. Unter dem Aspekt, dass der HZC XP82B2F PMT deutlich günstiger als die restlichen zur Auswahl stehenden PMTs ist, stellt er eine Alternative dar. Ein weiterer zur Auswahl stehender PMT ist der Hamamatsu R12199-01 HA MOD, der bereits in Quelle [17] genauer charakterisiert wurde. Dennoch sollten noch weitere Experimente mit den PMTs, vor allem im Hinblick auf die Temperaturabhängigkeit einzelner charakteristischer Elemente, durchgeführt werden, um den besonderen Anforderungen, einem Gebrauch im tiefen Eis und bei kalten Temperaturen, gerecht zu werden. Dies könnte möglicherweise anhand des IceCubes Upgrades getestet werden, indem einzelne optischen Module, die ins Eis gesenkt werden, mit HZC PMTs ausgestattet werden.

6 Anhang

In Abbildung 6.0.1 sind die Quanteneffizienzwerte der kalibrierten Diode gegen die Wellenlängen aufgetragen.

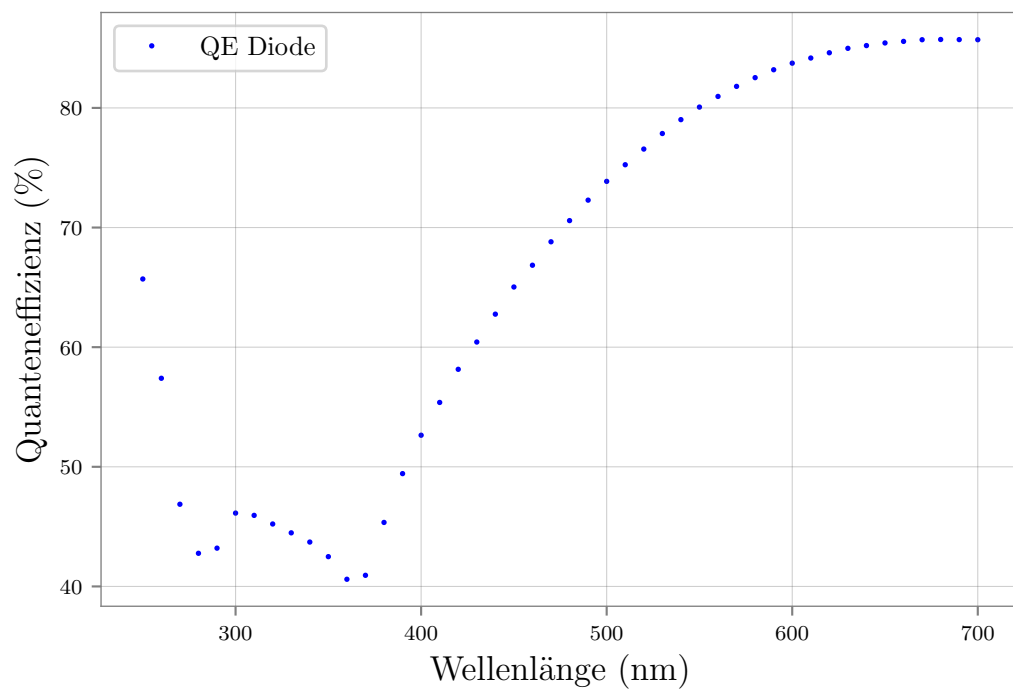


Abbildung 6.0.1: Die Quanteneffizienz der kalibrierten Diode gegen die Wellenlänge aufgetragen.

Literatur

- [1] Prof. Dr. K. Bethge u.a. *Kernphysik. Eine Einführung. 3. Auflage.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008.
- [2] M. G. Aartsen u. a. (IceCube Collaboration). „First Observation of PeV-Energy Neutrinos with IceCube“. In: *Physical Review Letters* 111.2 (Juli 2013). DOI: 10.1103/physrevlett.111.021103. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.111.021103>.
- [3] Claus Grupen. *Einstieg in die Astroteilchenphysik. Grundlagen, Messungen und Ergebnisse aktueller Forschung. 2. Auflage.* Springer-Verlag GmbH Deutschland, 2018.
- [4] L. Classen. „The mDOM - a multi-PMT digital optical module for the IceCube-Gen2 neutrino telescope“. Diss. Feb. 2017. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/doktorarbeiten/1702-phd_lclassen.pdf.
- [5] A. Ishihara. „The IceCube Upgrade - Design and Science Goals“. In: *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*. Bd. 36. International Cosmic Ray Conference. Juli 2019, S. 1031. arXiv: 1908.09441 [astro-ph.HE].
- [6] M. A. Unland Elorrieta. „Studies on dark rates induced by radioactive decays of the multi-PMT digital optical module for future IceCube extensions“. Dez. 2017. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/masterarbeiten/1712-ma_munland.pdf.
- [7] Hamamatsu Photonics K.K. Editorial Committee. *Photomultiplier Tubes. Basics and Applications*. 2007. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf.
- [8] Photonis. *PHOTOMULTIPLIER TUBES, principles & applications*. Re-edited by S-O Flyckt and Carole Marmonier. Sep. 2002. URL: http://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flyckt_Marmonier.pdf.
- [9] E.H. Bellamy u. a. „Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 339.3 (Feb. 1994), S. 468–476. URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90183-x](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90183-x).
- [10] Photonis. *Photomultiplier tubes: Principle & Applications*. 2002. URL: http://lmu.web.psi.ch/docu/manuals/bulk_manuals/PMTs/Photonis_PMT_basics.pdf.
- [11] P B Coates. „The origins of afterpulses in photomultipliers“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 6.10 (Juni 1973), S. 1159–1166. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/6/10/301/pdf>.
- [12] K.J. Ma u. a. „Time and amplitude of afterpulse measured with a large size photomultiplier tube“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 629.1 (Feb. 2011), S. 93–100. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210026306>.
- [13] HZC Photonics. „Preliminary for IceCube, XP82B20D“. Nicht veröffentlichtes Dokument. 2018/2019.

- [14] A. G. Wright. *The Photomultiplier Handbook*. Oxford University Press, Aug. 2017.
- [15] A. Lyashenko u. a. „Measurement of the absolute Quantum Efficiency of Hamamatsu model R11410-10 photomultiplier tubes at low temperatures down to liquid xenon boiling point“. In: *Journal of Instrumentation* 9.11 (Nov. 2014), P11021–P11021. DOI: 10.1088/1748-0221/9/11/p11021. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/11/p11021>.
- [16] H. O. Meyer. „Spontaneous electron emission from a cold surface“. In: *EPL (Europhysics Letters)* 89.5 (Feb. 2010), S. 58001. DOI: 10.1209/0295-5075/89/58001. URL: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/89/58001>.
- [17] M.A. Unland Elorrieta u. a. „Characterisation of the Hamamatsu R12199-01 HA MOD photomultiplier tube for low temperature applications“. In: *Journal of Instrumentation* 14.03 (März 2019), P03015–P03015. DOI: 10.1088/1748-0221/14/03/p03015. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/03/p03015>.
- [18] S. Aiello u. a. „Characterisation of the Hamamatsu photomultipliers for the KM3NeT Neutrino Telescope“. In: *Journal of Instrumentation* 13.05 (Mai 2018), P05035–P05035. DOI: 10.1088/1748-0221/13/05/p05035. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/p05035>.
- [19] M. Dittmer. „Charakterisierung von Photomultipliern mit hoher Quanteneffizienz vom Typ Hamamatsu R12199 HQE“. In: (Okt. 2017). URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/bachelorarbeiten/1710-ba_mdittmer.pdf.

Danksagung

Ich bedanke mich

- für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe und für den Einblick in das IceCube Projekt bei Herrn Professor Dr. Alexander Kappes,
- für die hilfreiche Unterstützung bei der Erstellung, insbesondere bei der Beantwortung meiner „hundertten“, Fragen, sowie für das Korrekturlesen meiner Bachelorarbeit bei Martin Unland, Markus Dittmer und Dr. Lew Classen,
- bei Herrn Dr. Volker Hannen für die Zweitkorrektur meiner Bachelorarbeit,
- bei der gesamten Arbeitsgruppe für das gute Arbeitsklima und die schöne Zeit im Labor und Büro,
- und nicht zuletzt bei allen Korrekturlesern, insbesondere meiner Mutter.

Plagiatserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über die „Charakterisierung von 3,5" Photomultipliern vom Typ HZC XP82B2F für zukünftige Erweiterungen des IceCube Neutrinoobservatoriums“ selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken - auch elektronischen Medien - dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

Unterschrift:

Datum:

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen, sowie mit einer, zu diesem Zweck vorzunehmenden, Speicherung der Arbeit in einer Datenbank einverstanden.

Unterschrift:

Datum:
