

WESTFÄLISCHE WILHELMS-UNIVERSITÄT MÜNSTER

BACHELORARBEIT

Studien zur Wellenlängenabhängigkeit von Performance-Parametern von Photomultipliern des Typs Hamamatsu R12199-01HA

Autor:
Fynn Peters

Gutachter:
Prof. Dr. Alexander Kappes
Prof. Dr. Christian Weinheimer

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

in der

AG Kappes
Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik

18. Dezember 2020

Inhaltsverzeichnis

1 Motivation	1
2 Neutrinos und IceCube	3
2.1 Physikalische Eigenschaften von Neutrinos	3
2.2 Cherenkov-Strahlung im Dielektrikum	4
2.3 Das IceCube Neutrino-Observatorium	6
2.4 Das multi-PMT digital optical module	8
3 Photomultiplier	9
3.1 Aufbau des Photomultipliers	9
3.2 Photokathode: Photoeffekt und Quanteneffizienz	10
3.3 Dynodensystem: Elektronenvervielfachung und Verstärkungsfaktor	11
3.4 Zeitliche Performance-Parameter	13
4 Charakterisierung des verwendeten NKT-Lasers	17
4.1 Allgemeiner Versuchsaufbau	18
4.2 Elektronischer Jitter des Lasers	19
4.3 Zeitliche Verteilung der Laseremission	21
5 Wellenlängenabhängigkeit der Performance-Parameter	25
5.1 Kalibrierung des Verstärkungsfaktors	25
5.2 Analyse der Ein-Photoelektron-Pulse	29
5.2.1 Ladung und Amplitude	30
5.2.2 Anstiegszeit, Abklingzeit und Pulslänge	33
5.2.3 Transit-Time und Transit-Time-Spread	36
5.2.4 TTS Modell	43
6 Zusammenfassung und Ausblick	51
Literatur	53
Danksagung	57
Plagiatserklärung	59

1 Motivation

"I have done a terrible thing: I have postulated a particle that can not be detected.", 1930 wurden Neutrinos von Wolfgang Pauli postuliert [1]. Neutrinos sind als Teilchen des Standardmodells mit Abstand die leichtesten und nach den Photonen die zweithäufigsten Teilchen im uns bekannten Universum. Sie entstehen in Zerfällen auf der Erde, in der Atmosphäre aber auch bei Supernovas oder anderen galaktischen und extragalaktischen Ereignissen.

Das Alleinstellungsmerkmal der Neutrinos ist, dass sie jedes Hindernis in Form von Materie, Feldern oder Strahlung unbemerkt durchdringen können. Demnach können sie Informationen aus dem Inneren von kosmologischen Objekten tragen. Selbst nach enormen Strecken im All weist ihre Flugbahn auf den Ort ihrer Entstehung zurück. Genau diese Eigenschaften machen sie für die Astroteilchenphysik zu unvergleichlich wertvollen Botschaftern.

Gleichzeitig lässt dies die Schwierigkeit eines experimentellen Nachweises erahnen. Entgegen dem Zitat von Pauli gelang es Cowan und Reines 1956 erstmals ein Elektron-Antineutrino $\bar{\nu}_e$ im Poltergeistexperiment zu beobachten [2]. Der Nachweis von Neutrinos ist indirekt über geladene Sekundärteilchen möglich. Diese entstehen in extrem seltenen Streuungen von Neutrinos an Nukleonen. Folglich wird für einen Neutrinodetektor eine große Targetmasse vorausgesetzt.

Der weltweit größte Neutrinodetektor befindet sich im tiefen Eis des Südpols. Bestmöglich abgeschottet von Sonnenlicht und kosmischer Strahlung wurden im Rahmen des IceCube-Experiments bisher über 5000 optische Module installiert. Detektiert wird das Cherenkov-Licht der geladenen Sekundärteilchen im Eis. Aus der Messung von Intensität und Ausbreitungsmuster, wird auf die Energie und Flugbahn der Neutrinos geschlossen. Erfolgreich konnte IceCube, als Neutrinoteleskop, Quellen der hochenergetischen Neutrinos am Himmel identifizieren.

Im IceCube Upgrade wird das Experiment mit neu entwickelten Modulen erweitert. Diese enthalten insgesamt 24 Photomultiplier (engl. *photomultiplier tube*, kurz PMT). Im Vergleich zu den bisherigen Modulen mit nur einem Photomultiplier werden so zusätzliche Richtungsinformationen gesammelt und gleichzeitig wird die Sensorfläche deutlich vergrößert.

Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit sind die Photomultiplier der neuen Module. Da die Cherenkov-Strahlung im Eis über ein breites Lichtspektrum verfügt, ist der Fokus auf einen möglichen Zusammenhang zwischen PMT Signal und der Wellenlänge einzelner Photonen gelegt.

2 Neutrinos und IceCube

Neutrinos sind Elementarteilchen des Standardmodells der Teilchenphysik. Sie sind ungeladen und die leichtesten Teilchen im Universum. In extrem seltenen Fällen interagieren Neutrinos über die schwache Wechselwirkung mit Materie. Mit Effekten der tiefinelastischen Streuung konnten bereits Neutrinos im IceCube-Experiment detektiert werden. Mit Messung des hochenergetischen Neutrinoflusses hat IceCube die Türen zur Neutrinoastronomie geöffnet. Zunächst sollen einige Hintergrundinformationen zu Neutrinos wie auch zum IceCube-Experiment bereitgestellt werden.

2.1 Physikalische Eigenschaften von Neutrinos

Im Jahr 1930 wurden erstmals Neutrinos von Wolfgang Pauli postuliert. Zu dieser Zeit lieferten die Neutrinos eine theoretische Erklärung für das kontinuierliche Energiespektrum der Elektronen des Beta-Minus-Zerfalls,

$${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.1)$$

Neutrinos gehören wie Elektronen, Myonen und Tauonen zur Familie der Leptonen. Gegenüber diesen tragen die Neutrinos jedoch keine Ladung und ihre Masse ist so klein, dass sie ausschließlich^[1] über die schwache Wechselwirkung mit Materie interagieren. Die starke Wechselwirkung wirkt zwischen Nukleonen und ist für die Bindung der Quarks im Inneren der Hadronen verantwortlich. Auf Leptonen hat sie keinen Einfluss. Wie die geladenen Leptonenpartner $\{e, \mu, \tau\}$ treten Neutrinos ebenfalls in drei Sorten (engl. *flavors*) auf. Zu jeder Neutrinosorte existiert auch das entsprechende Antiteilchen.

Ob Neutrinos überhaupt eine Masse besitzen war zunächst unklar. Erst mit der Entdeckung der Neutrinooszillation^[2] wurde sichergestellt, dass Neutrinos tatsächlich eine Masse besitzen^[3]. Bisher ist nur eine obere Grenze der Neutrinomasse bekannt. Zur präziseren Bestimmung der Neutrinomasse wird beispielsweise das KATRIN Experiment in Karlsruhe betrieben^[4].

Es gibt viele Neutrinoquellen mit einem breiten Energiespektrum^[5], S. 147]. Die Neutrinos der höchsten Energien (TeV bis EeV) stammen aus galaktischen Quellen, wie beispielsweise einem Doppelsternsystem^[5], S. 147]. Als Neutrinoteleskop sind für das IceCube-Experiment vor allem die Wechselwirkungen der hochenergetischen Neutrinos mit Energien ab $E_\nu > 10 \text{ GeV}$ interessant^[6], S. 33]. Im Falle der hochenergetischen Neutrinos dominiert die tiefinelastische Streuung an den Nukleonen. Das Nukleon kann

¹Alle massereichen Teilchen unterliegen der gravitativen Wechselwirkung. Sie kann aber aufgrund der winzigen Neutrinomasse vernachlässigt werden.

²T. Kajita und A. B. McDonald wurden für ihre experimentelle Entdeckung der Neutrinooszillation mit dem Nobelpreis ausgezeichnet.

ein Proton oder ein Neutron sein. Neutrino-Nukleon Wechselwirkungen können als geladener oder ungeladener Strom auftreten [7]. Die Streuungen sind in Abb. 2.1 als Feynmandiagramme dargestellt. Im Falle des ungeladenen Stroms gibt das (Anti-)Neutrino ν_l mit $l \in \{e, \mu, \tau\}$ einen Teil seiner Energie, unter Austausch eines Z^0 -Bosons, an das Nukleon N ab. Produkt der Wechselwirkung ist ein hadronischer Rest X und das identische (Anti-)Neutrino mit geringerer Energie,

$$\nu_l + N \xrightarrow{Z^0} \nu_l + X. \quad (2.2)$$

Der Rest X löst durch starke Wechselwirkungen einen hadronischen Schauer in Form einer Teilchenkaskade aus [5, S. 398]. Für die Streuung des geladenen Stroms wird je nach Sorte des (Anti-)Neutrinos das entsprechende geladene (Anti-)Lepton $l \in \{e, \mu, \tau\}$ und wieder ein hadronischer Rest X erzeugt. Hierbei wird ein W^+ - oder W^- -Boson ausgetauscht,

$$\nu_l + N \xrightarrow{W^\pm} l + X. \quad (2.3)$$

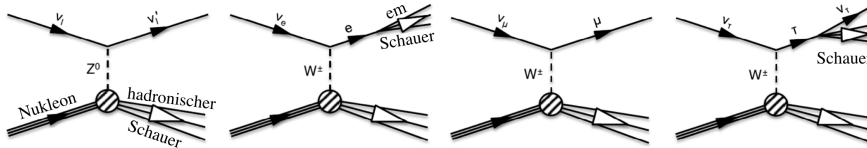


Abbildung 2.1: Hier die Feynman Diagramme tiefinelastischer Streuungen von Neutrinos an Nukleonen. Über schwache Wechselwirkung können (Anti-)Neutrinos mit Nukleonen wechselwirken. Ganz links die Streuung als ungeladener Strom mit Z^0 -Boson als Austauschteilchen. Rechts davon die Streuungen der geladenen Ströme mit Austausch eines W^+ - oder W^- -Boson. Entnommen aus [6], modifiziert.

Bedeutend für den Nachweis ist, dass die Neutrinos selbst nicht direkt detektiert werden können, die geladenen Sekundärteilchen $l \in \{e, \mu, \tau\}$ jedoch schon. In dielektrischen Medien wie Wasser oder Eis können die geladenen Leptonen und die hadronischen Schauer Cherenkov-Strahlung erzeugen.

2.2 Cherenkov-Strahlung im Dielektrikum

Dass die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 für massereiche Teilchen unerreichbar ist, ist allgemein bekannt. Bewegt sich Licht in einem lichtdurchlässigen Medium wie Eis, so ist die Lichtgeschwindigkeit durch den Brechungsindex n herabgesetzt. Teilchen die sich nahe der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 bewegen, können sich dann im Medium schneller als Photonen bewegen. Ist das Teilchen geladen und besitzt die Geschwindigkeit

$$v \geq c_n = \frac{c_0}{n}, \quad (2.4)$$

entsteht Cherenkov-Strahlung [5, S. 71]. Durch die Bewegung geladener Teilchen im Dielektrikum wird eine Ladungsverschiebung der direkten Umgebung, ein Dipolmoment, induziert. Bei Auf- und Abbau des elektrischen Dipolmoments eines Atoms wird

elektromagnetische Strahlung emittiert, diese überlagert sich konstruktiv³. Analog zu einem Überschallknall wird ausgehend von der Flugbahn des Teilchens eine kegelförmige Wellenfront aus Photonen emittiert. In zwei Dimensionen ist dieses Phänomen in Abb. 2.2 dargestellt. Mit $\beta = \frac{v}{c_0}$ wird der Winkel α , in welchem die Cherenkov-Strahlung ausgesandt wird, berechnet durch:

$$\cos(\alpha) = \frac{t \cdot \frac{c_0}{n}}{tv} = \frac{1}{n\beta}, \quad (2.5)$$

Formel entnommen aus [8, S. 97]. Eis am Südpol hat den Brechungsindex $n = 1,32$ [8, S. 98], für $\beta \approx 1$ ergibt sich ein Winkel von etwa 41° .

Die geladenen Leptonen aus Reaktionen in Abb. 2.1, können im transparenten Medium durch die Cherenkov-Strahlung sichtbar werden. Das Muster der Cherenkov-Strahlung lässt auf das zugehörige Lepton schließen [6, S. 20]:

Elektronen verlieren ihre gesamte Energie auf einer sehr kurzen Strecke⁴ und emittieren dabei nahezu sphärisch Cherenkov-Strahlung als Schauer. Myonen besitzen eine höhere Masse als Elektronen, sie interagieren schwächer mit dem Medium und legen weite Strecken zurück. Deshalb produzieren die Myonen Cherenkov-Strahlung mit langen Spuren. Tauonen haben nur eine sehr kurze Lebensdauer, sie zerfallen praktisch direkt nach ihrer Entstehung. Ihre Zerfallsprodukte können einen zweiten hadronischen Schauer mit

Cherenkov-Strahlung erzeugen. Im Anschluss an den Schauer der tiefinelastischen Streuung kann es zu charakteristischen 'Double Bang' Events kommen [10, S. 228].

Neben den Cherenkov-Mustern der Leptonen erzeugen die hadronischen Reste X aus Gleichungen (2.2) und (2.3) ebenfalls einen hadronischen Schauer mit Cherenkov-Strahlung. Idee des IceCube Experiments ist es, das Cherenkov Licht zu messen. Myonenspuren eignen sich besser für die Rekonstruktion der Ursprungsrichtung der Myon-neutrinos. Für die Messung der Neutrinoenergie sind die elektromagnetischen Schauer von Elektronen günstiger.

Cherenkov-Strahlung ist nicht monoenergetisch, das Energiespektrum wird von der Frank-Tamm Formel beschrieben. Eine mögliche Darstellung ist [6, S. 23]:

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2}\right), \quad (2.6)$$

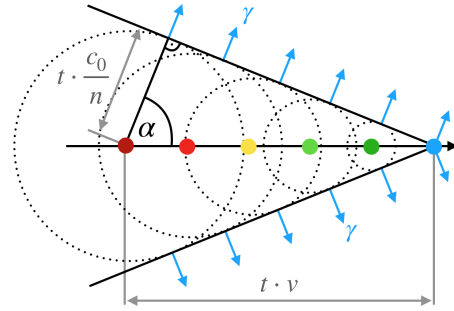


Abbildung 2.2: Ist die Geschwindigkeit eines geladenen Teilchens im lichtdurchlässigen Dielektrikum größer als die Lichtgeschwindigkeit wird Cherenkov-Strahlung im Winkel α emittiert. Die Kreise mit Farbverlauf von rot nach blau zeigen den Zeitverlauf des Teilchens. Darstellung angelehnt an [9].

³Ist die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens kleiner als die der Lichtgeschwindigkeit im Medium $v < c_n$, so interferiert die Strahlung benachbarter Atome destruktiv.

⁴Die Strecke ist im Verhältnis zu großen Detektorvolumen kurz.

mit $\alpha = \frac{2\pi e^2}{\hbar c_0} \approx \frac{1}{137}$ der Feinstrukturkonstante. Unter der Annahme, dass der Brechungsindex für die verschiedenen Wellenlängen λ in etwa konstant ist ($n(\lambda) \approx n$), kann die Anzahl an emittierten Photonen N_γ pro Weglänge Δx bestimmt werden. Die Intensität des Cherenkov-Spektrums fällt mit $1/\lambda$,

$$N_\gamma = -2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \cdot \left[\frac{1}{\lambda}\right]_{\lambda_1}^{\lambda_2} \cdot \Delta x. \quad (2.7)$$

2.3 Das IceCube Neutrino-Observatorium

Zur Untersuchung von Neutrinos werden sehr große lichtdurchlässige Medien benötigt. Gründe dafür sind der winzige Wirkungsquerschnitt der Reaktionen von Neutrinos mit Materie sowie der niedrige Fluss hochenergetischer Neutrinos. Glücklicherweise stellt die Natur der Erde solche Volumen in Form von Wasser⁵ oder Eis zur Verfügung. Die natürlichen Räume müssen also nur noch instrumentiert werden. Das IceCube Neutrino-Observatorium befindet sich in der Antarktis, an der *Amundsen-Scott South Pole Station*. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 2.3 zu sehen. Mit einem Detektorvolumen von etwa einem Kubikkilometer ist das IceCube-Experiment das größte seiner Art [12].

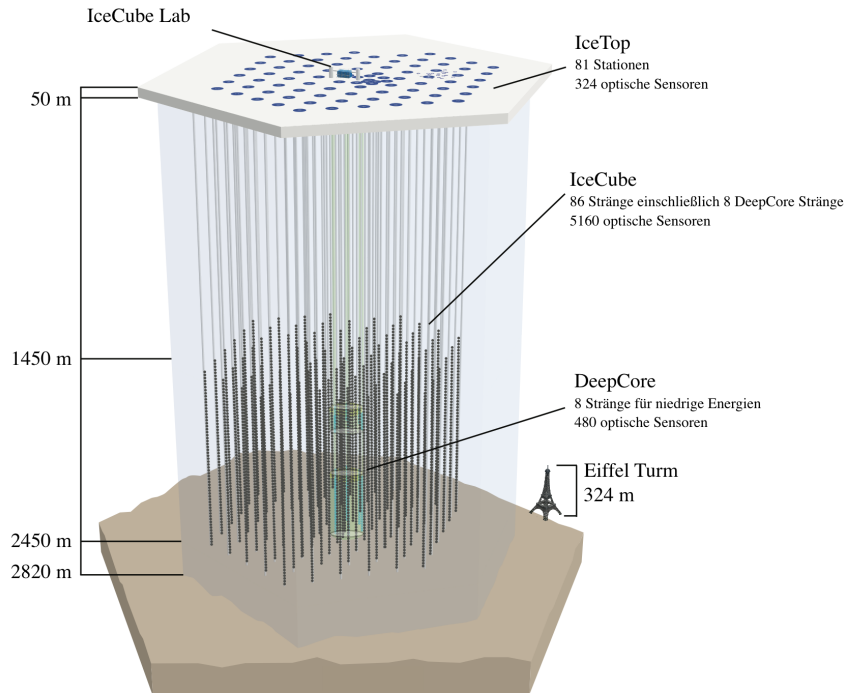


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des IceCube Neutrino Observatoriums. Das bestückte Detektorvolumen aus Eis ist etwa 1 km^3 groß. Im Eis befinden sich über 5000 optische Module. Im DeepCore Bereich sind die optischen Module stärker konzentriert, hier können auch niederenergetische Neutrinos gemessen werden. Entnommen aus [13], modifiziert.

⁵Im Mittelmeer läuft beispielsweise das KM3NeT Experiment, mehr Informationen in [11].

Zur räumlichen und zeitlichen Detektion der Cherenkov-Strahlung befinden sich 5160 digitale optische Module (engl. *digital optical module* kurz DOM) im Eis [14]. Die DOMs detektieren Wellenlängen im Bereich von 300 nm bis 650 nm [15, S. 79]. Die DOMs sind an insgesamt 86 Strängen aufgehängt und befinden sich in einer Tiefe von 1450 m bis 2450 m unter der Eisoberfläche. Jedes DOM enthält einen Photomultiplier (engl. *photomultiplier tube*, kurz PMT) mit 25,4 cm Durchmesser. Diese PMTs sind Schlüsselemente des IceCube-Experiments und werden in Kapitel 3 genauer beschrieben. Die PMTs sind nach unten ausgerichtet, da in Richtung Erdkern ein besseres Signal erwartet wurde. Im IceCube sind die DOMs eines Strangs (vertikal) 17 m und die Stränge zueinander (horizontal) 125 m voneinander entfernt. Diese Anordnung ermöglicht Messungen von Neutrinos mit Energien von 100 GeV bis hin zu einigen PeV [6, S. 33]. Zur Messung von Neutrinos mit niedrigerer Energie bis 10 GeV wurde eine Erweiterung namens DeepCore installiert. Durch acht zusätzliche Stränge und vertikalen Abständen von nur 7 m sind die DOMs dichter konzentriert und können die kleineren Signaturen auflösen.

Das IceTop an der Oberfläche, direkt über dem IceCube, ist ein eigenes Experiment zur Untersuchung von kosmischer Strahlung. Vom IceCube-Experiment wird es zur Unterscheidung von atmosphärischen und kosmischen Myonen als Referenzexperiment genutzt.

Ziel des IceCube-Experiments ist es, sowohl Energien wie auch Flugbahnen von Neutrinos zu bestimmen. Mit zunehmender Statistik sollte es möglich sein, aus Häufungen auf der Himmelskarte, Neutrinoquellen zu extrapolieren. Die sekundären, geladenen Leptonen führen zu den beschriebenen charakteristischen Mustern der Cherenkov-Strahlung im Eis. Die Länge der Myonenspur steigt mit der Energie der Neutrinos. Sie dient außerdem zur präzisen Rekonstruktion der Herkunftsrichtung der Myonneutrinos. Da sich die Spur oft über das Detektorvolumen streckt kann lediglich eine untere Grenze für die Energie der Myonneutrinos gesetzt werden [6, S. 21]. Sphärische Schauer, welche die Elektroneneutrinos erzeugen, werden häufiger vollständig detektiert. Aus ihnen kann die Neutrinoenergie bestimmt werden. Zur Rekonstruktion der Richtung sind die Schauer jedoch nur bedingt geeignet.

Aktuell werden neue optische Module für eine Erweiterung des IceCube-Experiments entwickelt. Diese sollen das bestehende IceCube mit neuen Strängen deutlich erweitern. Zur Messung des niederenergetischen Energiespektrums ($\sim$ GeV) wird der DeepCore ausgebaut. Unter dem Namen *IceCube-Upgrade* sollen sieben weitere Stränge mit neuen DOMs in Abständen von 2,5 m ins Eis gelassen werden. Ziel ist die Untersuchung von atmosphärischen Neutrinos sowie deren Massenhierarchie [16, S. 3]. Zur Messung von noch energiereicheren Neutrinos (PeV bis EeV) soll das Volumen auf bis zu 10 km^3 vergrößert werden [16, S.3], [17]. Mit dem größeren Volumen wird beabsichtigt mehr Daten zu sammeln und einen weiteren Weg der Myonenspuren nachzuvollziehen. Im folgenden Abschnitt wird die nächste Generation der Module für das *IceCube-Upgrade* vorgestellt.

2.4 Das multi-PMT digital optical module

Das *multi-PMT digital optical module* (kurz mDOM) befindet sich im Endstadium der Entwicklungsphase, es ist in Abb. 2.4 zu sehen. Im Vergleich zu den bisher eingesetzten DOMs mit nur einem großen PMT, hat das mDOM 24 kleine PMTs mit jeweils 80 mm Durchmesser [6, S. 59]. Durch das neue Design wird die sensitive Fläche des Moduls vergrößert. Ein weiterer Vorteil ist die sphärische Anordnung der PMTs. Zusammen decken die PMTs alle Richtungen ab, siehe Abb. 2.4. Mit der Information welcher PMT Photonen gemessen hat kann die Einfallsrichtung der Cherenkov-Strahlung noch präziser nachvollzogen werden.

Im Zentrum des mDOMs befindet sich die Hauptplatine, hier laufen die Daten aller 24 PMTs zusammen. Die PMTs selbst sind in zwei halbkugelförmigen Haltestrukturen fixiert. Sie umschließen die Hauptplatine. Deren komplexe Form wird 3d-gedruckt und besteht aus Polyamid (PA12). Die sensitive Fläche wird durch Reflektoren aus Aluminium künstlich modelliert. Die Winkelakzeptanz wird dabei auf die kleineren Winkel konzentriert [6, S. 171]. Sobald sich die mDOMs im tiefen Eis befinden werden sie zeitweise einem enormen Druck von bis zu 700 bar ausgesetzt [6, S. 139]. Zum Schutz vor Wasser- und Druck wird die Technik im Inneren der mDOMs mit zwei Glaskuppeln aus Borosilikatglas verkapselt. Um Reflexionen zwischen Glas und Haltestruktur mit PMTs zu unterdrücken wird in den Zwischenraum optisches Gel eingelassen. Wie die aktuellen DOMs sollen die mDOMs an Strängen ins Eis gelassen werden. Über ein Kabel am Strang werden die mDOMs mit Energie versorgt und können so ihre Daten an die Oberfläche senden.

Für eine klare Analyse der erzeugten Daten ist es essentiell, möglichst alle Eigenschaften des mDOMs zu kennen. Das folgende Kapitel behandelt die Eigenschaften der verbauten PMTs im Detail.

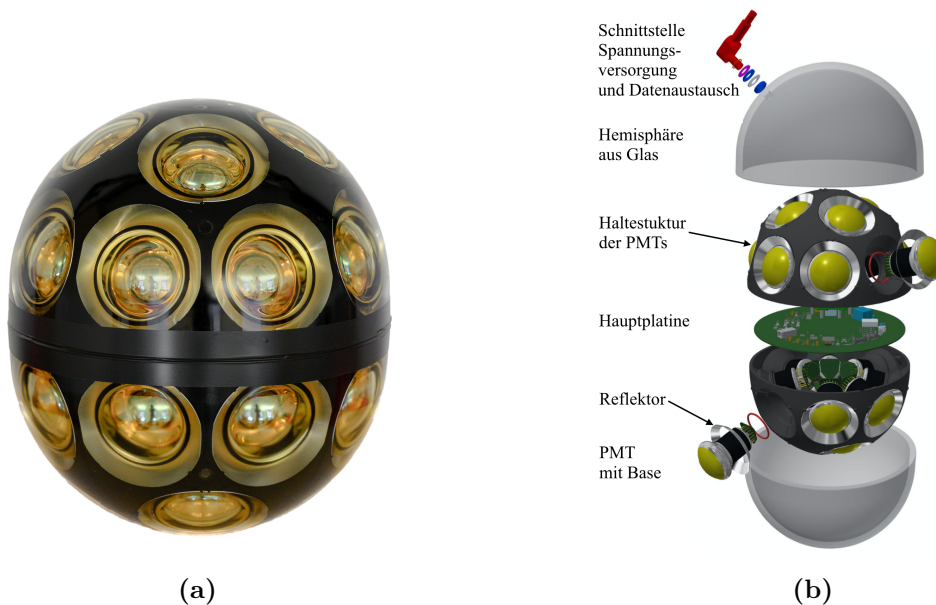


Abbildung 2.4: Das mDOM mit insgesamt 24 Photomultipliern in zwei Darstellungen. In (a) ein Foto des Prototyps, Bild der Münster IceCube Gruppe. In (b) die Explosionszeichnung des mDOMs. Entnommen aus [6, S. 69], modifiziert.

3 Photomultiplier

Zur Detektion extrem schwacher Lichtpulse im Bereich des sichtbaren Lichtes werden in der Regel Photomultiplier eingesetzt. PMTs können einzelne Photonen zeitlich präzise sowie die Intensität an Photonen linear messen. Die Funktionsweise der PMTs basiert darauf, dass ein Photon durch den äußeren Photoeffekt in ein Photoelektron übersetzt wird. Dieses wird vervielfacht bis ein messbarer Strom entsteht. Erst mit der Erfindung der PMTs wurde der Grundstein zur Detektion der Cherenkov-Strahlung im Eis gesetzt. Sie sind das detektierende Bauteile der optischen Module im IceCube Experiment. Dieses Kapitel behandelt unter anderem den Aufbau, die Funktionsweise sowie die Performance-Parameter der PMTs.

3.1 Aufbau des Photomultipliers

Der schematische Aufbau eines PMTs ist in Abb. 3.1 zu sehen.

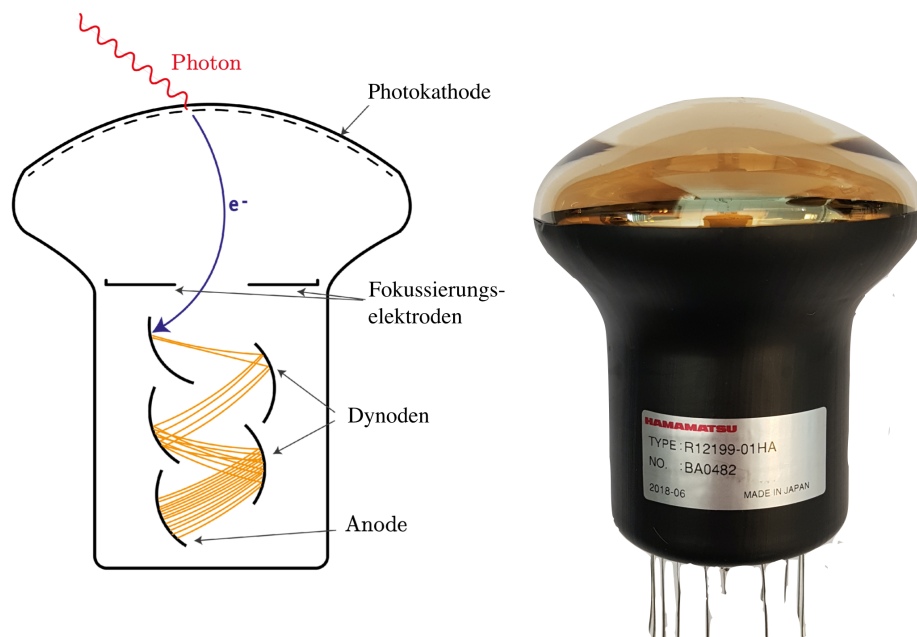


Abbildung 3.1: Links der schematische Querschnitt eines PMTs mit den wesentlichen Bauteilen. Entnommen aus [18], modifiziert. Rechts ein Foto des PMTs.

Zur Beschreibung der Funktionsweise eines PMTs⁶ wird ein einzelnes eintreffendes Photon angenommen und die auftretenden Phänomene bis hin zu einem messbaren Signal nachvollzogen.

3.2 Photokathode: Photoeffekt und Quanteneffizienz

Zunächst fällt das betrachtete Photon durch das Eintrittsfenster auf die Photokathode. Diese ist als dünne halbtransparente Schicht⁷ auf die Innenseite des Gehäuses aufgedampft [20]. Das Photon der Energie $E_\gamma = \frac{h \cdot c}{\lambda}$ wird absorbiert und regt ein Elektron vom Valenz- ins Leitungsband an. Dazu wird die Energie der Bandlücke E_g aufgewandt. Diffundiert das Elektron ohne absorbiert zu werden zur Grenzschicht der Kathode, kann es mit genügend Energie die Kathode verlassen. Dabei muss die Energie der Elektronenaffinität E_a überschritten werden. Voraussetzung ist also $E_\gamma > E_a + E_g$. Dennoch werden nicht alle Photonen in Photoelektronen umgewandelt. Ein eintreffendes Photon hinreichend großer Energie kann beispielsweise auch reflektiert werden oder durch die halbtransparente Kathode propagieren.

Das Verhältnis zwischen der mittleren Anzahl emittierter Elektronen zu der Zahl der eintreffenden Photonen wird als Quanteneffizienz η des PMTs definiert. Diese Wahrscheinlichkeit, dass ein Photoelektron emittiert wird, ist stark von der Wellenlänge abhängig. Für die PMTs des mDOMs wird die maximale Quanteneffizienz ($\approx 25\%$) mit Photonen der Wellenlänge von etwa 370 nm erreicht [21], siehe Abb. 3.2.

Wird ein Photoelektron aus der Kathode ins Vakuum ausgelöst, so wird es im elektrischen Feld zwischen Kathode und Fokussierelektroden beschleunigt. Da die Kathode gewölbt ist müssen alle Photoelektronen, unabhängig von der Position ihrer Emission, in etwa die gleiche Strecke zurücklegen. Gezielt wird mit dieser Bauform die zeitliche Differenz zwischen Photoemission und Signal möglichst konstant gehalten. Nach den Fokussierelektroden trifft das Elektron in das Dynodensystem, siehe Abb. 3.1.

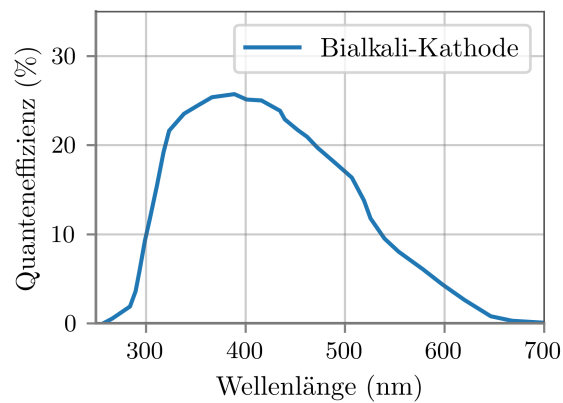


Abbildung 3.2: Quanteneffizienz einer Bialkali-Kathode aufgetragen gegen die Wellenlänge der Photonen. Bei Wellenlängen von knapp 400 nm ist die Quanteneffizienz maximal. Daten entnommen aus [21].

⁶Es existieren eine Vielzahl an unterschiedlichen PMTs. Je nach Anwendung stehen verschiedene Größen und Formen zur Verfügung. Hier wird das Modell R12199-01HA von Hamamatsu [19] diskutiert. Dieses wird im mDOMs verbaut.

⁷Der im Experiment verwendete PMT hat eine Bialkali-Kathode [19]. Sie setzt sich aus Kalium, Cesium und Antimon (SbKCs) zusammen.

3.3 Dynodensystem: Elektronenvervielfachung und Verstärkungsfaktor

Für die Vervielfachung einzelner Photoelektronen hin zu einem messbaren Strom ist ein System aus Elektroden in den PMT implementiert. Kathode, Fokussierungselektroden, Dynoden und Anode sind alle über Pins (leitende Drähte) mit der Base außerhalb des PMTs verbunden. Die Base ist eine kleine Platine mit integriertem Spannungsteiler. Sie verteilt die elektrischen Potentiale der Bauteile im Inneren des PMTs. Außerdem greift sie die Spannung der Anode ab. Es wird zwischen aktiven und passiven Basen unterschieden. Der wesentliche Unterschied ist, dass die aktive Base im Gegensatz zur passiven keine externe Hochspannungsquelle benötigt. Das Potential der Dynoden muss in Richtung der Anode immer weiter zunehmen. Es existieren zwei mögliche Spannungsversorgungen für den Betrieb des PMTs [6, S. 46]: Eine geerdete Kathode mit positiver Hochspannung an der Anode, alternativ negative Hochspannung an der Kathode und Erdpotential an der Anode. Vorteil der zweiten Realisierung ist, dass die geerdete Anode direkt an Messtechnik angeschlossen werden kann. Als Nachteil ist eine erhöhte Dunkelrate zu erwähnen [22, S. 3-8]. Jeder PMT besitzt solch eine Dunkelrate, sie gibt die Rate der Signale an, welche ohne direkten Einfall eines Photons produziert werden. Beitrag zu dieser Dunkelrate leisten unter anderem Leckströme und Glühemissionen [23].

Trifft ein emittiertes Photoelektron mit hinreichend großer Geschwindigkeit auf die erste Dynode werden Atome des Dynodenmaterials ionisiert. Die ausgelösten Elektronen werden als Sekundärelektronen bezeichnet. Die im Mittel entstehende Anzahl an Sekundärelektronen eines Primäratoms ist der Sekundäremissionskoeffizient δ . Dieser ist abhängig von der Geschwindigkeit der auftreffenden Primärelektronen sowie dem Dynodenmaterial. Durch die Potentialdifferenz zur nächsten Dynode werden die Elektronen erneut beschleunigt und können wiederum Elektronen ausschlagen. Die Anzahl der Elektronen steigt also exponentiell mit der Anzahl der Dynoden des Systems. Gleichzeitig weitet sich der Puls zeitlich immer weiter aus. Die Sammeleffizienz CE (engl. *collection efficiency*) ist für jeden Zwischenraum zweier Dynoden definiert und gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass das Elektron die nächste Dynode trifft. Für N Dynoden kann so eine mittlere Zahl der aus einem Photoelektron erzeugten Elektronen berechnet werden. Dieser Elektronenzuwachs oder Elektronengewinn wird als Verstärkungsfaktor (engl. *Gain*) G definiert:

$$G = \prod_{i=1}^N \delta_i \cdot \text{CE}_i. \quad (3.1)$$

Der Verstärkungsfaktor ist insbesondere von der Betriebsspannung des PMTs abhängig. Auch mit der Anordnung der Dynoden kann Einfluss auf die zeitliche Schwankung zwischen Photoemission und gemessenem Signal genommen werden (siehe Transit-Time in Abschnitt 3.4). Das Dynodensystem des beschriebenen PMTs ist zirkular und linear fokussierend [19].

Um Pulse einzelner Photoelektronen zu messen wird die Base im Pulsmodus betrieben. Der abfließende Strom wird über einen Widerstand abgelesen. So wird der zeitliche Verlauf eines Pulses mit Spannungsamplitude gemessen. Die Base sendet das Signal

weiter. Aus der Pulsform können Informationen wie die Ankunftszeit des Pulses, die Pulslänge oder dessen Ladung bestimmt werden.

Einzel-Photoelektronenspektrum

Das Ladungshistogramm zeigt die Ladungsverteilung der Wellenformen. Mit diesem kann die Kombination aus Photomultiplier und Base kalibriert werden. Eine gepulste Lichtquelle schickt mit geringer Intensität Licht auf die Photokathode des PMTs. Die Anzahl N der emittierten Photoelektronen pro Wellenform ist diskret und unabhängig. Ihre Wahrscheinlichkeit kann mit der Poissonverteilung $P_\mu(N)$ angegeben werden. Die Varianz μ ist gleichzeitig der Erwartungswert der emittierten Photoelektronen pro Puls der Lichtquelle und ordnet der natürlichen Zahl N eine Wahrscheinlichkeit zu:

$$P_\mu(N) = \frac{\mu^N}{N!} e^{-\mu}. \quad (3.2)$$

Um das Ladungshistogramm einzelner Photoelektronen zu erhalten wird die Intensität der Lichtquelle so schwach gestellt, dass im Mittel weniger als ein Photoelektron pro Puls emittiert wird. Durch Integration der Wellenform wird dessen Ladung bestimmt. Gesammelt werden die Ladungen in einem Histogramm, dieses wird auch Einzel-Photoelektronenspektrum genannt (siehe Abb. 3.3). Durch die geringe Intensität tragen die meisten Wellenformen keine Ladung und bilden so die Nulllinie. Im Ladungshistogramm bilden sie den Pedestal, den Peak an dem keine Photoelektronen nachgewiesen werden (0 phe⁸). Befindet sich ein Puls in der Wellenform, ist dessen Ladung in erster Linie davon abhängig wie viele Photoelektronen auf die erste Dynode schlagen. So kommen die weiteren Peaks im Histogramm zustande. Da die Anzahl entstehender Sekundärelektronen im Dynodensystem statistisch verteilt ist besitzen die Peaks eine Breite.

⁸phe ist die Akkürzung von engl. *photoelectron*.

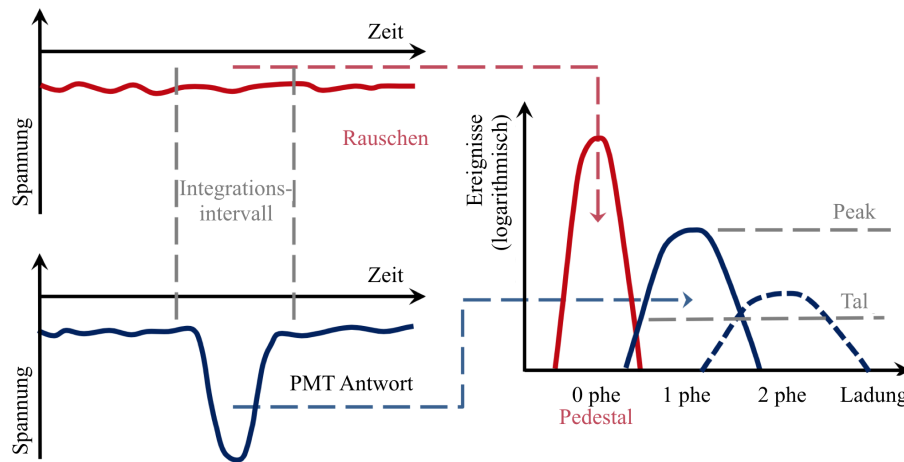


Abbildung 3.3: Diese Abbildung zeigt die Bildung eines Ladungshistogramms. Die Wellenformen werden integriert um die Ladung zu erhalten. Die Ladungen werden im Ladungshistogramm gesammelt. Der erste Peak ist der Pedestal (0 phe), dieser schließt die Wellenformen ohne gemessenem Photoelektron ein. Die weiteren Peaks (1 phe, 2 phe) sind davon abhängig wie viele Photoelektronen auf die erste Dynode treffen und dort weitere Sekundärelektronen ausschlagen. Abbildung entnommen aus [6, S. 50], modifiziert.

Aus den Positionen von Pedestals (0 phe) und dem ersten Peak (1 phe) sowie der Elementarladung e kann das Ladungshistogramm genutzt werden um den Verstärkungsfaktor zu bestimmen,

$$G = \frac{Q_{1\text{phe}} - Q_{0\text{phe}}}{e}. \quad (3.3)$$

Um Messungen verschiedener PMTs miteinander vergleichen zu können wird typischerweise ihr Verstärkungsfaktor G kalibriert. Damit messen die PMTs die gleiche Ladung für den Puls einzelner Photoelektronen. Die Spannungsamplitude der Pulse korreliert mit der Ladung. Bei höherer Betriebsspannung steigt die Ladung mit dem Verstärkungsfaktor G und dementsprechend auch die maximale Amplitude des Pulses.

3.4 Zeitliche Performance-Parameter

Neben der Quanteneffizienz der Photokathode und der Pulsladung können die PMTs mit weiteren Kenngrößen charakterisiert werden. Dazu gehört auch die Analyse der Pulse einzelner Photoelektronen. Neben der Ladung einzelner Photoelektronen ist auch die Ankunftszeit der Sekundärelektronen an der Anode näherungsweise eine normalverteilte Variable [24, S. 352]. Abb. 3.4 zeigt wie sich die Pulsform eines einzelnen Photoelektrons im Dynodensystem entwickelt.

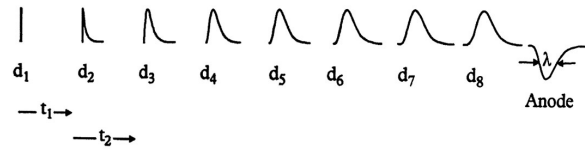


Abbildung 3.4: Zeitliche Entwicklung des Pulses. Mit steigender Dynodenstufe d_i weitet sich der Puls aus Sekundärelektronen aus. Die Amplitude ist normiert, λ ist die Breite des Signals an der Anode. Entnommen aus [24, S. 352], modifiziert.

In Abb. 3.5 sind die zeitlichen Parameter eines SPE-Pulses gezeigt. Das Photon emittiert das Photoelektron zu einem diskreten Zeitpunkt. Das Lichtsignal entspricht demnach einer δ -Funktion, das daraus folgende Signal ist zeitlich ausgeweitet. Grund dafür ist, dass die Sekundärelektronen welche im Dynodensystem entstehen mit verschiedenen Winkeln und Geschwindigkeiten emittiert werden. Die mittlere Dauer zwischen Photoemission und Maximum des Signals ist die **Transit-Time**⁹ kurz TT. Die TT ist abhängig von der Architektur des PMTs, wie auch von der anliegenden Spannung mit welcher die Elektronen beschleunigt werden¹⁰. Neben Pulsen der mittleren TT treten auch korrelierte Pulse mit deutlicher zeitlicher Verschiebung auf. Unterschieden wird zwischen vorzeitigen Pulsen (engl. *early pulses*) und drei Typen von verspäteten Pulsen (engl. *delayed pulses* & *afterpulses* (*type I* & *II*)) [6, S. 52 f.] und [25, S. 15]. Pulse dieser Kategorien schränken je nach Wahrscheinlichkeit die zeitliche Präzision der PMTs ein. Bei vorzeitigen Pulsen durchdringen die Photonen die Photokathode und schlagen ein Elektron direkt aus der ersten Dynode aus. Die Pulse erreichen die Anode früher, da sich die Photonen wesentlich schneller als die Photoelektronen zwischen Photokathode und erster Dynode bewegen. Typischerweise sind die Amplituden schwächer, da die Verstärkung der ersten Dynode aussetzt. Die vorzeitigen Pulse treten einige Nanosekunden vor der mittleren TT auf. Wird ein Puls nach der mittleren TT gemessen, ist dafür einer von drei Effekten verantwortlich. Prallt das Photoelektron von der ersten Dynode ab, wird es erneut zur Photokathode beschleunigt. Gelangen beim zweiten Eintreffen Sekundärelektronen ins Dynodensystem wird ein Puls zu späterer Zeit gemessen (*delayed puls*). Außerdem können bei der Elektronenvervielfachung einzelne Photonen emittiert werden. Erreicht eines die Photokathode, wird erneut ein Photoelektron emittiert (*afterpulse type I*). Da das Vakuum im PMT nicht ideal ist, können Gasatome

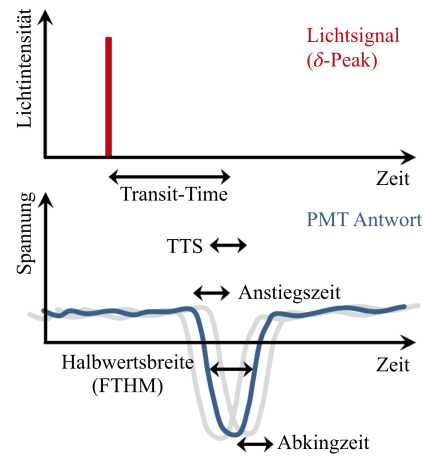


Abbildung 3.5: Darstellung zu den zeitlichen PMT Parametern. Im oberen Diagramm trifft ein Photon zu diskreter Zeit auf die Photokathode. Das untere zeigt den resultierenden Spannungspuls des PMTs. Entnommen aus [6, S. 50], modifiziert.

⁹Häufig wird die relative Transit-Time angegeben, in dieser stecken noch konstante Zeiten wie die des Signals in den Kabeln.

¹⁰Bei höherer Spannung werden Photoelektronen und die Sekundärelektronen stärker beschleunigt, damit wird die TT kleiner.

ionisiert werden. Anders als Elektronen sind diese positiv geladen und werden in die entgegengesetzte Richtung beschleunigt. Treffen diese die Photokathode werden viele Elektronen frei (*afterpulse type II*).

Werden viele Pulse gemessen, können die Zeiten der TT in einem Histogramm gesammelt werden. Wie zu Beginn erwähnt, sollten die Verteilungen nach theoretischer Erwartung einer Normalverteilung entsprechen. Die **Transit-Time-Spread** kurz TTS definiert die Schwankung der Transit-Time. Sie wird aus der Standardabweichung berechnet^[11]. Selbst wenn die gemessenen Verteilungen der TT asymmetrisch sind, wird die TTS der Einfachheit halber aus der Standardabweichung bestimmt [24, S. 354].

Aus der Pulsform lassen sich des weiteren auch **Anstiegszeit**, **Abklingzeit** und **Pulslänge** berechnen. Die Anstiegszeit ist die Zeit in welcher der Puls von 10 % auf 90 % seiner maximalen Amplitude ansteigt. Dementsprechend ist die Abklingzeit für den Fall von 90 % auf 10 % definiert. Die Pulslänge ist die Halbwertszeit, also die Zeit zwischen 50 % des Anstiegs und 50 % des Abfalls.

¹¹Alternativ kann die TTS auch durch die Halbwertsbreite $FTHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$ oder der Varianz $\text{Var}(TT) = \sigma^2$ angegeben werden.

4 Charakterisierung des verwendeten NKT-Lasers

Um die zeitlichen Kenngrößen TT und TTS zu messen, wird eine gepulste Lichtquelle mit kleinem Jitter sowie hinreichend kurzen Pulszeiten vorausgesetzt. In diesem Kapitel wird der eingesetzte Laser *SuperK COMPACT* der Firma NKT Photonics auf diese Eigenschaften geprüft. Die angegebenen Daten sind aus dem Datenblatt des Herstellers entnommen [26]. Der eingesetzte Laser ist ein gepulster Superkontinuum Laser. Die Pulse enthalten Wellenlängen von 450-2400 nm, das Spektrum reicht also bis in den Infrarotbereich. Ein einzelner Puls hat nach Angaben des Herstellers eine Dauer von unter 2 ns, die Intensität des Lichts ist gegen die Zeit normalverteilt.

Um Licht einer Wellenlänge aus dem breiten Lichtspektrum auszuwählen stehen entsprechende Module von NKT Photonics zur Verfügung. Ist die gewünschte Wellenlänge im Spektrum des Lasers enthalten kann diese heraus gefiltert werden. Für die sichtbaren Wellenlängen von 400 nm bis 1000 nm (**VIS**) wird der NKT Photonics Monochromator *LLTF CONTRAST* vom Typ *VIS HP8* eingesetzt^[12]. Das LLTF Modul realisiert die eingestellten Wellenlängen mit einer Auflösung von 2 nm [27]. Die Auflösung der eingestellten Wellenlänge ist vom Hersteller als Halbwertsbreite der gemessenen Wellenlängen definiert.

Für die Messung von kürzeren Wellenlängen, also Wellenlängen die nicht mehr im optischen Spektrum des Lasers liegen, muss der Puls aufbereitet werden. Dies geschieht unter Einsatz von Frequenzverdopplern. Im Rahmen dieser Arbeit wurden dafür zwei Frequenzverdoppler vom Typ *SuperK EXTEND UV* eingesetzt. Der erste ist auf den Wellenlängenbereich von 350 nm bis 450 nm (**UV**), der zweite auf 265 nm bis 345 nm (**DUV**, D für engl. *deep*) spezialisiert [28]. Diese Filter haben nach Herstellerangabe eine größere spektrale Bandbreite von 1-12 nm und die Pulslänge sinkt auf bis zu 20 ps^[13].

Im Experiment erzeugt der Laser Pulse mit einer Frequenz von 20 kHz. Mit dieser Frequenz wird das Oszilloskop getriggert. Der Jitter des Lasers ist die zeitliche Schwankung zwischen Taktsignal und Zeitpunkt der Lichtemission des Pulses. Da der Laser das Signal selbst triggert, wird angenommen dass der Jitter unabhängig von der Wellenlänge ist. Vor der Diskussion der Messungen wird zunächst der Versuchsaufbau vorgestellt.

¹²Im Experiment wird der Bereich auf den Laser angepasst und die Wellenlängen ab 450 nm gemessen.

¹³Diese Angabe bezieht sich auf die Kombination aus einem High Power SuperK Laser und den *SuperK EXTEND UV* Modulen. Für die Kombination mit Laser *SuperK COMPACT* werden abweichende Werte erwartet [29].

4.1 Allgemeiner Versuchsaufbau

Wegen der extremen Lichtsensibilität der Photomultiplier müssen die Messreihen in absoluter Dunkelheit durchgeführt werden. Dazu sind die Elemente aus Abb. 4.1 in einer Dunkelkiste platziert. Diese besteht aus Aluminium und ist im Innenraum mit einer schwarzen Neoprenlage ausgeklebt. So werden Photonen im Innenraum eher absorbiert als reflektiert. Alle Kabel die in die Kiste geleitet werden laufen durch ein Kabellabyrinth. Auch so wird verhindert, dass Licht in das Innere gelangen kann. Läuft eine Messung wird außerdem das Labor verdunkelt und die Kiste zweilagig mit schwarzen Tüchern abgedeckt. Ziel ist es ausschließlich Photonen des Lasers zu messen. Durch die Glasfaser werden die Pulse in das Innere der Kiste geleitet. Nach Reflexion und anschließender Transmission durch Diffuser¹⁴ verlieren die Pulse stark an Intensität. Mit zusätzlicher Reduzierung der Intensität des Lasers ermöglicht dieser Aufbau, dass nur einzelne Photonen den PMT erreichen. Durch ein Loch mit dem Durchmesser von etwa einem Zentimeter treffen die überbleibenden Photonen auf das Zentrum der Photokathode.

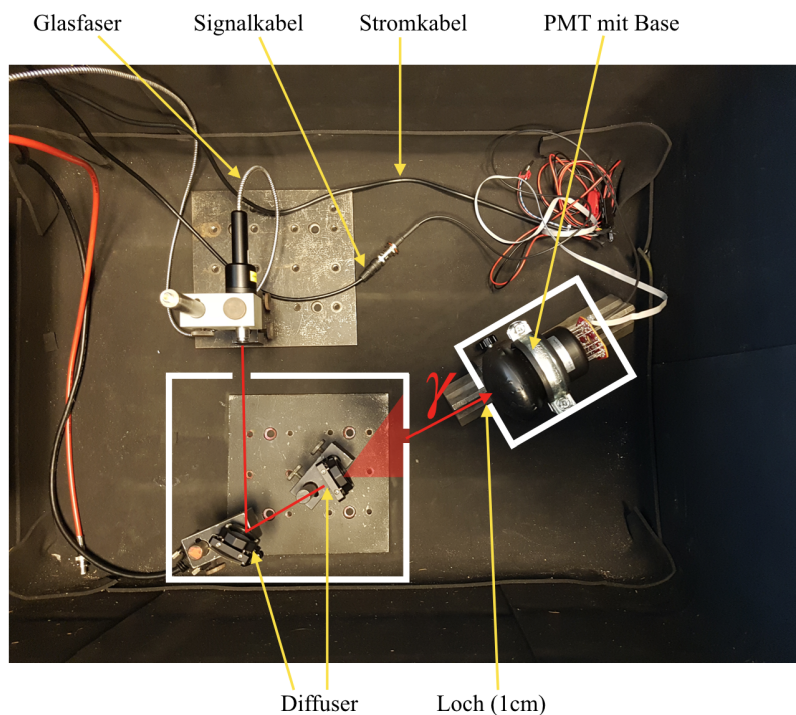


Abbildung 4.1: Ein Ausschnitt des Versuchsaufbaus in der Dunkelkiste. Die weißen Rahmen um die Diffuser und den PMT wurden im tatsächlichen Aufbau durch Boxen mit Öffnungen für den Laserstrahl ersetzt. Die Box um die Diffuser soll gestreute Photonen absorbieren, die Box um den PMT hat ein Loch welches zentral an der Photokathode anliegt. So werden nur Photoelektronen aus dem Zentrum der Photokathode ausgeschlagen.

¹⁴Die Diffuser bestehen aus Quarzglas. Quarzglas ist für Licht des UV Bereichs, bis etwa 170 nm Wellenlänge, durchlässig.

Die Spannungsversorgung des PMTs läuft über die aktive Base¹⁵, welche von einem USB-Kabel kontrolliert und mit Spannung versorgt wird. Der PMT wird im Rahmen dieser Arbeit mit negativer Hochspannung an der Photokathode und im Pulsmodus betrieben. Das Signalkabel ist an das Oszilloskop¹⁶ angeschlossen. Der Laser sendet Pulse mit einer Frequenz von 20 kHz und generiert für jeden Puls ein Rechtecksignal. Die vordere Flanke des Signals wird vom Oszilloskop als Trigger genutzt. Die Signale der Base, auch Wellenformen (engl. *waveforms*), werden vom Oszilloskop als Spannung gegen die Zeit aufgenommen. Aus ihnen können Kenngrößen der PMTs abgeleitet werden.

4.2 Elektronischer Jitter des Lasers

Die erste Bedingung für die Messung von TT und TTS ist ein hinreichend kleiner elektronischer Jitter. Für dessen Messung werden Wellenformen mit sehr hoher Lichtintensität $\mu > 1000$ PE aufgenommen¹⁷. Die Messung erfolgt mit einem Photomultiplier des Typs R12199-01HA von Hamamatsu. Es wird ausgenutzt, dass die TTS der PMTs mit steigender Anzahl an Photoelektronen (ab $\mu > 5$ PE [25], S. 7-8]) mit dem Faktor $1/\sqrt{\mu}$ abfällt. Dieser Abfall der TTS ist statistisch, denn auch für Pulse mit vielen Photoelektronen wird angenommen, dass die TT der einzelnen Photoelektronen weiterhin unabhängig voneinander ist. Die Varianz der TT einzelner Photoelektronen ist das Quadrat der Standardabweichung, $\text{Var}(\text{TT}) = \sigma^2$. Für n Photoelektronen berechnet sich die Varianz der mittleren TT mit

$$\text{Var}(\overline{\text{TT}}) = \text{Var}\left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \text{TT}_i\right) = \frac{1}{n^2} \sum_{i=1}^n \text{Var}(\text{TT}_i) = \frac{\sigma^2}{n}. \quad (4.1)$$

Mit der TTS als Standardabweichung σ und der mittleren Pulsladung μ in PE als n folgt der gegebene Abfall mit $1/\sqrt{\mu}$. Je mehr Photoelektronen, beziehungsweise je größer die Ladung pro Puls, desto weniger fällt die intrinsische TTS des PMTs ins Gewicht der Messung des Jitters.

Das Oszilloskop tastet die Spannung der Anode gegen die Zeit ab. Mit einer Abtast-rate von 5 GHz wird alle 0,2 ns ein Spannungswert in Volt aufgenommen. Damit die Datenmenge nicht zu groß wird, werden die Wellenformen des Oszilloskops mit einem Analyse-Skript in Echtzeit ausgewertet. Als Pulszeit wird die Zeit des Pulses mit der maximalen Amplitude gespeichert. Im Zeitintervall von 10 ns vor bis 25 ns nach der Pulszeit wird über den Puls integriert. So wird die Ladung zunächst in Weber bestimmt. Über den Widerstand des Oszilloskops von 50 Ω wird die Ladung in Coulomb umgerechnet.

Pro Wellenlänge werden Daten von $n = 5000$ Pulsen aufgenommen. Anschließend wird der arithmetische Mittelwert

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad (4.2)$$

¹⁵Wenn nicht anders erwähnt wird die aktive Base $\mu\text{BaseV2.3 WIPAC 2019}$ eingesetzt.

¹⁶LeCroy Waverunner 8404M-MS

¹⁷Diese Messung ist mit der $\mu\text{BaseV2.4 WIPAC 2019}$ durchgeführt worden. Am 24.07.2020 wurde sie im Experiment beschädigt. Anschließend PMT Messungen wurden mit der $\mu\text{BaseV2.3 WIPAC 2019}$ gemessen.

der n Ladungen und dessen Standardfehler

$$u(\bar{x}) = \frac{\sigma}{\sqrt{n-1}} \quad (4.3)$$

als Unsicherheit aus der Standardabweichung σ mit

$$\sigma^2 = \text{Var}(X) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \quad (4.4)$$

bestimmt. Die Werte der mittleren Ladung sind in Abb. 4.2a gegen die Wellenlänge dargestellt.

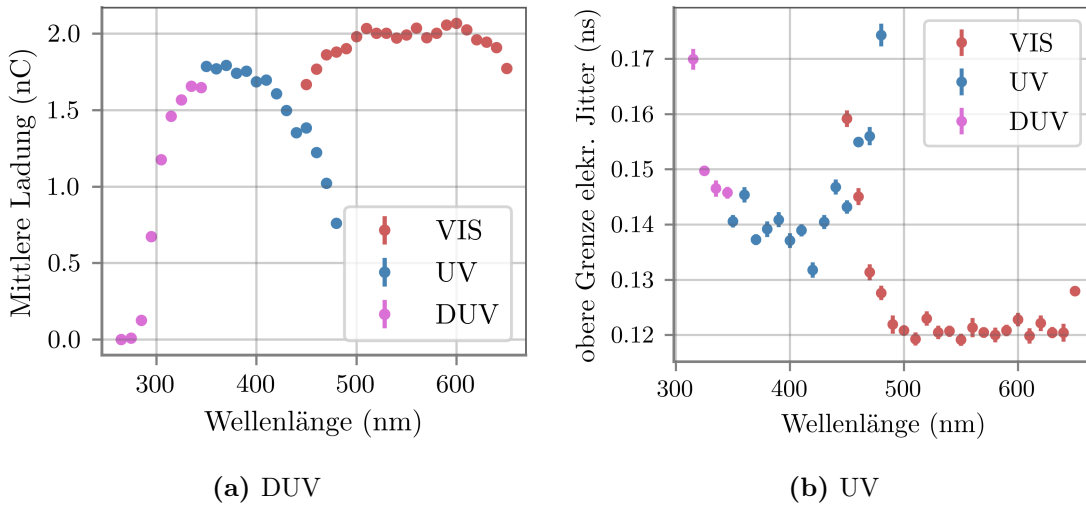


Abbildung 4.2: In (a) ist die mittlere Ladung gegen die Wellenlänge abgebildet. Die Ladung der Pulse steigt mit der Intensität des Lasers, also mit der Anzahl der emittierten Photoelektronen. Zu sehen ist, für welche Wellenlängen mit hoher Intensität gemessen wurde. Für die kleinen Wellenlängen ($\lambda < 300$ nm) fällt die Ladung stark ab. Diese Werte werden von der weiteren Auswertung des elektronischen Jitters ausgeschlossen. Abbildung (b) zeigt die untere Grenze des elektronischen Jitters der Wellenlängen, bestimmt aus den Pulszeiten von insgesamt 5000 Pulsen pro gemessener Wellenlänge. Unsicherheiten, falls nicht erkennbar, kleiner als Symbolgröße.

Bei der Wellenlänge von etwa 370 nm hat die Ladung ein lokales Maximum. Bei dieser Wellenlänge ist die Quanteneffizienz der Photokathode maximal [21, S. 30]. So ist der Ladungsabfall der DUV und UV Werte mit sinkender beziehungsweise steigender Wellenlänge zu erklären. Da die Ladungen der großen Wellenlängen in etwa konstant bleiben wird vermutet, dass der PMT beziehungsweise die Base im Bereich der Sättigung betrieben wurde. Für Pulse der Ladung 2 nC bei einem Verstärkungsfaktor von rund $5 \cdot 10^6$ werden pro Puls etwa 2500 Photoelektronen erzeugt. Mit dieser Abschätzung wird sich vergewissert, dass die Pulse mit relativ hohen Intensitäten aufgenommen wurden.

Für die Wellenlängen mit $\lambda \geq 310$ nm ist eine obere Grenze des elektronischen Jitters, aus den Pulszeiten bestimmt worden, siehe Abb. 4.2b. Die insgesamt 5000 Pulszeiten werden dazu in 10 Intervalle mit jeweils 500 Zeiten aufgeteilt. Die 10 Intervalle

werden als 10 unabhängige Messreihen behandelt, um den elektronischen Jitter mit Unsicherheit angeben zu können. Jedem Intervall wird mit der Standardabweichung ein elektronischer Jitter zugeordnet. Von diesen zehn Werten wird der arithmetische Mittelwert sowie die Unsicherheit mit dem Standardfehler berechnet. So werden die Werte der oberen Grenzen des elektronischen Jitters in Abb. 4.2b bestimmt.

Es ist erkennbar, dass die Werte des elektronischen Jitters der gegebenen Wellenlängen unter 0,2 ns liegen. Angenommen wurde, dass der Wert konstant ist, also nicht von der Wellenlänge abhängt. Vergleicht man Abb. 4.2b mit Abb. 4.2a fällt auf, dass die Verteilungen sich ähneln aber in y -Richtung zueinander gespiegelt sind. Wie erwartet liefern die Wellenlängen der höchsten Ladung, also dem größten μ , die kleinsten oberen Grenzen für den elektronischen Jitter. Der gewichtete Mittelwert der Werte aus Abb. 4.2b von 500 nm bis 640 nm ergibt als kleinste obere Grenze $(0,1207 \pm 0,0009)$ ns. Die TTS der PMTs wird in der Größenordnung von $O(\text{ns})$ erwartet. Der Jitter des Lasers ist demnach hinreichend klein um die TTS messen zu können.

4.3 Zeitliche Verteilung der Laseremission

Um die Laserpulsbreite zu bestimmen wird im folgenden Schritt die Pulsform des Lasers gemessen. Die Laserpulsbreite geht später in die Berechnung der TTS ein. Dazu werden zweimal 20 000 Pulse von Wellenlängen im Bereich 265 nm bis 650 nm mit der *Single-photon avalanche diode* kurz SPAD¹⁸ detektiert. Einige Messungen dieser Arbeit laufen wegen der kleinen Lichtintensität über Zeiträume von bis zu 24 Stunden ab. Deshalb werden die Wellenlängen der Messungen doppelt (einmal auf- und dann absteigend) durchlaufen. Mit Vergleich der Ergebnisse wird überprüft ob sie reproduzierbar sind. So können systematische Fehler ausgeschlossen werden, welche durch variierende Parameter (wie z.B. Spannung an der Base) aufgetreten wären. Die Lichtintensität wird so stark geschwächt, dass im Mittel nur jede zehnte Wellenform einen messbaren Puls enthält ($\mu < 0,1$). Um dies zu garantieren wird während der Messung die Anzahl der gemessenen Signale n_S gezählt und gleichzeitig die Zahl der getriggerten Pulse n_L des Lasers gespeichert. Die Wahrscheinlichkeit nichts, also einen Puls mit $N = 0$ Photoelektronen zu messen ist,

$$P_\mu(0) = \frac{n_S - n_L}{n_S}. \quad (4.5)$$

Mit dieser kann der Erwartungswert μ der Poissonverteilung aus Gleichung (3.2) für $N = 0$ mit

$$\mu = -\log\left(\frac{n_S - n_L}{n_S}\right). \quad (4.6)$$

bestimmt werden. Wird mit $\mu < 0,1$ gemessen, bedeutet dies, dass höchstens einer von zehn Laserpulsen als Signal gemessen wird. Vom Hersteller sind als messbares Spektrum die Wellenlängen 350-900 nm angegeben [30]. Den kleineren Wellenlängen unter 350 nm kann demnach nicht im selben Maß vertraut werden. Vorteil der SPAD in dieser Messung ist dessen Zeitauflösung von etwa 40 ps¹⁹. Der elektronische Jitter

¹⁸Im Experiment wird die SPAD *ID100-20* der Firma *IDQ* eingesetzt.

¹⁹Vom Hersteller wird für die Zeitauflösung 40 ps als typischer und 60 ps als maximaler Wert der Zeitaufklärung angegeben. Die exakte Zeitaufklärung der SPAD wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht gemessen.

der SPAD wurde nicht untersucht, wird aber als vernachlässigbar klein angenommen. Die SPAD liefert einen Rechteckpuls, falls er ein Photon detektiert. Als Zeitpunkt des Pulses wurde der mittlere Anstieg der vorderen Flanke definiert. Die Pulszeiten werden in Histogrammen gesammelt, wegen der kleinen Lichtintensität von $\mu < 0,1$ wird angenommen, dass hauptsächlich einzelne Photoelektronen gemessen wurden. Damit gleichen die Verteilungen der Histogrammen den Pulsformen.

Entgegen der Erwartung, nach Angabe des Herstellers, sind die Verteilungen der Histogramme nicht normalverteilt. Die Pulsform ist teilweise asymmetrisch und hat Ausläufer zu längeren Zeiten der vorderen Flanke, vergleiche Abb. 4.3a und 4.3b. Dennoch werden die mittleren Zeiten der Detektion durch einen Gaußfit²⁰ bestimmt, siehe Abb. 4.3.

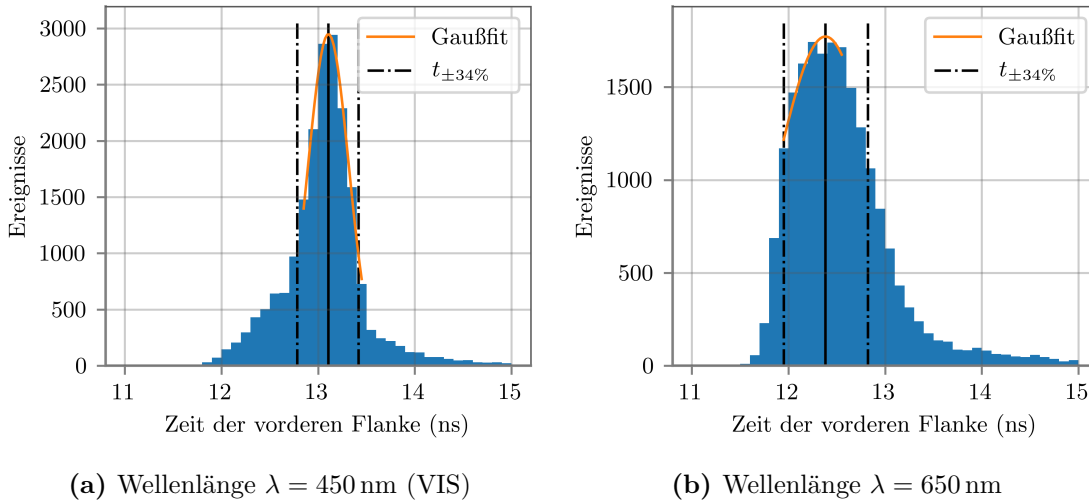


Abbildung 4.3: Zwei Histogramme der Pulszeiten, aufgenommen mit der SPAD. Da die Werte mit sehr kleiner Lichtintensität ($\mu < 0,1$) gemessen sind, wird angenommen, dass die Verteilungen die Pulsformen widerspiegeln. Die Laserpulsbreite wird aus der halben Differenz der Zeiten $t_{\pm 34\%}$ definiert. Die Zeiten $t_{\pm 34\%}$ schließen 68 % der Zeiten um den Mittelwert des Gaußfits ein.

Um die Laserpulsbreite mit Unsicherheit zu erhalten werden die zweimal 20 000 Pulszeiten in insgesamt 20 Intervalle aufgeteilt. Ausgehend von dem Mittelwert des Gaußfits werden in beiden Richtungen die nächstliegenden 34 % der Pulszeiten für jedes Intervall gesammelt. Angelehnt an das 1σ -Intervall einer Gaußverteilung wird die Differenz der beiden Zeiten $t_{\pm 34\%}$ gesucht, welche zusammen 68 % der Zeiten um den Mittelwert einschließen. Die konstruierte Standardabweichung entspricht der Hälfte dieser Differenz und charakterisiert die Laserpulsbreite t_{Puls} der SPAD bei eingestellter Wellenlänge. Aus den insgesamt zwanzig Intervallen wird die Laserpulsbreite mit Gleichungen (4.2) und (4.3) jeder Wellenlänge bestimmt. Da die Laserpulsbreite aus den Zeiten $t_{\pm 34\%}$ um das Maximum des Gaußfits berechnet wird, fallen die Ausläufer der Pulsformen in der weiteren Auswertung nur schwach ins Gewicht, obwohl sie Teil des Pulses sind.

²⁰Für den Fit wird das Zeitfenster $\pm 0,3$ ns um den Bin der meisten Ereignisse gewählt. Bins sammeln Werte eines definierten Wertebereichs und geben die Zahl der Ereignisse an. Zusammen bilden die Bins das Histogramm.

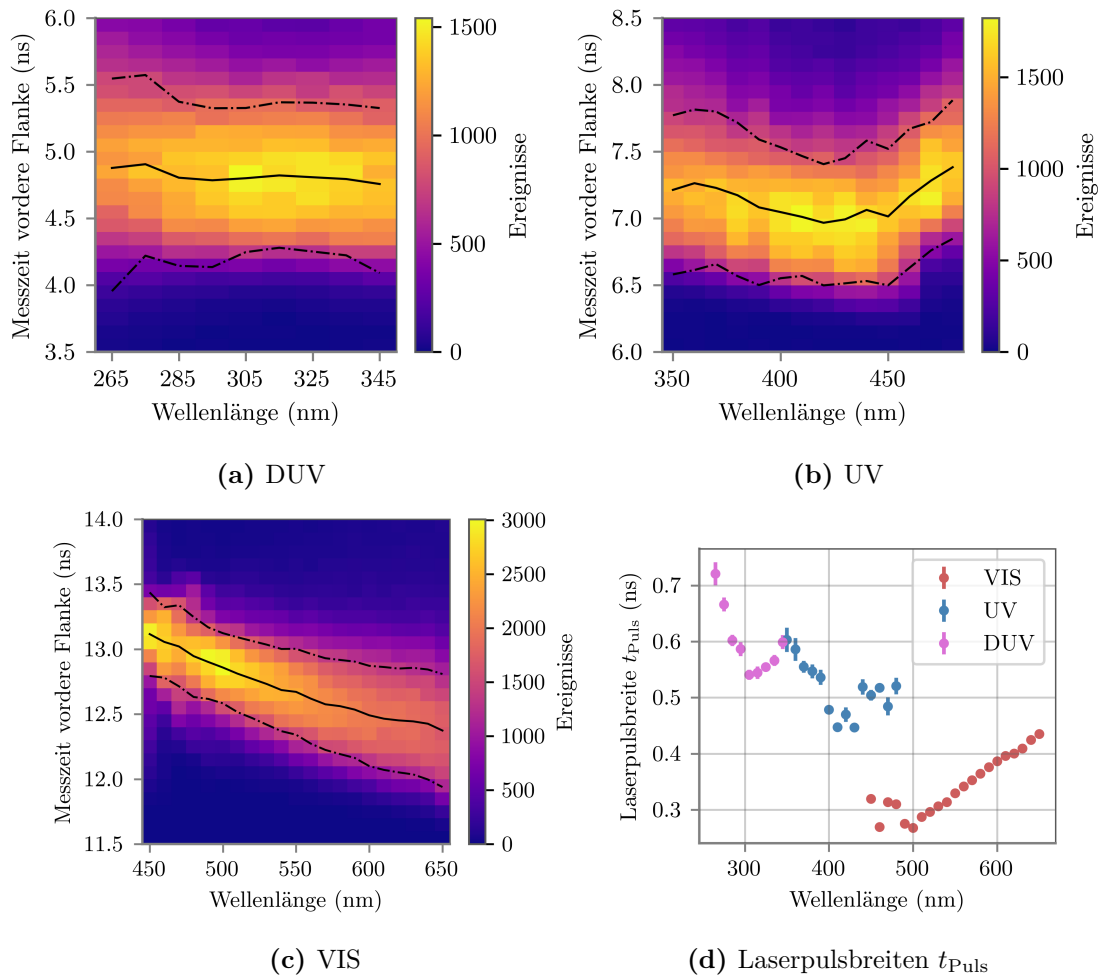


Abbildung 4.4: In (a), (b) und (c) sind die gemessenen Pulszeiten der NKT-Module gegen die Wellenlängen als 2D-Histogramme dargestellt. Die durchgezogene Linie verbindet die Werte der mittleren Zeiten. Die gestrichelten Linien die Werte der Zeiten $t_{\pm 34\%}$. Den Werten von (a) kann nicht im gleichen Maße vertraut werden da die untere Grenze des Detektionsbereichs der SPAD 350 nm ist [30]. (d) zeigt die gesammelten Laserpulsbreiten aller Wellenlängen.

In Abb. 4.4c wird ein Anstieg der Pulszeiten mit kürzerer Wellenlänge deutlich. Dies liegt daran, dass die Pulse des Lasers 'gechirpt' sind. Laserpulse der Wellenlänge 1064 nm werden durch in eine nichtlineare Faser geschickt. In dieser weitet sich das Spektrum des Lasers auf. Die verschiedenen Wellenlängen breiten sich durch Dispersion unterschiedlich schnell aus. Als erstes verlässt die Wellenlänge 1064 nm die Faser. Je geringer die Wellenlängen werden, je langsamer bewegen sie sich in der Faser und je später werden sie detektiert [29]. Für die Pulszeiten von UV und DUV bleiben Verläufe unverstanden haben aber für die weitere Auswertung keine Bedeutung.

Abb. 4.4d zeigt die berechneten Laserpulsbreiten. Wie auch in Abb. 4.4c erkennbar nehmen die Pulsbreiten mit kleiner werdender Wellenlängen bis 500 nm ab. Die Schwankungen im unteren Bereich der VIS Wellenlängen könnten aus den Ausläufern resultieren. Zwischen den Werten von VIS und UV gibt es einen Sprung von etwa 0,2 ns. Für Konvertierung in den UV Bereich durch die Frequenzverdopplung wurden kleinere Laserpulsbreiten erwartet, bei doppelter Frequenz müsste sie sich halbieren. Dennoch

werden längere Pulsbreiten gemessen, dies lässt sich mit den Annahmen nicht erklären. Die Messwerte der Laserpulsbreite werden für die Analyse der TTS von Bedeutung sein. Die Laserpulsbreite hat eine deutliche Abhängigkeit der Wellenlänge und ist nicht einstellbar.

5 Wellenlängenabhängigkeit der Performance-Parameter

Ziel der Arbeit ist die Untersuchung der Performance-Parameter, mit Blick auf einen möglichen Zusammenhang zwischen dem PMT Signal und der Wellenlänge einfallender Photonen. Insgesamt wurden die folgenden Versuchsreihen mit drei baugleichen PMTs vom Typ R12199-01HA des Hersteller Hamamatsu durchgeführt, die Seriennummern sind BA0479, BA0482 und BA0485. So wurden Vergleichswerte generiert und die Reproduzierbarkeit der Messung geprüft. Dieser Typ PMT wird in den mDOMs im Ice-Cube zum Einsatz kommen. Damit die PMTs vergleichbare Signale senden wird ihr Verstärkungsfaktor im Rahmen der mDOMs auf $G = 5 \cdot 10^6$ normiert. Um das Experiment unter realistischen Bedingungen durchzuführen werden die PMTs zunächst kalibriert und die Hauptmessung mit aktiver Base durchgeführt. Der Aufbau der Messungen ist in Abschnitt [4.1](#) beschreiben.

5.1 Kalibrierung des Verstärkungsfaktors

Im Rahmen dieser Arbeit sollten die PMTs mit einem nominalen Verstärkungsfaktor betrieben werden. Mit diesem wird ein einzelnes Photoelektron im Dynodensystem so verstärkt, dass im Mittel $5 \cdot 10^6$ Sekundärelektronen die Anode treffen. Der Verstärkungsfaktor ist stark von der angelegten Betriebsspannung abhängig. Ziel der Kalibrierung ist es die passende Betriebsspannung der PMTs zu finden.

Zur Kalibrierung wird der Aufbau aus Abschnitt [4.1](#) genutzt. Die Wellenlänge der Pulse ist fest 450 nm. Die Intensität der Pulse wird geschwächt, sodass die PMTs weniger als 0,1 Photoelektronen pro Puls detektieren ($\mu < 0,1$).

Für jeden PMT werden Ladungshistogramme der eingestellten Spannung 90 V bis 110 V in 1 V Schritten mit jeweils 100 000 Pulsen aufgenommen. Mit aktiver Base entspricht die Spannung der Potentialdifferenz zwischen letzter Dynode und Anode. Um die Spannung zwischen Kathode und Anode zu bestimmen muss diese mit dem Faktor von etwa 11,5 multipliziert werden [\[31\]](#). Die Ladung der Pulse ist mit einem definierten Integrationsfenster der Breite 35 ns bestimmt. Eines der Ladungshistogramme ist in Abb. [5.1](#) zu sehen. Anschließend wird mit der Funktion aus [\[32\]](#), S. 471] die Position (also die Ladung) des Pedestals und 1 phe-Peak im Ladungshistogramm als Fit bestimmt.

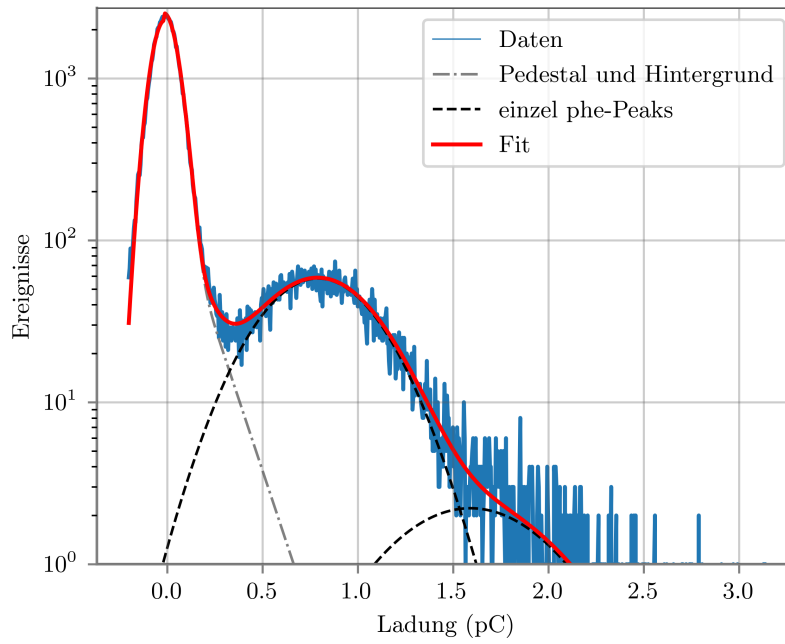


Abbildung 5.1: Ein Ladungshistogramm der Kalibrierung des Verstärkungsfaktors. Aufgenommen bei 450 nm Wellenlänge mit eingestellter Spannung von etwa 95 V (BA0485). Da hier der Pedestal keine Ladung trägt kann der Verstärkungsfaktor G direkt aus der Ladung des 1 phe-Peaks bestimmt werden.

Aus der Ladungsdifferenz $Q_{1phe} - Q_{0phe}$ geteilt durch die Elementarladung e wird der Verstärkungsfaktor G für die anliegende Spannung bestimmt. Da dieser Schritt für viele Spannungen durchgeführt wurde, kann ein Zusammenhang zwischen Verstärkungsfaktor G und Spannung U gefunden werden. Mit dessen Hilfe wird die Spannung des gewünschten Verstärkungsfaktors bestimmt, siehe Abb. [5.2b](#).

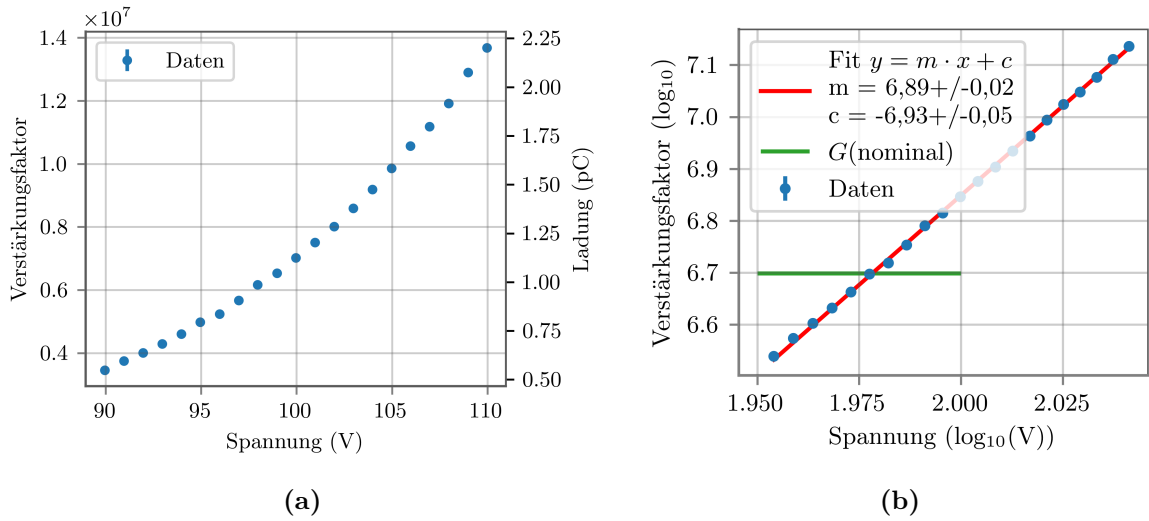


Abbildung 5.2: In (a) ist der direkte Zusammenhang zwischen Verstärkungsfaktor (bzw. Ladung) und Spannung gezeigt. Die Werte sind mit dem PMT BA0485 aufgenommen. (b) zeigt den doppelt logarithmischen Zusammenhang. Aus Schnittpunkt von linearem Fit und gewünschtem Verstärkungsfaktor (grün) wird die Betriebsspannung berechnet. Unsicherheiten, falls nicht erkennbar, kleiner als Symbolgröße.

Erst bei der späteren Auswertung ist aufgefallen, dass nicht alle Positionen der 1 phe-Peaks passend gefittet wurden. Grund dafür ist, dass der Fit von negativen Ladungen im Histogramm gestört wird, siehe Abb. 5.3. Die folgenden Messreihen wurden also nicht wie erhofft mit nominalem Verstärkungsfaktor durchgeführt. Für die Bestimmung der Spannung konnte dieser anfängliche Fehler behoben werden, indem ein Teil der negativen Ladungen vom Fit ausgeschlossen wurden, siehe Abb. 5.1. Hier sind die korrigierten Ergebnisse präsentiert. Aus den korrigierten Werten können die Verstärkungsfaktoren der falsch bestimmten Spannungen bestimmt werden, die Werte sind in Tabelle 5.1 eingetragen.

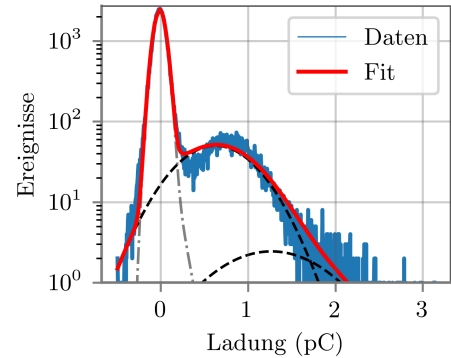


Abbildung 5.3: Das Ladungshistogramm, erstellt mit den selben Daten wie Abb. 5.1. Hier haben die negativen Ladungen die Fitposition des 1 phe-Peaks verfälscht. Dies führt zu einer fehlerhaften Kalibrierung des Verstärkungsfaktors.

Tabelle 5.1: Spannungen der verschiedenen PMTs aus der Kalibrierung des Verstärkungsfaktors. In der ersten Spalte die nominalen Spannungen des Fits für einen Verstärkungsfaktor von $5 \cdot 10^6$ Sekundärelektronen pro Photoelektron.

PMT SN	$U(\text{nominal})$	$U(\text{Messung})$	Verstärkungsfaktor
BA0479	$(92,7 \pm 1,9) \text{ V}$	$(93,8 \pm 0,8) \text{ V}$	$(5,4 \pm 0,8) \cdot 10^6$
BA0482	$(94,4 \pm 2,1) \text{ V}$	$(95,1 \pm 2,8) \text{ V}$	$(5,3 \pm 0,8) \cdot 10^6$
BA0485	$(95,1 \pm 2,1) \text{ V}$	$(96 \pm 4) \text{ V}$	$(5,3 \pm 0,8) \cdot 10^6$

Die in Tabelle 5.1 gegebenen Spannungen sind die eingestellten Spannungen des PMTs an der aktiven Base. Sie sollten der Potentialdifferenz zwischen den Dynodenstufen entsprechen, Messungen haben gezeigt, dass diese Differenzen zwischen Basen schwanken [31]. Die Unsicherheiten der Spannungen stammen aus den Fits. Die Werte der Verstärkungsfaktoren G der Messung sind mit den Spannungen der Messungen und den Fitparametern des nominalen Verstärkungsfaktors berechnet,

$$\log G = m \cdot U(\text{Messung}) + c. \quad (5.1)$$

Die Verstärkungsfaktoren der Messungen aller drei PMTs liegen mit etwa $5,4 \cdot 10^6$ über den gewünschten $5 \cdot 10^6$ Sekundärelektronen pro Photoelektron. Da sie im Rahmen ihrer Unsicherheit miteinander übereinstimmen können die Werte der PMTs miteinander verglichen werden.

5.2 Analyse der Ein-Photoelektron-Pulse

In die Analyse der Performance-Parameter oder Kenngrößen der PMTs sollen ausschließlich Pulse eingehen, bei welchen nur ein einzelnes Photoelektron emittiert wurde²¹. So sollen für alle Wellenlängen identische Randbedingungen vorliegen. Für jeden Laserpuls nimmt das Oszilloskop die Wellenform des PMTs auf. Um möglichst Wellenformen mit Puls zu speichern, werden nur Wellenformen berücksichtigt, deren maximale Spannungsamplitude die Schwelle von $U = 3 \text{ mV}$ überschreitet. Der Wert der Schwelle ist dem Rauschen des Signals angepasst Abb. 5.4. Diese Wellenformen werden mit dem Analyse-Skript ausgewertet und nur die Daten der Ladung, Spannung der maximalen Amplitude, Ankunftszeit (relative Transit-Time), Anstiegszeit, Abklingzeit und Pulslänge gespeichert. Mit sehr geringer Lichtintensität ($\mu < 0,1$ berechnet mit Gleichung (4.6)), und anschließender Analyse der 1 phe-Peaks wird die Auswahl der SPE-Pulse realisiert.

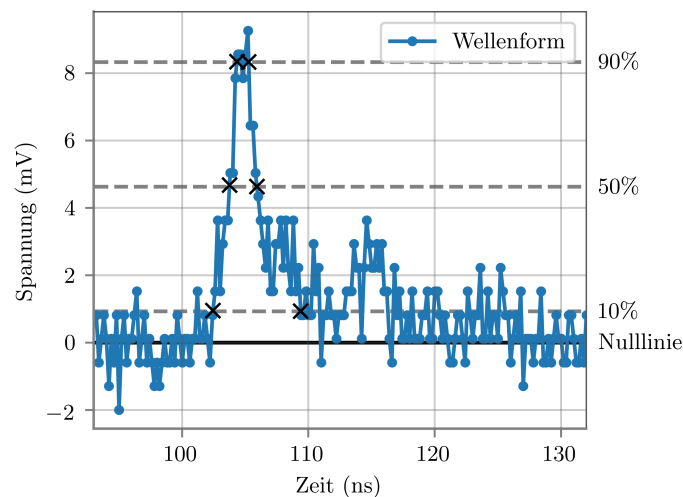


Abbildung 5.4: Die Wellenform von eines Photoelektron-Pulses. Aufgenommen mit einer Abtastrate von 5 GHz. Zunächst wird das Maximum und die Nulllinie der Wellenform berechnet. Zwischen diesen werden die Werte für 10 %, 50 % und 90 % des Anstiegs und Abfalls definiert. Aus diesen werden Anstiegs- und Abklingzeit sowie Pulslänge bestimmt. Die Ladung ist die Fläche unter dem Puls und wird durch Integration berechnet. Nach gut 110 ns steigt der Puls erneut an, dieser Effekt wird Ringing genannt.

Für jede Wellenlänge wird gemessen, bis zweimal die Daten von mindestens 20 000 Pulsen gespeichert wurden. Wie in Abschnitt 4.3 durchläuft die Messung die Wellenlängen doppelt. Zunächst aufsteigend, dann absteigend.

²¹Pulse mit nur einem Photoelektron werden verkürzt SPE-Pulse genannt (engl. *single-photoelectron*).

5.2.1 Ladung und Amplitude

Die Ladung wird wie in Abschnitt 4.2 mit dem Integral der Wellenform, im Intervall von 10 ns vor bis 25 ns nach dem Pulsmaximum, bestimmt. Für jede gemessene Wellenlänge wird das Ladungshistogramm der insgesamt 20 000 Pulse betrachtet. Diese haben keinen Pedestal, da die Ladung von Wellenformen, deren Amplitude kleiner als 3 mV ist, nicht gespeichert wurde. Aus der Kalibrierung des Verstärkungsfaktors (Abschnitt 5.1) ist bekannt, dass der 1 phe-Peak, von Photonen der Wellenlänge 450 nm, knapp 1 pC als Ladung trägt. Aus den 20 000 Pulsen werden die Pulse, mit Ladung im ersten Sigmaintervall des 1phe-Peaks, als SPE-Pulse selektiert. Mit diesem Analyseintervall soll garantiert werden, dass ausschließlich SPE-Pulse in der Analyse weiterer Kenngrößen der PMTs eingehen. Der 1 phe-Peak wird ausgewählt und durch die Gaußfunktion

$$y = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - m)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right), \quad (5.2)$$

gefittet, siehe Abb. 5.5. Der Fit, im Fenster von $\pm 0,3$ pC um den Bin mit den meisten Ereignissen, ist stark eingeschränkt. So wird der Einfluss des 2 phe-Peaks klein gehalten. Der Parameter m mit Unsicherheit gibt die mittlere Ladung an. Das Analyseintervall resultiert aus dem Parameter σ .

Da die Wellenlängen der Messreihen wurden doppelt durchlaufen liegen für jede Wellenlänge zwei Histogramme und damit zwei Werte vor. Aus den Werten der Ladung wird der gewichtete Mittelwert²²,

$$\bar{x} = \frac{\sum_i^n p_i \cdot x_i}{\sum_i^n p_i}, \quad (5.3)$$

gebildet. Die Gewichtung p_i wird allgemein für die Unsicherheit u_i eines Werts x_i mit $p_i = 1/(u_i)^2$ definiert. Je kleiner die relative Unsicherheit eines Werts ist, desto stärker geht diese in die Rechnung ein. Die zugehörige Unsicherheit der Mittelwerte wird mit

$$\bar{u} = \pm \frac{1}{\sqrt{\sum_i^n p_i}} \quad (5.4)$$

berechnet. Die kombinierten Werte der Ladung in Abhängigkeit der Wellenlänge sind in Abb. 5.6a gezeigt.

Da die Ladung der Fläche unter dem Puls der Wellenform entspricht, wird erwartet, dass diese direkt mit der Amplitude, also dem Wert der maximalen Pulsspannung,

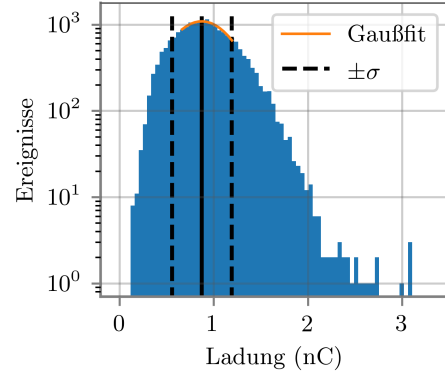


Abbildung 5.5: Ladungshistogramm mit Werten der gemessenen Pulsen. Aufgenommen mit dem BA0479 bei einer Wellenlänge von 460 nm. Der 1 phe-Peak ist mit einer Gaußfunktion gefittet. Mittelwert und der Bereich des ersten Sigmaintervalls ist durch die schwarzen Balken gekennzeichnet.

²²Der Zweck des gewichteten Mittelwerts ist, dass Werte mit kleiner Unsicherheit (mit höherem Grad des Vertrauens) stärker in die Berechnung eingehen als Werte mit großer Unsicherheit.

zusammenhängt. Von den Amplituden der SPE-Pulsen ist der Mittelwert und Standardfehler (Gleichungen (4.2) und (4.3)) berechnet worden. Die mit Gleichungen (5.3) und (5.4) verrechneten Werte der maximalen Amplituden sind in Abb. 5.6b dargestellt.

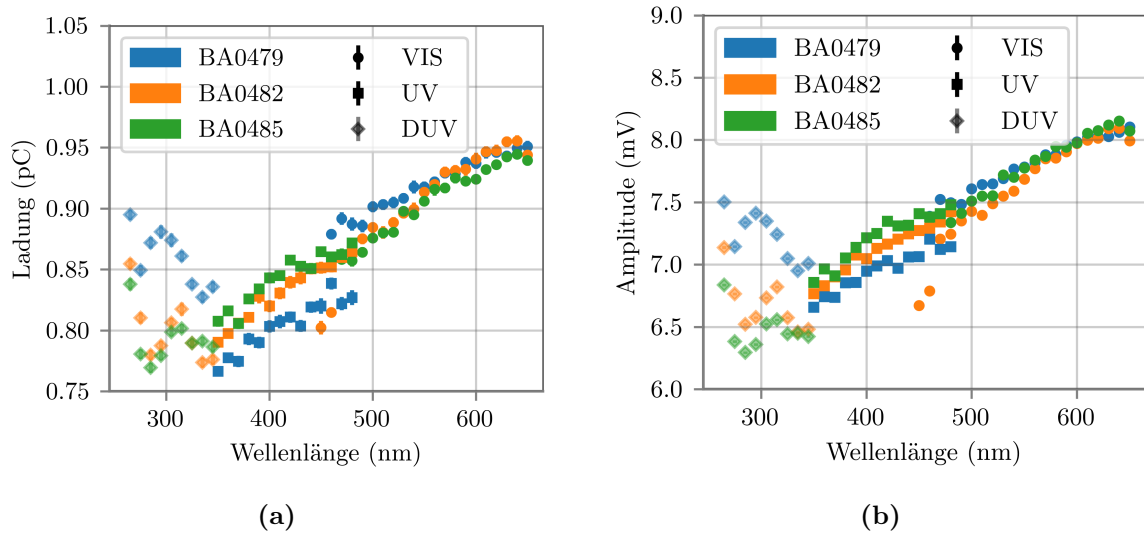


Abbildung 5.6: Links die Werte der mittleren Ladung in Abhängigkeit der Wellenlänge. Rechts davon die zugehörigen mittleren Amplituden. Die Daten der DUV Wellenlängen sind schwächer eingezeichnet, da diese von der späteren Analyse ausgeschlossen wurden. Mit den Farben wird zwischen den drei PMTs unterschieden. Unsicherheiten, falls nicht erkennbar, kleiner als Symbolgröße.

Der Vergleich von Ladung und Amplitude in Abhängigkeit der Wellenlänge zeigt deutlich den erwarteten Zusammenhang der beiden Größen. Die Wellenlängen der UV und VIS Module überschneiden sich im Bereich von 450 nm bis 480 nm. Erwartet wird, dass sich auch die Ergebnisse der Messungen überschneiden, da für Photonen der gleichen Wellenlänge das gleiche PMT Signal erwartet wird. Physikalisch darf die Quelle der Photonen (UV oder VIS Modul) keine Rolle spielen. Auffällig sind die Werte des BA0482 der Wellenlängen 450 nm und 460 nm (VIS), da diese stark von den Werten des UV Moduls abweichen.

Auch der Versatz der Werte zwischen den UV und VIS Wellenlängen des PMTs BA0479 entspricht nicht der Erwartung. Für diese beiden Beobachtungen liegt keine physikalische Erklärung vor. Zwischen den Messungen der UV und VIS Module wurden die PMTs BA0479 und BA0482 zwischenzeitlich ausgetauscht. Es wird vermutet, dass dieser Wechsel einen Einfluss auf die Messung gehabt haben könnte. Ausschließlich die Werte im Übergang von BA0485 decken sich zwischen den UV und VIS Modulen, für diesen PMT erfolgten die Messungen der Module nacheinander. Beim Wechsel der Module wurde der PMT BA0485 nicht bewegt.

Für die Ladung, wie auch die maximale Amplitude wurde erwartet, dass die Werte mit größeren Wellenlängen abnehmen. Diese Vermutung wird mit der Annahme begründet, dass Photonen kleinerer Wellenlänge zu Photoelektronen höherer Energie führen und diese im Mittel mehr Sekundärelektronen erzeugen sollten. Die gemessenen Werte der UV und VIS Module widersprechen dieser Erwartung. In Abb. 5.7 sind die Erwartungswerte μ der Messung des BA0479 gezeigt. Dieser Wert ist mit der Lichtintensität korreliert. Im Vergleich der Muster aus Abb. 5.7 mit Abb. 5.6a ist kein Zusammenhang zwischen μ und der Ladung beobachtbar. Damit wird kontrolliert, dass die Ladung nicht mit der Lichtintensität sondern tatsächlich mit der Wellenlänge von UV und VIS gestiegen ist. Die DUV Werte sind zwischen Wellenlängen und PMTs unregelmäßig verteilt. Für diese Werte wurde kein klarer Zusammenhang zur Wellenlänge erkannt. In den Daten der Histogramme konnten aber keine Unregelmäßigkeiten gefunden werden. Außerdem ähneln sich die Muster der Ladungen und Amplituden.

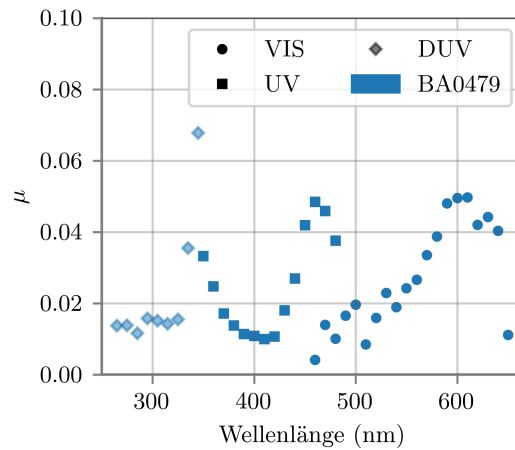


Abbildung 5.7: Der Erwartungswert μ , der Messung mit BA0479, aufgetragen gegen die Wellenlänge. Dieser Wert gibt die Wahrscheinlichkeit an ein Photoelektron zu messen. Die Werte der anderen beiden PMTs ähneln den gezeigten Daten. Die Werte haben keine Unsicherheit.

Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Wellenlänge

Um sicher auszuschließen, dass der 2 phe-Peak Einfluss auf die Werte in Abb. 5.6a nimmt, wurde eine zweite Messung durchgeführt. In dieser ist die Ladung des 1 phe-Peak, analog zur Vorgehensweise in Abschnitt 5.1 mit Fit des vollständigen Ladungshistogramms berechnet worden. Da diese Methode alle Ladungen einschließlich die des Pedestals berücksichtigt, ist ihr Grad des Vertrauens deutlich höher. Für jede Wellenlänge werden 200 000 Wellenformen bei kleiner Lichtintensität mit dem PMT BA0485 gemessen. Diesmal werden die Daten mit passiver Base, bei einer Spannung von 1104 V²³ ausgelesen. In Abb. 5.8 sind die Ergebnisse der Messung eingetragen. Insgesamt liefert die passive

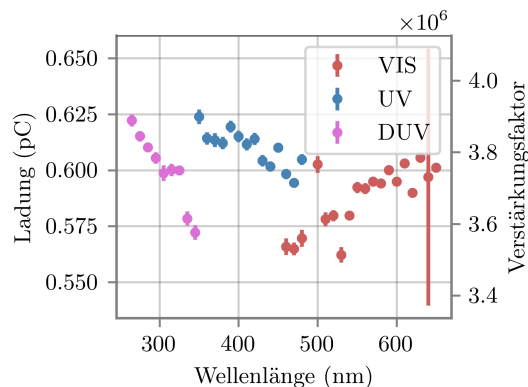


Abbildung 5.8: Ladungen aus den Positionen der 1 phe-Peaks in Abhängigkeit der Wellenlänge. Aufgenommen mit dem PMT BA0485 in Kombination mit einer passiven Base.

²³Die passive Base wird mit externer Hochspannungsquelle betrieben. Die Spannung von 1104 V entspricht dem Potential zwischen Photokathode und Anode, sie ist an den Wert der Messungen mit aktiver Base aus Tabelle 5.1 angepasst ($11,5 \cdot 96 \text{ V}$).

Base bei gleicher Spannung zwischen Photokathode und Anode einen kleineren Verstärkungsfaktor. Grund dafür könnte sein, dass die Potentiale zwischen den Dynoden anders aufgeteilt werden und die Sammeleffizienz einzelner Dynodenstufen abnimmt. Die Ladungshistogramme der Wellenlängen 450 nm (VIS) und 490 nm (VIS) konnten aufgrund von zu wenigen Pulsen mit Photoelektron nicht zuverlässig gefittet werden. Deren Ladungen sind deshalb nicht in Abb. 5.8 eingetragen. Die Unsicherheiten der Ladungen sind vom Fit berechnet. Im Fit des Ladungshistogramms der Wellenlänge 640 nm wurde keine Auffälligkeit für die große Unsicherheit gefunden.

Vergleich der Ergebnisse

In Abb. 5.8 fallen die Ladungen von DUV und UV mit steigender Wellenlängen leicht ab, so wie es vor Beginn der Messungen erwartet wurde. Jedoch widersprechen die Ergebnisse der UV Wellenlängen den Werten aus Abb. 5.6a. Wie bei der vorherigen Messung nehmen die Ladungen der VIS Wellenlängen mit der Wellenlänge zu.

Nach [33] hängt die Sammeleffizienz zwischen Photokathode und erster Dynode von der Wellenlänge ab. Photonen größerer Wellenlänge, also kleinerer Energie, emittieren Photoelektronen mit kleineren Startgeschwindigkeiten. Dies begünstigt die Sammeleffizienz, da Elektronen mit kleiner Geschwindigkeit eher dem elektrischen Feld zur Dynode folgen. Damit kann der gemessene Zusammenhang der VIS Wellenlängen mit der Ladung nicht erklärt werden, da nur Wellenformen mit messbarem Photoelektron, also Photoelektronen welche die erste Dynode erreichten, analysiert werden. Dennoch führte diese Information zu der Vermutung, dass die Sammeleffizienz im Dynodensystem von der Energie eintreffender Photoelektronen abhängen könnte. Dazu müssten die Pulse zwischen den einzelnen Dynodenstufen abgegriffen werden.

Besonders auffällig in Abb. 5.8 sind die starken Versätze der Ladung zwischen den Modulen. In dieser Messung wurde der PMT nicht bewegt, also nichts am Aufbau verändert. Für diese Beobachtung liegt keine Erklärung vor. Wegen den Widersprüchen in den Ergebnissen kann keine klare Aussage zur Wellenlängenabhängigkeit der Ladung und Amplitude getroffen werden.

5.2.2 Anstiegszeit, Abklingzeit und Pulslänge

Abb. 5.4 zeigt die Wellenform eines Photoelektron-Puls. Mit linearer Interpolation werden die Datenpunkte verknüpft. Zwischen maximaler Amplitude und Nulllinie werden die Zeitpunkte von 10 %, 50 % und 90 % der Spannung bei Anstieg sowie Abfall berechnet. Die zeitlichen Differenzen definieren Anstiegszeit (RT, engl. *risetime*), Abklingzeit (FT, engl. *falltime*) und Pulslänge (FWHM, engl. *full width at half maximum*).

Für die analysierten SPE-Pulse sind die drei Parameter in Histogrammen dargestellt, siehe Abb. 5.9

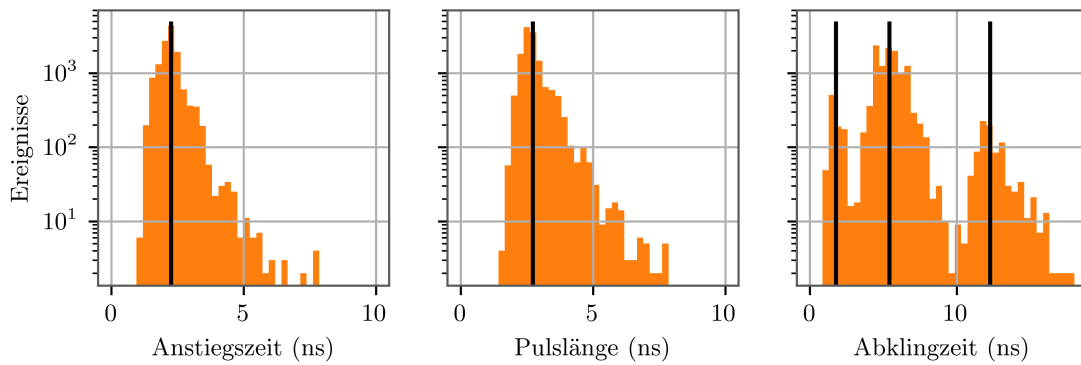


Abbildung 5.9: Histogramme der SPE-Pulse mit gemessenen Anstiegszeiten, Pulslängen und Abklingzeiten. Auffällig in den Abklingzeiten sind die drei Anhäufungen bei etwa 2 ns, 5 ns und 12 ns. Diese sind Effekte des Ringings. Mit schwarzen Linien sind die Mittelwerte der Peaks eingetragen. Daten aufgenommen mit dem PMT BA0482 bei 500 nm Wellenlänge.

Die Verteilungen der Anstiegszeiten und Pulslängen sammeln sich jeweils um einen Wert. Beide haben einen kleinen Ausläufer, hin zu größeren Zeiten. In den Histogrammen der Abklingzeiten (Abb. 5.9) finden sich drei Peaks. Beim Abfall der Wellenform kommt es zu Nachschwingung²⁴, siehe beispielhafte Wellenformen in Abb. 5.10. Die gespeicherte Abklingzeit hängt davon ab, in welcher Periode der Nachschwingung die 10 % Grenze das erste Mal unterschritten wird. So muss zwischen kleinen (FT1), mittleren (FT2) und langen Abklingzeiten (FT3) unterschieden werden. Am häufigsten sind die mittleren Abklingzeiten mit einer Nachschwingung.

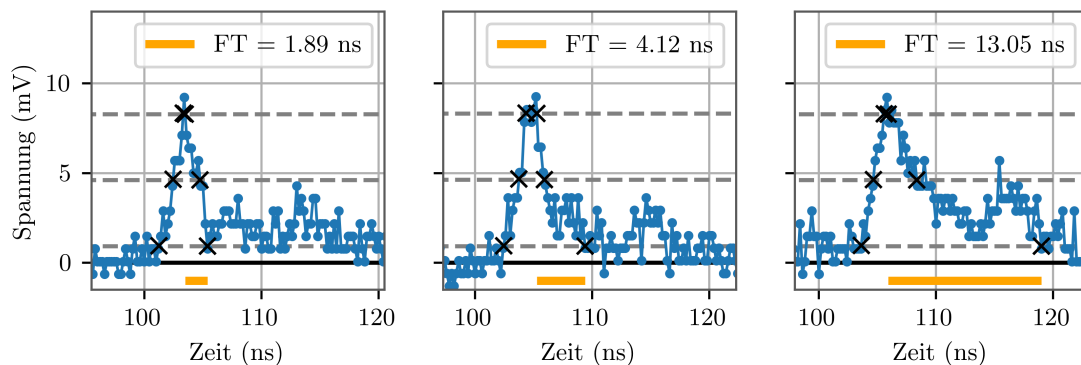


Abbildung 5.10: Die Wellenform dreier Pulse mit unterschiedlichen Abklingzeiten. Durch den Effekt des Ringings kommt es zu den verschiedenen Zeiten. Die horizontalen Linien und Kreuze 'x' gleichen denen in Abb. 5.4. Da die Daten der Wellenformen nicht aus der Analyse stammen ist nicht garantiert, dass es sich um SPE-Pulse handelt.

Für jede Wellenlänge werden die Mittelwerte, mit zugehörigen Standardfehlern, der drei Zeitdifferenzen gebildet. Aus den zwei Messungen wird anschließend der gemittelte Mittelwert gebildet. Die Ergebnisse in Abhängigkeit der Wellenlänge sind in Abb. 5.11 dargestellt.

²⁴Die Nachschwingung (engl. *ringing*) wird von der Base verursacht [25, S. 7]

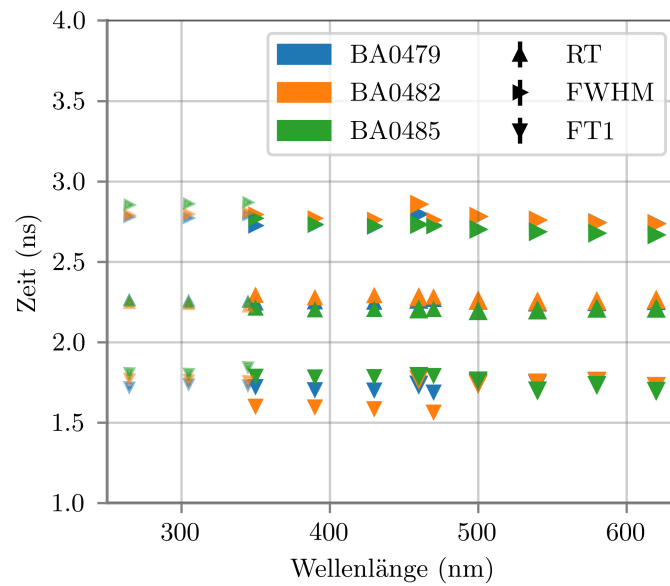


Abbildung 5.11: Zusammenhang zwischen Anstiegszeit, Pulslänge, der kleinen Abklingzeit (FT1) und der Wellenlänge. Die Zeiten von FT2 und FT3 liegen über dem dokumentiertem Wertebereich. Die Größe der Symbole unterscheidet zwischen den Modulen. Unsicherheiten, falls nicht erkennbar, kleiner als Symbolgröße.

Aus den Werten in Abb. 5.11 geht hervor, dass die Wellenlänge keinen Einfluss auf die gemessene Pulsform, welche durch RT, FWHM und FT charakterisiert ist, hat. In Abb. 5.11 sind nur die Werte der kleinen Abklingzeit (FT1) eingetragen. Überdies wird für FT2 und FT3 auch ein konstanter Wert beobachtet. Die Mittelwerte aller Wellenlängen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Wie in Abb. 5.11 schwanken die Ergebnisse zwischen den PMTs leicht. Obwohl nicht mit nominalem Verstärkungsfaktor gemessen worden ist, sind die Ergebnisse mit denen aus [25, S. 8] vergleichbar.

Tabelle 5.2: Mittelwerte der zeitlichen Parameter der Pulsform. Mit dem gewichteten Mittelwert (Gleichungen (5.3) und (5.4)) wurden die Werte einzelner Wellenlängen zusammengefasst.

	BA0479	BA0482	BA0485
RT (ns)	$2,2505 \pm 0,0005$	$2,2637 \pm 0,0005$	$2,2015 \pm 0,0005$
FWHM (ns)	$2,7429 \pm 0,0006$	$2,7578 \pm 0,0006$	$2,7016 \pm 0,0005$
FT1 (ns)	$1,7229 \pm 0,0013$	$1,6578 \pm 0,0012$	$1,7688 \pm 0,0024$
FT2 (ns)	$5,344 \pm 0,001$	$5,429 \pm 0,001$	$5,3949 \pm 0,0009$
FT3 (ns)	$12,0972 \pm 0,0046$	$12,2796 \pm 0,0044$	$12,3238 \pm 0,0056$

5.2.3 Transit-Time und Transit-Time-Spread

Im ersten Schritt werden die relativen Transit-Times in Histogrammen dargestellt, siehe Abb. 5.12. Die relative Transit-Time entspricht der Zeit zwischen Triggersignal und Zeitpunkt der maximalen Amplitude. Sie ist durch die Signallaufzeit um eine Konstante zur tatsächlichen Transit-Time verschoben.

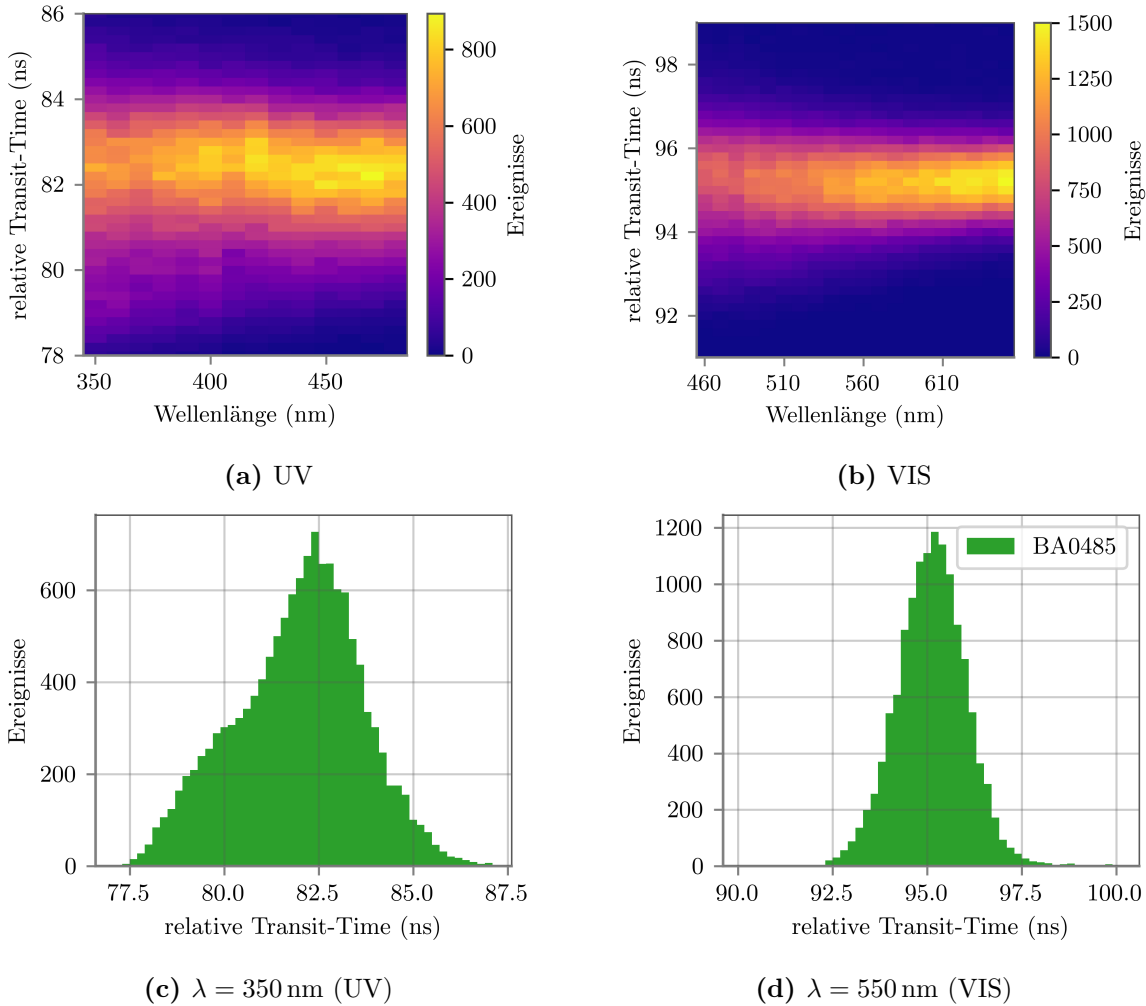


Abbildung 5.12: (a) und (b) zeigen 2D-Histogramme mit gemessenen relativen Transit-Times. Erkennbar ist, dass sich die Verteilungen der VIS und UV Messungen mit kleineren Wellenlängen ausweiten. Abbildung (c) und (d) heben Histogramme einzelner Wellenlängen hervor. In (c) ist ein deutlicher Ausläufer in Richtung kürzerer Zeiten erkennbar, die Verteilung in (d) entspricht einer Normalverteilung. Die Daten sind mit dem PMT der Kennung BA0485 aufgenommen.

In Abb. 5.12a und 5.12b wird beobachtet, dass sich die Verteilungen der Wellenlängen von UV und VIS mit kleineren Wellenlängen verbreitern. Mit größerer Schwankung der TT werden höhere Werte für die TTS erwartet, diesem Zusammenhang wird im weiteren Verlauf noch größere Aufmerksamkeit geschenkt.

Besonders für kleine Wellenlängen ($\lambda \leq 400$ nm), wie beispielsweise in Abb. 5.12c, sind Asymmetrien und Ausläufer deutlich erkennbar. Diese sollten unter der Annahme von Normalverteilungen nicht auftreten. Die Ausläufer der kürzeren Zeiten könnten aus verfrühten Pulsen resultieren. Dieser Effekt beruht darauf, dass Photonen durch die Photokathode propagieren und Sekundärelektronen direkt aus der ersten Dynode ausschlagen. Wird der PMT zur Einfallsrichtung der Photonen hinreichend stark angewinkelt, sollte dieser Effekt unterdrückt werden. Die Photonen können dann nicht mehr direkt auf die erste Dynode treffen.

Zur Überprüfung dieser Vermutung wird der PMT im Aufbau aus Abschnitt 4.1 um etwa 60° gedreht. Die Photonen treffen dabei noch immer das Zentrum der Photokathode²⁵, allerdings im Winkel der Verdrehung. Diese Messung wurde einmalig für den PMT der Kennung BA0485 mit den Wellenlängen von DUV durchgeführt. Der Vergleich der relativen Transit-Times von verkippter zu zentraler Bestrahlung bei 345 nm wird in Abb. 5.13

gezeigt. Der Ausläufer wird mit der Verdrehung abgeschwächt, dies bekräftigt die Vermutung der verfrühten Pulse. Da die Stärke der Ausläufer mit kleineren Wellenlängen zugenommen hat wird vermutet, dass die Wahrscheinlichkeit dieser auch von der Wellenlänge abhängig sein könnte. Dagegen spricht, dass verfrühte Pulse nach [25, S. 15] ab 5 ns vor der mittleren Transit-Time liegen. Die Ausläufer welche in den Verteilungen dieser Arbeit vorkommen liegen aber eher im Bereich zwischen 5 ns und 2 ns vor der mittleren Transit-Time.

Zur Analyse der Histogramme zur Bestimmung der TT sowie der TTS gibt es mehrere Methoden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Methoden angewandt. Beide gehen von Normalverteilungen aus und werden nun vorgestellt und diskutiert.

Methode A: Gaußfit

Eine verbreitete Methode um auf die Werte der mittleren TT sowie der TTS zu schließen, ist die Verteilung der relativen TT durch die Gaußfunktion (Gleichung (5.2)) zu fitten. Der Parameter m liefert die TT, das Sigma σ die TTS. Unsicherheiten folgen auch aus dem Fit. Damit Effekte wie vorzeitige und verspätete Pulse nicht zu stark ins Gewicht fallen wird der Bereich des Fits eingeschränkt. Dieser wird mit ± 2 ns um den Bin mit den meisten Ereignissen definiert.

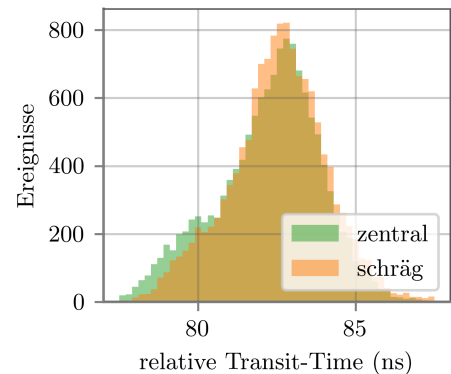


Abbildung 5.13: Vergleich der Verteilungen der relativen Transit-Times bei zentraler (blau) und schräger (orange, etwa 60° verkippt) Bestrahlung. Der Ausläufer zu kleineren Zeiten kann mit dem schrägen Einfall der Photonen unterdrückt werden. Gemessen mit dem PMT der Kennung BA0485 bei einer Wellenlänge von 345 nm.

²⁵Die Box um den PMT aus Abb. 4.1 wird entfernt. Die Photokathode wird außerdem mit Isolierband beklebt, sodass nur noch durch die unbedeckte Fläche im Zentrum Photonen gemessen werden können.

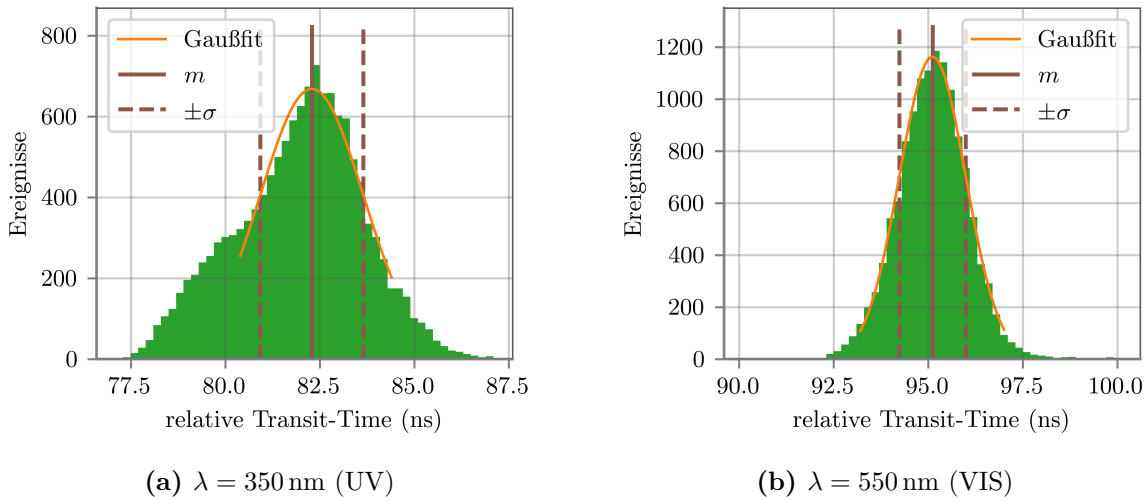


Abbildung 5.14: Histogramme der relativen TT, analysiert mit Methode A, dem Fit der Gaußfunktion. Die relative TT ist die Zeit des Mittelwerts m , die TTS das Sigma σ . Daten wie in Abb. 5.12c und 5.12d.

Entspricht die Verteilung der relativen TT in etwa der einer Normalverteilung, so ist die Methode des Gaußfits eine sinnvolle Weise um die Werte der mittleren TT und TTS zu bestimmen. Für Wellenlängen kleiner als 450 nm (UV) beginnen die Ausläufer in Richtung der kleineren Zeiten zuzunehmen. Für die Daten mit 350 nm (UV) in Abb. 5.14a ist der Ausläufer sehr deutlich erkennbar. Hier entspricht der Fit nicht mehr der Verteilung der Daten. Die Methode A ist damit nur bedingt für die Auswertung dieser geeignet.

Methode B: Festes Zeitfenster

Eine zweite Methode um die Verteilungen der relativen TT zu analysieren erfolgt über die Berechnung von Mittelwert und Standardabweichung. Methode B nimmt Asymmetrien und Ausläufer als natürlichen Teil der Verteilung an. Zunächst wird im Histogramm der Bin mit den meisten Ereignissen ausgewählt. Ausgehend von diesem wird mit $\pm 5 \text{ ns}$ ein festes Zeitfenster²⁶ konstruiert. Alle Werte der gemessenen TT außerhalb des Fensters werden von der Berechnung ausgeschlossen. Die verbleibenden Werte werden in 10 Gruppen aufgeteilt. Von jeder Gruppe wird der Mittelwert und die Standardabweichung berechnet. So werden 10 Werte der TT und der TTS erhalten, diese werden jeweils mit Gleichungen (4.2) und (4.3) zu einem Wert mit Unsicherheit verrechnet.

²⁶Das Zeitfenster von $\pm 5 \text{ ns}$ ist so gewählt, dass die Verteilungen aller analysierten Wellenlängen darin Platz finden.

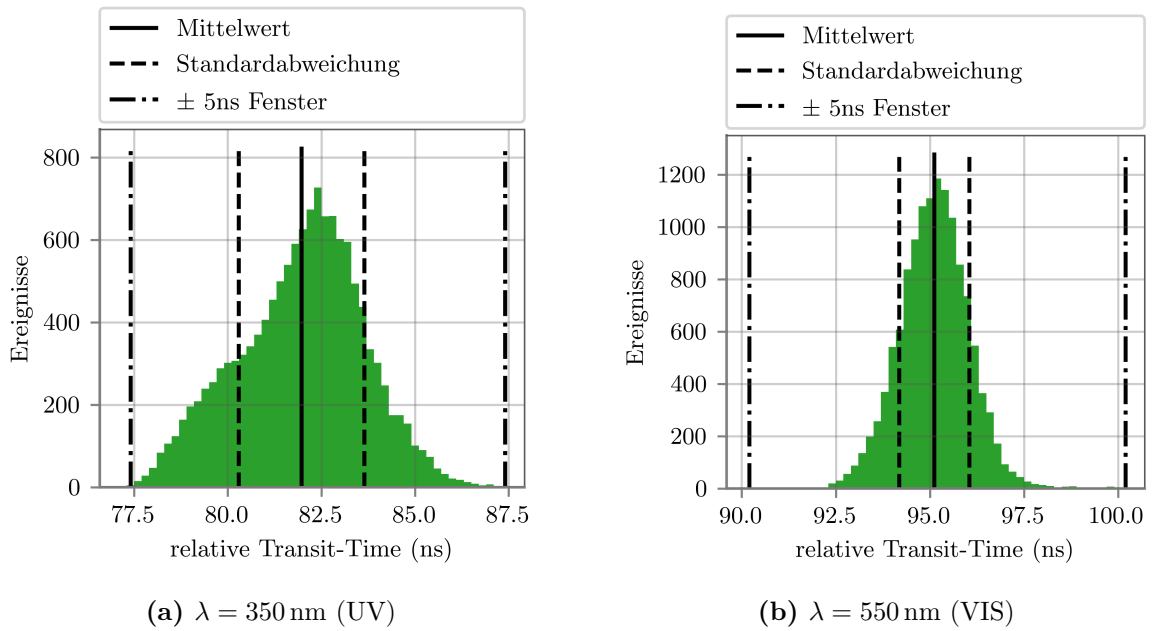


Abbildung 5.15: Histogramme der relativen TT, analysiert mit Methode B. Um den Bin mit den meisten Ereignissen wird ein festes Zeitfenster definiert. Mit Mittelwert und Standardabweichung können TT und TTS berechnet werden. Daten wie in Abb. 5.12c und 5.12d.

Die Methode B gewichtet alle Daten im Zeitfenster gleich stark. Die Ausläufer werden mitberechnet, dies erklärt die Abweichung zwischen Mittelwert und Maximum der Verteilung in Abb. 5.15a.

Da die Wellenlängen in der Messung doppelt durchlaufen wurden, liegen für jede Wellenlänge wieder zwei Histogramme und damit zwei Werte der TT und TTS vor. Für Methoden A und B wird aus den Werten jeweils der gewichtete Mittelwert mit passender Unsicherheit berechnet, siehe Gleichungen (5.3) und (5.4). Die Ergebnisse der relativen mittleren TT der VIS und UV Wellenlängen sind in Abb. 5.16 gezeigt.

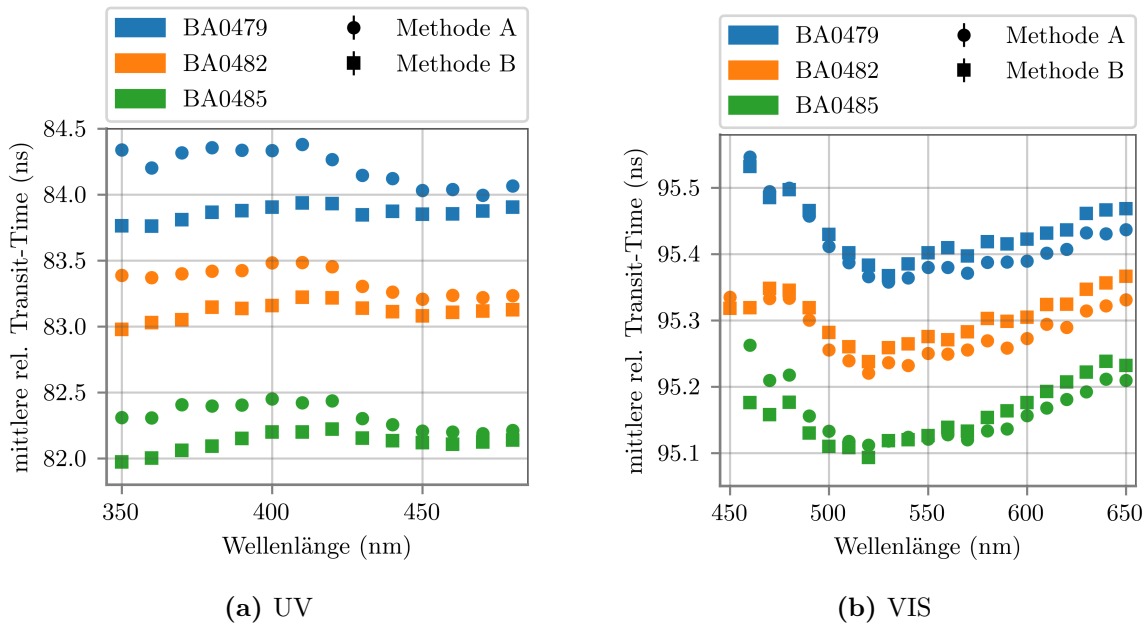


Abbildung 5.16: Werte der relativen mittleren Transit-Times der Methoden A und B in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die Werte der PMTs BA0479 und BA0482 sind zur besseren Darstellung um eine konstante Zeit verschoben. Unsicherheiten, falls nicht erkennbar, kleiner als Symbolgröße.

Für die TT der VIS Wellenlängen stimmen die Werte der Methoden A und B gut überein, die Abweichungen liegen meist deutlich unter 0,1 ns. Für die Wellenlängen kleiner als 450 nm werden die Unterschiede der beiden Methoden größer. Sie liegen dann in der Größenordnung von einer halben Nanosekunde. In Methode B sind die Werte der UV Wellenlängen kleiner, da die Ausläufer zu kleinen Zeiten in den Werten voll enthalten sind. Methode A des Gaußfits schließt die Ausläufer nur teilweise ein. Außerdem gehen in Methode B, mit der Breite des Fensters von 10 ns, deutlich mehr gemessene Zeiten in der Berechnung ein²⁷. Die Verläufe der TT mit den Wellenlängen sind für alle PMTs die gleichen. Jedoch konnte im Vergleich mit den Daten aus Abschnitt 4.3 kein Zusammenhang erkannt werden. Die mittlere relative TT aller PMTs unterscheidet sich zwischen den einzelnen Wellenlängen nur sehr schwach, um maximal etwa 0,2 ns (BA0479 VIS). Daher besteht keine deutliche Abhängigkeit der TT von den gemessenen Wellenlängen. Die TTS ist nicht nur die Streuung sondern auch die zeitliche Auflösung der TT bei Messungen einzelner Photonen. Bereits in Abb. 5.12a und 5.12b ist erkennbar, dass eine Abhängigkeit der TTS von der Wellenlänge gemessen wurde. Die gemessenen TTS Werte enthalten jedoch die Laserpulsbreite. Um die tatsächliche TTS des PMTs zu bestimmen wird die TTS der Messung mit der Laserpulsbreite t_{Puls} verrechnet,

$$\text{TTS}_{\text{PMT}} = \sqrt{\text{TTS}^2 - t_{\text{Puls}}^2}. \quad (5.5)$$

Mit Fehlerfortpflanzung wird die kombinierte Unsicherheit

$$u(\text{TTS}_{\text{PMT}}) = \sqrt{\left(\frac{\text{TTS}}{\sqrt{\text{TTS}^2 - t_{\text{Puls}}^2}} \cdot u(\text{TTS}) \right)^2 + \left(\frac{-t_{\text{Puls}}}{\sqrt{\text{TTS}^2 - t_{\text{Puls}}^2}} \cdot u(t_{\text{Puls}}) \right)^2}, \quad (5.6)$$

²⁷Zur Erinnerung: Methode A nutzt für den Gaußfit Daten im Zeitfenster von 4 ns.

berechnet. Die erhaltenen TTS Werte der Methoden A und B aller drei PMTs sind in Abb. 5.17 dargestellt.

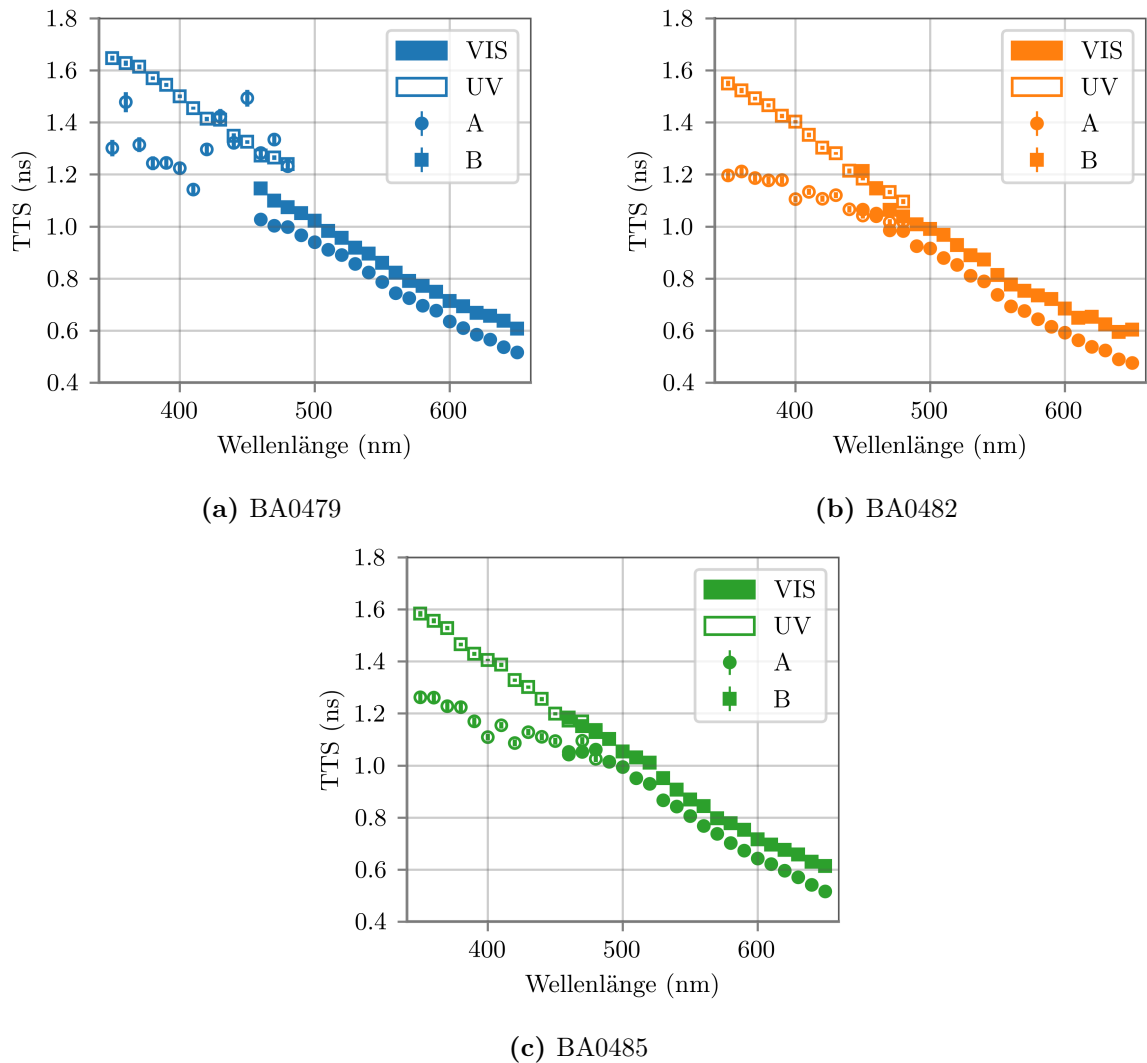


Abbildung 5.17: Transit-Time-Spread der drei PMTs in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die gefüllten Symbole sind die Wellenlängen des VIS, die ungefüllten die des UV Moduls. Alle PMTs messen mit größeren Wellenlängen eine Abnahme der TTS. Die UV Werte der Methode A des PMT BA0479 weichen deutlich von den Werten der anderen PMTs ab. Unsicherheiten, falls nicht erkennbar, kleiner als Symbolgröße.

Mit allen drei PMTs wurde eine Abnahme der TTS mit größeren Wellenlängen bestimmt. Erwartet wird, dass sich die Werte der TTS der UV und VIS Module überschneiden. Gegen diese Erwartung spricht der Versatz der TTS in Abb. 5.17a (BA0479) von etwa 0,1 ns der Methode B. Der Versatz von Methode A ist hier noch größer, allerdings wird den UV Werten der Methode A nicht im selben Maße vertraut. Auch der Übergang der TTS von BA0482 ist nicht fließend. Auch hier wird vermutet, dass dies mit dem zwischenzeitlichen Wechsel der PMTs zu tun haben könnte. Die TTS des unbewegten PMT BA0485 überschneidet sich zwischen UV und VIS. Insgesamt liefert Methode B im Vergleich zu Methode A größere Werte für die TTS.

Grund ist, dass sich die Verteilungen der relativen TT durch die Ausläufer ausweiten, die Daten der Ausläufer gehen dann in die Berechnung von Methode B ein. Diese Beobachtung gilt nicht für die TTS Werte der Wellenlängen 430 nm bis 480 nm (UV) des BA0479. In den TT Histogrammen der UV Wellenlängen sind einige Bins²⁸ ohne Ereignisse. Für die Histogramme dieses PMTs ist die Breite der Bins dann verdoppelt worden. Für den Gaußfit liegen dann noch etwa 10 Referenzwerte vor. Damit wird die Zuverlässigkeit des Fits eingeschränkt. Als Folge schwanken die σ Werte, also die TTS, stärker.

Wie bereits in Abb. 5.14a beobachtet, sind die Ausläufer und Asymmetrien nicht durch eine einfache Gaußfunktion zu vermitteln. Deshalb sind TTS Werten der UV Wellenlängen, bestimmt mit Methode A, nicht verlässlich. Im Vergleich dazu verschwimmen die Ausläufer und Asymmetrien in den TTS Werten der Methode B. So sind die TTS Verläufe der UV Wellenlängen aus Methode B 'glatter'. Da die Ausläufer nicht vollständig verstanden sind, werden auch diese Werte kritisch behandelt. Mit Blick auf die Histogramme beginnen die Ausläufer bei Wellenlängen kleiner 450 nm (UV). Es ist nicht auszuschließen, dass diese auch Einfluss auf die Verteilung relativer TT größerer Wellenlängen haben. Den TTS Werten der VIS Wellenlängen, bestimmt mit Methode A, wird der höchste Grad des Vertrauens zugeschrieben. Denn wie erwartet sind die Daten der TT hier normalverteilt. Um diese TTS Daten zwischen den PMTs vergleichen zu können, sind sie linear gefittet. Die Parameter sind in Tabelle 5.3 eingetragen. Sie überschneiden sich zwar nicht im Rahmen ihrer Unsicherheiten, sind aber dennoch vergleichbar groß.

Tabelle 5.3: Parameter aus dem linearen Fit mit $TTS = m \cdot \lambda + c$. TTS Daten aus Abb. 5.17 der VIS Wellenlängen und Methode A. Die Unsicherheiten stammen aus dem Fit.

	BA0479	BA0482	BA0485
m (ns/nm)	$(-2,87 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$	$(-3,05 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$	$(3,11 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$
c (ns)	$2,365 \pm 0,015$	$2,424 \pm 0,015$	$2,520 \pm 0,016$

Photonen kleinerer Wellenlänge haben höhere Energien. Diese werden im Photoeffekt zum Teil an die kinetische Energie der Photoelektronen übertragen. Das Spektrum der möglichen Startgeschwindigkeiten eines emittierten Photoelektrons steht damit in Abhängigkeit der Wellenlänge. Diese Annahme soll im folgenden Abschnitt in Form eines Modells eine Erklärung für den gemessenen Zusammenhang zwischen TTS und der Wellenlänge eintreffender Photonen liefern. Die Abnahme der TTS mit größerer Wellenlänge stimmt mit den Ergebnissen früherer Experimente von Bebelaar [34, S. 1117 ff.] sowie von Sipp, Miehe und Lopez-Delgado [35, S. 3] überein.

Vergleich TTS und Ladung

In der Analyse wurde ein Zusammenhang zwischen Daten der TTS und Ladung (der SPE-Messung) beobachtet. Die Daten der meisten Wellenlängen ähneln sich stark, sind aber antikorreliert, vergleiche Abb. 5.18. Da der Zusammenhang zwischen Ladung und Wellenlänge nicht vollständig verstanden ist, soll dieses Ergebnis nur als Auffälligkeit gezeigt werden.

²⁸Die Breite der Bins von 0,2 ns ist an die Abtastrate (5 GHz) des Oszilloskops angepasst.

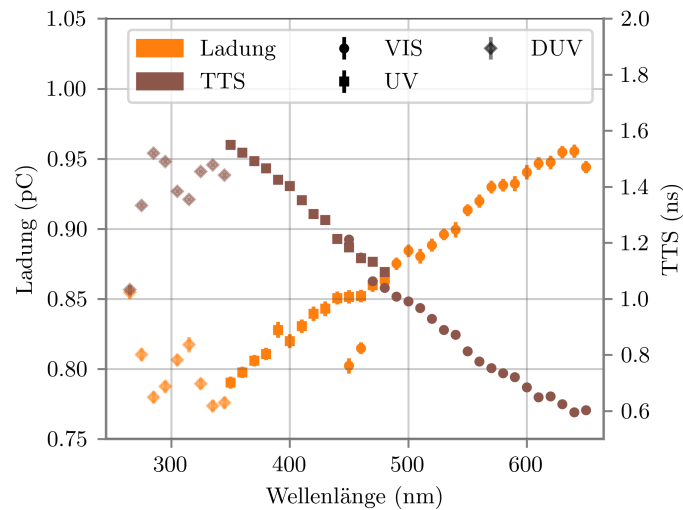


Abbildung 5.18: Direkter Vergleich zwischen Messwerten der TTS und Ladung der SPE-Pulse. Hier sind zusätzlich die TTS Daten der DUV Wellenlängen eingetragen, aufgenommen mit BA0482.

5.2.4 TTS Modell

Um die Wellenlängenabhängigkeit der TTS besser nachvollziehen zu können wurde ein einfaches Modell erstellt. Wie in [34, S. 1117] wird angenommen, dass die TTS vor allem von den Anfangsgeschwindigkeiten der Photoelektronen beim Verlassen der Photokathode bestimmt wird. Die Rechnung des Modells beruht auf [36, S. 7], in dieser Arbeit werden die Laufzeiten von Ionen im PMT für *aferpulsing type II* berechnet. Anschließend können die Daten der Messung mit dem Modell verglichen werden.

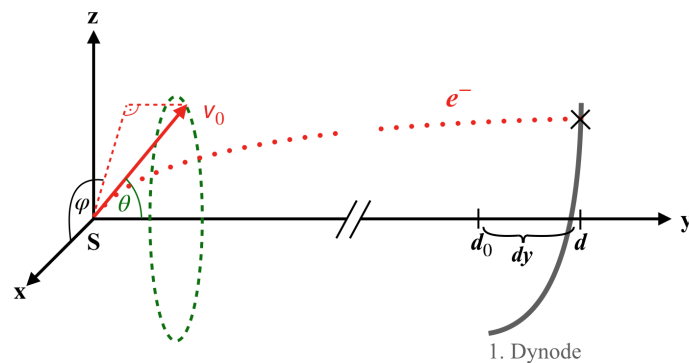


Abbildung 5.19: Schematisches Modell für die Bewegung der Photoelektronen zwischen Photokathode und 1. Dynode. Bei der Photokathode S wird ein Elektron in zufälliger Richtung mit Geschwindigkeit v_0 emittiert und anschließend in y -Richtung beschleunigt. Rechts trifft das Elektron bei $y = d$ die Dynode.

Photonen der Energie $E_\gamma = \frac{h \cdot c}{\lambda}$ werden im Punkt $S = [0,0,0]$ in Photoelektronen übersetzt. Im Experiment entspricht dieser Punkt dem Zentrum der Photokathode. Die Anfangsgeschwindigkeit der Photoelektronen ist von der Energie, also der Wellenlänge

der Photonen, abhängig. Zunächst wird die kinetische Energie der Photoelektronen

$$E_{\text{kin}} = E_{\gamma} - W \quad (5.7)$$

aus dem Energieerhaltungssatz bestimmt. W entspricht der Austrittsarbeit der Photokathode. E_{kin} wird anschließend in die Anfangsgeschwindigkeit

$$v_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot E_{\text{kin}}}{m_e}} \quad (5.8)$$

bei $y = 0$ umgerechnet, m_e ist die Masse des Elektrons. Die y -Achse ist in Richtung der ersten Dynode gewählt. Die Richtung der Startgeschwindigkeit wird von den Winkeln θ und φ angegeben, siehe Abb. 5.19 (links). Die Startgeschwindigkeit in positive y -Richtung ist nur vom Winkel θ abhängig,

$$v_{y0} = \cos \theta \cdot v_0. \quad (5.9)$$

Die Elektronen bewegen sich im elektrischen Feld und werden in positive y -Richtung beschleunigt. Analog zu einem Plattenkondensator verlaufen die Feldlinien streng homogen²⁹. Das elektrische Potential V_0 entspricht der Spannungsdifferenz zwischen S und d , also zwischen Photokathode und erster Dynode. Im Modell wird ein lineares Potential angenommen, $V(y) = V_0 \left(1 - \frac{y}{d}\right)$. Die Geschwindigkeit der Elektronen in y -Richtung addiert sich somit zu

$$v(y) = v_{y0} + \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_e} \cdot (V(0) - V(y))} = v_{y0} + \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_e} \cdot \left(V_0 \cdot \frac{y}{d}\right)}, \quad (5.10)$$

mit der Elementarladung e .

Die Flugzeit des Photoelektrons zwischen S und d entspricht der TT ohne Dynodensystem, sie wird durch das Integral

$$t = \int_0^d \frac{1}{v(y)} dy \quad (5.11)$$

berechnet. Die Lösung des Integrals mit Gleichung (5.10) ist

$$t = \sqrt{\frac{2m_e d^2}{e V_0}} + \frac{m_e d v_{y0}}{e V_0} \cdot \log \left(\frac{v_{y0}}{\sqrt{\frac{2e V_0}{m_e}} + v_{y0}} \right). \quad (5.12)$$

In der Berechnung des Modells wird die Form der ersten Dynode der R12199-01HA PMTs berücksichtigt. Da diese gekrümmt ist, ist der Weg der Photoelektronen zur ersten Dynode d in y -Richtung unterschiedlich weit. In Abhängigkeit der Bewegung in z -Richtung³⁰ muss zu der Distanz zwischen Photokathode und Fokussierungselektroden d_0 der Wert dy addiert werden, siehe Abb. 5.19 (rechts).

²⁹Diese Annahme wird dadurch begründet, dass die Photoelektronen im Experiment aus dem Zentrum der Photokathode emittiert werden. Die Feldlinien zwischen Rand der Photokathode und erster Dynode verlaufen gekrümmt [25, S. 11]

³⁰Die Bewegung in x -Richtung kann vernachlässigt werden, da die Dynode keine Krümmung in x -Richtung hat.

Die z -Position ändert sich linear³¹ mit der Zeit t und hat direkten Einfluss auf die Strecke d . Da die Zeit t jedoch selbst von der Strecke d abhängt, wird sie iterativ bestimmt.

Die Berechnung der Flugzeiten aus Gleichung (5.12) wird numerisch mit einer Monte-Carlo-Simulation gelöst. Dabei sind die Winkel der Startrichtung zufällig verteilt. Der Polarwinkel θ nimmt einen Wert zwischen 0 und $\pi/2$ (0° bis 90°), der Azimutwinkel φ einen Wert zwischen 0 und 2π (0° bis 360°) an. Angepasst an das Auflösungsvermögen des Lasers (VIS) schwankt die Wellenlänge mit der Standardabweichung von 2 nm um den eingestellten Wert.

Mit der Standardabweichung der Flugzeiten wird der erste Teil der TTS_{Modell} simuliert. Der Beitrag des Dynodensystems σ_{TTS} wird im Modell als konstant angenommen, er wird quadratisch addiert. Die TTS des Modells ist wird mit folgender Gleichung berechnet,

$$TTS_{\text{Modell}} = \sqrt{\text{std}(t(\lambda, W, d_0, V_0))^2 + \sigma_{TTS}^2}. \quad (5.13)$$

Der Betrag der Startgeschwindigkeit ist von den Modell-Parametern, Wellenlänge und Austrittsarbeit abhängig. Zusätzlich können Potential, Abstand d_0 und Zeit σ_{TTS} als Parameter variiert werden.

³¹Das elektrische Feld in y -Richtung hat keine Wirkung auf die Geschwindigkeitsanteile der Photoelektronen in x - und z -Richtung.

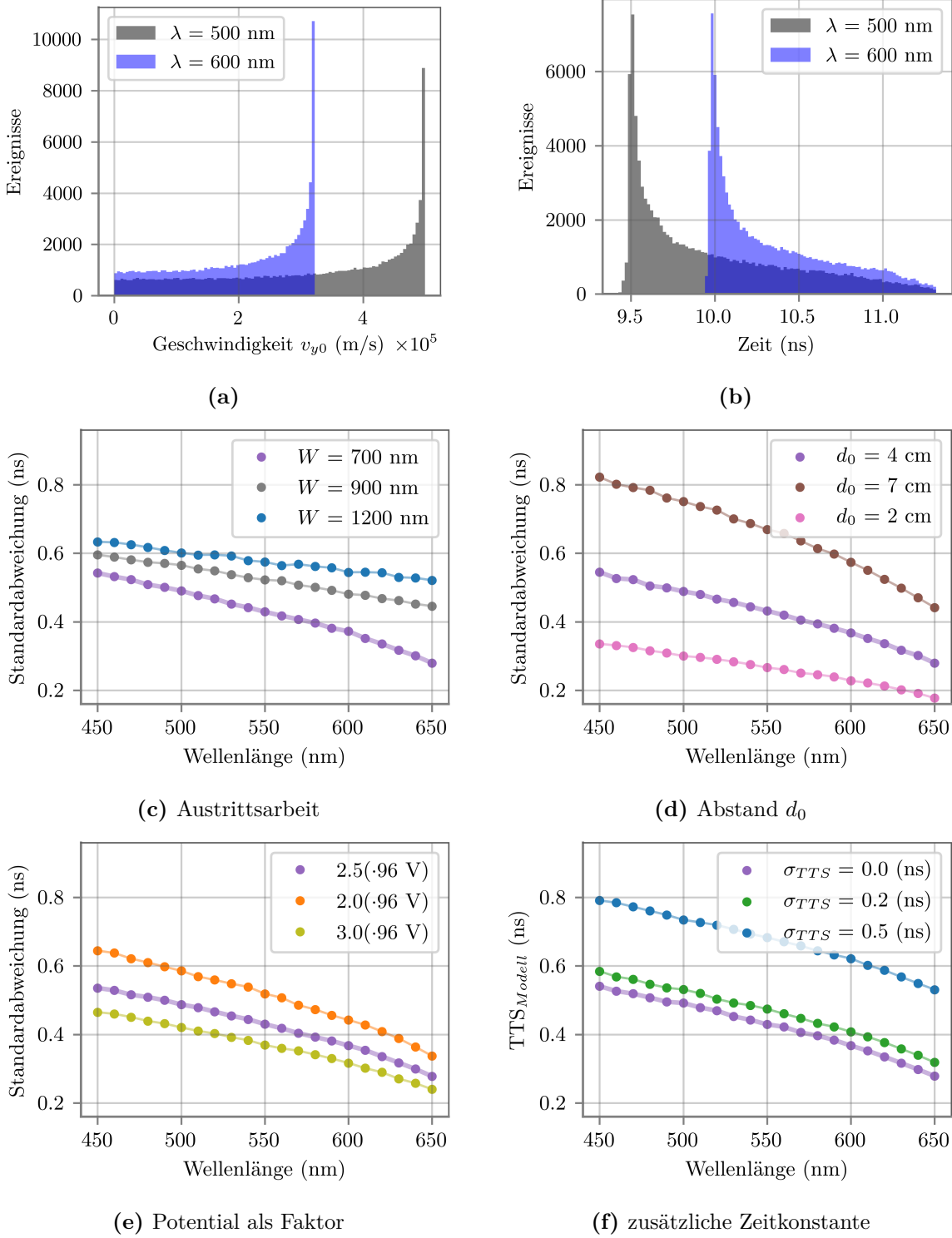


Abbildung 5.20: In (a) ist die Verteilung der Startgeschwindigkeiten in y -Richtung gegeben, (b) zeigt Verteilung der berechneten Flugzeiten. Die simulierten Daten der Verteilungen sind beispielhaft für 100 000 Photonen der Wellenlänge 500 nm und 600 nm mit zufälligen Winkeln θ und φ erzeugt. Standardabweichungen der Flugzeiten in (c) bis (e) und TTS_{Modell} in (f) sind mit variierenden Parametern in Abhängigkeit der Wellenlänge angegeben. Die Punkte sind nur zur besseren Übersicht miteinander verbunden. Die Werte in lila haben die selben Parameter wie (a) und (b), diese sind Austrittsarbeit $W = 700$ nm, Abstand $d_0 = 4$ cm, Potentialdifferenz $V_0 = 2,5 \cdot 96$ V und $\sigma_{TTS} = 0$ ns.

Die Parameter Austrittsarbeit $W = 700 \text{ nm}$, Abstand $d_0 = 4 \text{ cm}$ und Potentialdifferenz $V_0 = 2,5 \cdot 96 \text{ V}$ werden für PMTs des Typs R12199-01HA erwartet. Die Austrittsarbeit wird bewusst in Abhängigkeit der Wellenlänge angegeben, für $\lambda = 700 \text{ nm}$ geht die Quanteneffizienz gegen null. Die Spannung zwischen Photokathode und erster Dynode, also die Potentialdifferenz, wird durch einen Faktor der eingestellten Spannung an der aktiven Base charakterisiert. Erwartet wird der Faktor 2,5 [31]. Simulierte Werte dieser Parameter zu Startgeschwindigkeit in y -Richtung und Flugzeit sind in Abhängigkeit zweier Wellenlängen in Abb. 5.20a und 5.20b dargestellt. Nach den Daten aus Abb. 5.20a ist eine hohe Startgeschwindigkeit in y -Richtung am wahrscheinlichsten. Dies folgt aus Gleichung (5.10), da der Kosinus für Argumente um 0 näherungsweise seinen maximalen Wert hält. Dementsprechend sind auch die kürzeren Flugzeiten in Abb. 5.20b die wahrscheinlichsten. Da der Wert der Wellenlänge im Modell leicht schwankt hat die Verteilung zu kleineren Zeiten keinen harten Schnitt. Zusätzlich dazu werden die größeren Zeiten mit der Beschleunigung der Elektronen abgeflacht. Der höchste Wert der Zeit ist unabhängig von der Wellenlänge, denn das Modell lässt für alle Wellenlängen Startgeschwindigkeiten ohne Anteil in y -Richtung zu ($v_{y0} = 0$). Die maximale Startgeschwindigkeit in y -Richtung ist direkt mit der minimalen Flugzeit verknüpft und bestimmt somit die Breite des Zeitspektrums. Passend zu dieser Beobachtung nimmt auch die Standardabweichung der Flugzeiten in Abb. 5.20c mit steigender Wellenlänge ab, sie geht mit Gleichung (5.13) direkt in den Wert von der $\text{TTS}_{\text{Modell}}$ ein.

Im Vergleich zu den bisherigen Parameterwerten in lila ($W = 700 \text{ nm}$, $d_0 = 4 \text{ cm}$ und $V_0 = 2,5$) werden in Abb. 5.20c bis 5.20f einzelne Parameter variiert, so kann auf ihren Einfluss geschlossen werden. Wird die Austrittsarbeit verkleinert (größere Wellenlänge), so nimmt die Standardabweichung zu, da sich das Spektrum mit höheren Startgeschwindigkeiten verbreitert. Eine Zunahme wird auch für einen größerem Abstand d_0 beobachtet. Mit längerer Flugzeit werden die Zeiten stärker gestreut. Wird die Potentialdifferenz erhöht, so nimmt die Bedeutung der Startgeschwindigkeit durch die stärkere Beschleunigung ab. Dies führt auf kleinere Werte der Standardabweichung. Durch Vergrößerung des Zeitparameters σ_{TTS} werden alle Werte der $\text{TTS}_{\text{Modell}}$ in positive y -Richtung verschoben.

Im Folgenden werden die TTS Werte (Methode A in Abb. 5.17) der VIS Wellenlängen aller drei PMTs durch das Modell gefittet. Da für die TTS Werte eine normalverteilte Wahrscheinlichkeitsdichte angenommen wird, enthält die Plausibilitätsfunktion (engl. *Likelihood*)

$$L(\mu_i) = \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp\left(-\frac{(x_i - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (5.14)$$

eine normierte Gaußfunktion. Allgemein mit den Messwerten $x_i \pm \sigma_i$ und dem Modellwert μ_i . Diese Werte stehen in Abhängigkeit der Wellenlänge. Wird der Logarithmus der Gleichung berechnet, löst sich die Multiplikation zu einer Summe. Da der Vorfaktor $\sqrt{2\pi\sigma_i^2}^{-1}$ einen konstanten Beitrag liefert kann er im folgenden vernachlässigt werden. Im Fit liefert der Kern der Log-Likelihood-Funktion

$$\log(L) = \sum_{i=1}^n -\frac{(x_i - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}, \quad (5.15)$$

einen Vergleichswert zwischen Messwerten der TTS und Werten des Modells. Um das Modell zu fitten, werden die Parameter des Modells (Austrittsarbeit W , Potential V_0 , Abstand d_0 und konstante Zeit σ_{TTS}) bewusst über die Grenzen der Erwartung variiert. Der gewählte Parameterraum der Austrittsarbeit läuft von 655 nm bis 1200 nm, der Strecke d_0 von 1 cm bis 10 cm, des Faktors des Potentials von 2 bis 3 und für σ_{TTS} von 0 ns bis 1 ns. Zuerst werden nacheinander die einzelnen Parameter durchlaufen, für jede Einstellung wird die Log-Likelihood berechnet. Anschließend wird die Konfiguration mit der kleinsten negativen Log-Likelihood gesucht. Mit diesen Parametern stimmt das Modell am besten mit den Messdaten überein. In Abb. 5.21 werden die Parameter des PMT BA0485 marginalisiert. Das bedeutet, dass jeweils der kleinste Wert der negativen Log-Likelihood für einen festgehaltenen Parameter gesucht wird.

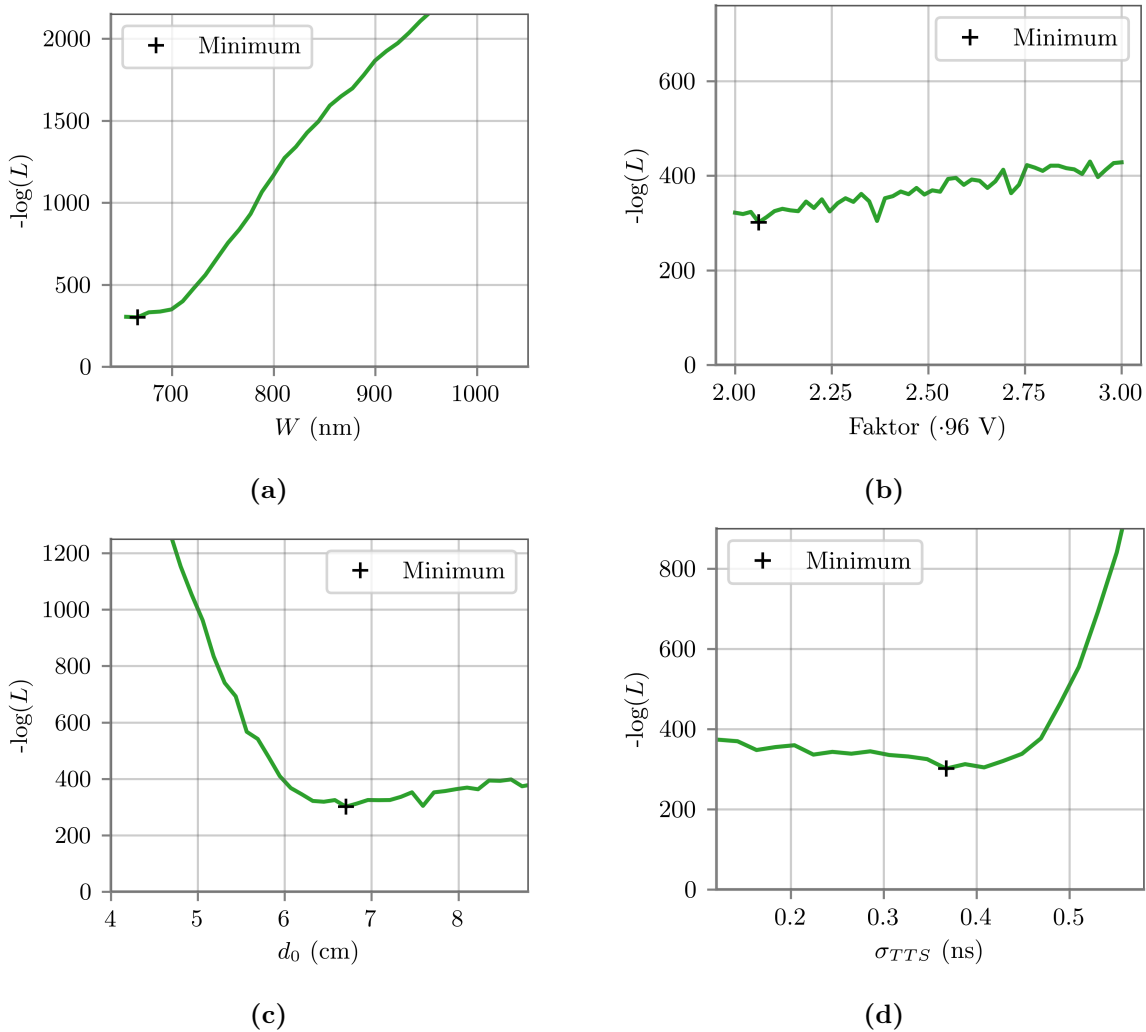


Abbildung 5.21: Hier werden die einzelnen Parameter marginalisiert. Das Minimum entspricht dem globalen Minimum, also der Konfiguration der Parameter mit der kleinsten negativen Log-Likelihood, ($-\log(L) = 301,5$). Die Werte der Log-Likelihood stammen aus dem Fit mit den TTS Daten des BA0485.

Auffällig in Abb. 5.21 ist, dass das lokale Minimum aller Parameter mit dem globalen Minimum übereinstimmt. Die Werte in Abb. 5.21b sind in kleinerem y -Bereich der Log-Likelihood angegeben, deshalb ist die Streuung der Werte nur scheinbar größer.

Ursprung der Streuung ist die statistische Schwankung der Monte-Carlo-Simulation. Für die Parameter des Abstands und σ_{TTS} werden Minima gefunden. Der minimale Wert der Austrittsarbeit liegt an der Grenze des gewählten Parameterraums. Da die Kurve des Faktors in Abb. 5.21b relativ flach ist, wird darauf geschlossen, dass dieser Parameter nur einen kleinen Einfluss auf das Modell hat. Für die Parameter der kleinsten negativen Log-Likelihood werden die Werte der Messung und des Modells in Abb. 5.22 verglichen. Die Werte der Parameter sind in Tabelle 5.4 eingetragen.

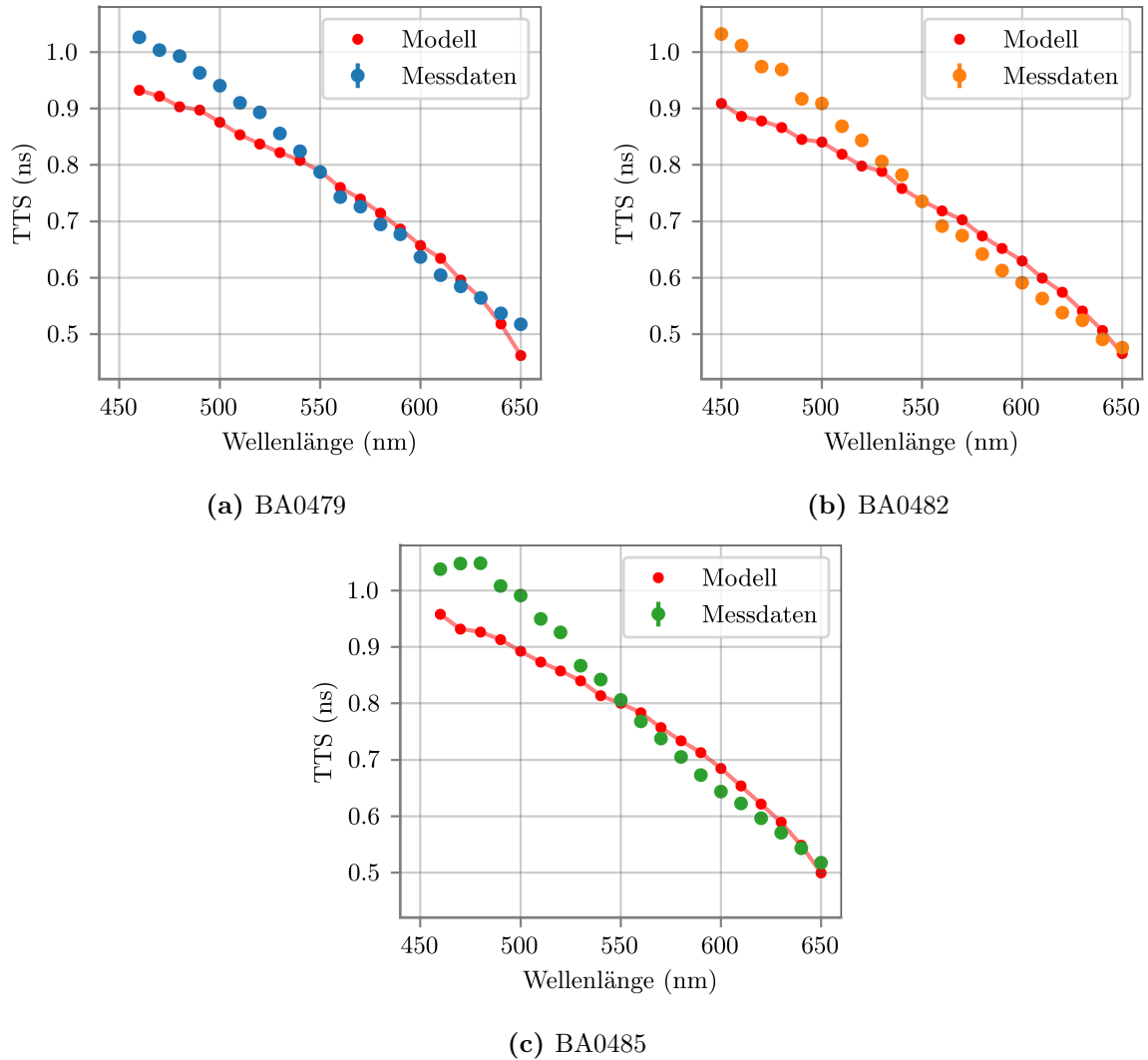


Abbildung 5.22: Vergleich zwischen TTS Messdaten (Methode A aus Abb. 5.17) und Werten des Modells. Werte des Modells sind mit Parametern aus Tabelle 5.4 bestimmt. Unsicherheiten der Messwerte falls nicht erkennbar kleiner als die Symbolgröße.

Um zu testen, ob das Modell allgemeingültig ist wurden TTS Werte mit einem größerem PMT vom Typ Hamamatsu R7081-01³² (SN SA2737) wie in Abschnitt 5.2.3 der Methode A bestimmt. Anschließend wurden diese mit dem selben Modell gefittet.

³²PMTs vom Typ R7081-01 sind in den DOMs von IceCube verbaut.

Tabelle 5.4: Modell-Parameter des globalen Minimums der negativen Log-Likelihood. Ist ein Wert geklammert, so liegt er am Rand des gewählten Parameterbereichs. Der Wert der Potentialdifferenz des PMT SA2737 ist nicht als Faktor sondern als tatsächlicher Spannungswert gegeben.

	R12199-01HA			R7081-01
	BA0479	BA0482	BA0485	SA2737
W (nm)	(655)	677,2	666,1	671,9
V_0	2,1	2,0	2,1	(250 V)
d_0 (cm)	6,45	6,2	6,7	(10,0)
σ_{TTS} (ns)	0,41	0,24	0,37	0,04

Die Parameter in Tabelle 5.4 sind im Rahmen dieser Arbeit ohne Unsicherheiten angegeben. Mit Polynomfits könnten diese bestimmt werden. Beide PMT Typen haben eine Bialkali-Kathode, die Wellenlängen der Austrittsarbeit stimmen in etwa mit dem Wert überein, an welchem die Quanteneffizienz der PMTs gegen Null geht. Für den PMT des Typs R12199-01HA wäre ein Wert von etwa 2,5 für den Faktor der Potentialdifferenz erwartet worden. Die Werte des Modells sind kleiner, jedoch kann das Modell nur schwer zwischen den Faktoren unterscheiden. Die Abstände d_0 von gut 6 cm liegen über dem geschätztem Wert von etwa 4 cm. Dennoch entsprechen sie der erwarteten Größenordnung. Im Vergleich des Modells mit den Messdaten in Abb. 5.22 (R12199-01HA) stimmen die TTS Werte der Wellenlängen ab 550 nm gut überein. Bei kleineren Wellenlängen liefert das Modell geringere TTS Werte als die Messung. Für diese Wellenlängen generiert das Modell keine passenden Werte mehr.

Mit Blick auf die Parameter des großen R7081-01 PMTs in Tabelle 5.4 und dem anschließendem Vergleich in Abb. 5.23 wird deutlich, dass das Modell nicht als allgemeingültig angenommen werden kann. Gegen das Modell spricht auch, dass der Wert der kleinsten negativen Log-Likelihood eine Größenordnung über den Werten der PMTs vom Typ R12199-01HA liegt. Die erwartete Potentialdifferenz beträgt etwa 187,3 V, der Abstand d_0 etwa 17 cm. Im Fit liegt das globale sowie das lokale Minima dieser Parameter nach Marginalisierung an der Grenze des gefitteten Parameterbereichs. Die Modellwerte in Abb. 5.23 schneiden zwar die Messdaten, decken sich aber in keinem Bereich. Unpassend für den Fit des großen PMTs ist die Dynodenform der PMTs R12199-01HA im Modell. Diese wird aber nicht als Hauptursache für die Abweichung angenommen. Es wird vermutet, dass vereinfachte Annahmen wie das streng homogene elektrische Feld, durch ein realistischeres komplexeres Feld ersetzt werden müsste.

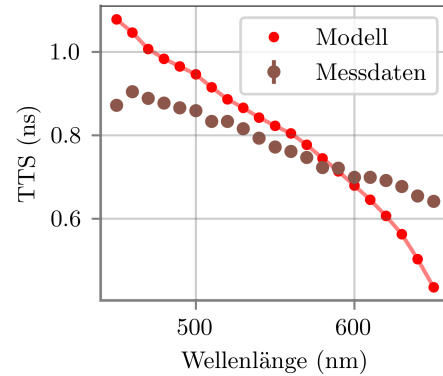


Abbildung 5.23: Vergleich zwischen Modell- und Messwerten der TTS des großen PMTs R7081-01.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit untersucht Kenngrößen der PMTs vom Typ Hamamatsu R12199-01HA in Abhängigkeit der Wellenlänge einzelner Photonen. Darüber hinaus wurde im ersten Schritt der Laser *SuperK COMPACT* der Firma NKT Photonics, in Kombination mit den Modulen DUV, UV und VIS, zeitlich charakterisiert. Für den elektronischen Jitter konnte die kleinste obere Grenze mit $(0,1207 \pm 0,0009)$ ns festgelegt werden. Dieser Wert ist hinreichend klein um den Laser für präzise Zeitmessungen zu nutzen. Anschließend wurde die Laserpulsbreite in Abhängigkeit der Wellenlänge detektiert, um diese später mit den gemessenen TTS Werten der PMTs verrechnen zu können. Nach Angaben des Herstellers sollte diese im Einsatz eines Frequenzverdopplers (DUV oder UV) gegenüber denen des Monochromators (VIS) deutlich abnehmen [27, 28]. Das Verhalten der gemessenen Pulsbreiten steht mit dieser Erwartung im Widerspruch.

Teilweise wurde ein Versatz zwischen Parameterwerten der Module DUV, UV und VIS der gleichen Wellenlänge gemessen. Beispielsweise in der Messung der TTS mit BA0479. Physikalisch ist dieses Verhalten nicht sinnvoll, demnach wäre es für nachfolgende Experimente des Lasers naheliegend zu prüfen, ob die eingestellten Wellenlängen auch den tatsächlichen entsprechen.

Im Zentrum der Analyse steht die Messung von Pulsen einzelner Photoelektronen. Wie erwartet konnte ein direkter Zusammenhang zwischen der Ladung und der maximalen Amplitude eines Puls beobachtet werden. Da die Ladung der Fläche unter der Wellenform entspricht, steigt diese mit der Amplitude. Ein klarer Zusammenhang zwischen Ladung und Wellenlänge konnte nach widersprüchlichen Ergebnissen nicht gefunden werden.

Daten der Anstiegszeit, Pulslänge und Abklingzeit aller PMTs schließen eine Abhängigkeit der Wellenlänge aus. Die gemittelten Werte der verschiedenen Wellenlängen stimmen in etwa mit früheren Untersuchungen in [25, S. 8] überein. Da in die Wellenform, aufgenommen mit aktiver Base, der Effekt des Ringings eingeht wurden insgesamt drei Anhäufungen der Abklingzeiten beobachtet.

In den Messungen wurden die PMTs zentral durch Photonen bestrahlt. Insbesondere in TT Verteilungen geringer Wellenlängen (<400 nm) wurden Ausläufer zu kleineren Zeiten beobachtet. Durch schrägen Einfall der Photonen konnten die Ausläufer unterdrückt werden. So wurde angenommen, dass es sich um verfrühte Pulse handelt. Da die Ausläufer mit kleineren Wellenlängen zunehmen wird vermutet, dass die Wahrscheinlichkeit der verfrühten Pulse von der Wellenlänge abhängen könnte. Zu dieser Abhängigkeit könnten weitere Experimente mit dem Laser durchgeführt werden. Vielleicht auch in Kombination mit Variation der Winkel. Die mittlere TT zeigt keinen bedeutenden Zusammenhang zur Wellenlänge.

Mit zwei Methoden wurden die Verteilungen der TT analysiert um die Abhängigkeit der TTS von der Wellenlänge zu bestimmen. Für die VIS Wellenlängen sind die TT Verteilungen nahezu normalverteilt. In der Analyse dieser wird schlussendlich den

Daten der Standardmethode, TTS als σ des Gaußfits, stärker vertraut. Hier wurde eine hohe Abhängigkeit der Wellenlänge ermittelt. Mit $\text{TTS}(450\text{ nm}) \approx 1,05\text{ ns}$ und $\text{TTS}(650\text{ nm}) \approx 0,5\text{ ns}$ nimmt diese mit steigender Wellenlänge für alle drei PMTs stark ab. Dass das Zeitverhalten der TTS von der Wellenlänge abhängt stimmt mit Ergebnissen von Bebelaar [34, S. 1117 ff.] überein.

Da die Intensität der Cherenkov-Strahlung im Eis mit fallender Wellenlänge im UV-Bereich zunimmt sind besonders Ergebnisse dieser Wellenlängen für das IceCube Experiment von Interesse. Der Empfindlichkeitsbereich der aktuellen DOMs im Eis, mit der Berücksichtigung der Hemisphäre aus Glas, dem Gel sowie der Quanteneffizienz der PMTs, läuft von etwa 300 nm bis 650 nm [15, S. 79]. In folgenden Experimenten könnten die Messungen der Wellenlängen von DUV und UV wiederholt werden. Möglichst mit schrägem Einfall der Photonen um die die TT Verteilungen mit einem Gaußfit auswerten zu können.

Des Weiteren soll auf eine Beobachtung eingegangen werden, für welche im Rahmen dieser Arbeit keine Erklärung gefunden wurde. Zwischen Daten der Ladungen, bestimmt mit SPE-Pulsen, und Daten der TTS scheint eine unerwartete Korrelation vorzuliegen. Auch dieser Beobachtung könnte weiter nachgegangen werden.

Die TTS Daten wurden anschließend mit einem Modell verglichen. Für die PMTs vom Typ Hamamatsu R12199-01HA liefert es speziell für die höheren Wellenlängen ($> 550\text{ nm}$) realistische Ergebnisse. Gegen die allgemeine Gültigkeit des Modells spricht der Vergleich mit TTS Daten eines größeren PMTs vom Typ Hamamatsu R7081-01. Nichtsdestotrotz generiert das Modell in erster Näherung TTS Werte der erwarteten Größenordnung. Dieses könnte durch komplexere elektrische Felder, Effekten der Materialphysik in der Photokatode sowie einer genaueren Analyse der Richtungsverteilung von Startgeschwindigkeiten erweitert werden.

Literatur

- [1] C. Sutton. *Spaceship neutrino*. 1992. ISBN: 978-3-0348-6116-8. DOI: [10.1007/978-3-0348-6116-8](https://doi.org/10.1007/978-3-0348-6116-8).
- [2] E. C. Anderson, C. Cowan Jr, R. Schuch u. a. „The Reines-Cowan Experiments“. In: *Los Alamos Science*. 25 (1997).
- [3] E. K. Akhmedov u. a. „Atmospheric neutrinos at Super-Kamiokande and parametric resonance in neutrino oscillations“. In: *Nucl. Phys. B* 542 (1999), S. 3–30. DOI: [10.1016/S0550-3213\(98\)00825-6](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(98)00825-6). arXiv: [hep-ph/9808270](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9808270).
- [4] M. Aker u. a. „Improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by KATRIN“. In: *Physical review letters* 123.22 (2019), S. 221802.
- [5] C. Grupen. *Einstieg in die Astroteilchenphysik: Grundlagen, Messungen und Ergebnisse aktueller Forschung*. Springer-Verlag, 2017.
- [6] L. Classen. *The mDOM - a multi-PMT digital optical module for the IceCube-Gen2 neutrino telescope*. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2017.
- [7] U.F. Katz und Ch. Spiering. 2012. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641011001189?via%5C%3Dihub> (besucht am 08.09.2020).
- [8] P. B. Price und K. Woschnagg. „Role of group and phase velocity in high-energy neutrino observatories“. In: *Astroparticle Physics* 15.1 (2001), S. 97–100.
- [9] A. Hadiseh. *The schematic of Cherenkov radiation for a particle moving at velocity u*. 2014. URL: <http://large.stanford.edu/courses/2014/ph241/alaeian2/> (besucht am 22.09.2020).
- [10] D. F. Cowen, IceCube Collaboration u. a. „Tau neutrinos in IceCube“. In: *Journal of Physics: Conference Series*. Bd. 60. 1. IOP Publishing. 2007, S. 048.
- [11] S. Adrian-Martinez u. a. „Letter of intent for KM3NeT 2.0“. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 43.8 (2016), S. 084001.
- [12] M. G. Aartsen u. a. „Letter of Intent: The Precision IceCube Next Generation Upgrade (PINGU)“. In: *arXiv preprint arXiv:1401.2046* (2017).
- [13] F. Halzen. *Ice Cube detector*. 2013. URL: <https://icecube.wisc.edu/gallery/press/view/1336> (besucht am 22.09.2020).
- [14] University of Wisconsin-Madison. *IceCube South Pole Neutrino Observatory; Detector*. URL: <https://icecube.wisc.edu/science/icecube/detector> (besucht am 26.09.2020).
- [15] M. G. Aartsen u. a. „Measurement of South Pole ice transparency with the IceCube LED calibration system“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 711 (2013), S. 73–89.

- [16] M. G. Aartsen u. a. „IceCube-Gen2: a vision for the future of neutrino astronomy in Antarctica“. In: *arXiv preprint arXiv:1412.5106* (2014).
- [17] M. G. Aartsen u. a. „IceCube-Gen2: The Window to the Extreme Universe“. In: *arXiv preprint arXiv:2008.04323* (2020).
- [18] M. A. Unland Elorrieta. „Studies on dark rates induced by radioactive decays of the multi-PMT digital optical module for future IceCube extensions“. In: *Masterarbeit Westfälische Wilhelms-Universität Münster* (2017).
- [19] Hamamatsu Photonics K.K. URL: <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/type/R12199/index.html> (besucht am 10.09.2020).
- [20] H. Kolanoski und N. Wermes. *Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen*. Springer, 2016. ISBN: 978-3-662-45349-0, 978-3-662-45350-6. DOI: [10.1007/978-3-662-45350-6](https://doi.org/10.1007/978-3-662-45350-6).
- [21] D. Koke. „Studien zur Auswirkung hoher elektrischer Felder auf die Quanteneffizienz und das Rauschverhalten der Photokathode eines Hamamatsu R12199-02 Photomultipliers“. In: *Bachelorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster* (2019).
- [22] S. O. Flyckt. *Photomultiplier tubes: principles and applications*. Photonis, 2002.
- [23] Photomultiplier Tubes Hamamatsu und Photomultipliers Tubes Photonics. „Basics and Applications“. In: *Hamamatsu Photonics KK: Iwata City, Japan* (2007).
- [24] A. G. Wright. *The photomultiplier handbook*. Oxford University Press, 2017.
- [25] 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 (2019), P03015.
- [26] NKT Photonics A/S. *SuperK COMPACT Compact single mode white light laser*. 2018. URL: <https://www.nktphotonics.com/wp-content/uploads/sites/3/2015/03/superk-compact.pdf?1599754314> (besucht am 11.09.2020).
- [27] NKT Photonics A/S. *LLTF CONTRAST Tunable high-contrast single-line filter*. 2019. URL: <https://www.nktphotonics.com/wp-content/uploads/sites/3/2015/06/lltf.pdf?1599825581> (besucht am 11.09.2020).
- [28] NKT Photonics A/S. *SuperK EXTEND-UV Deep UV supercontinuum extension unit*. 2019. URL: <https://www.nktphotonics.com/wp-content/uploads/sites/3/2015/01/superk-extend-uv-1.pdf?1585164581> (besucht am 11.09.2020).
- [29] Nicolai Granzow. E-Mail Kommunikation. 28. Aug. 2020.
- [30] ID QUANTIQUE SA. *ID100 Visible Single-Photon Detector*. 2019. URL: https://marketing.idquantique.com/acton/attachment/11868/f-0236/1/-/-/-/-/ID100_Brochure.pdf (besucht am 21.09.2020).
- [31] M. A. Unland Elorrieta. Persönliche Kommunikation.
- [32] 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 (1994), S. 468–476.

- [33] E. Iwotschkin. E-Mail Kommunikation. 21. Okt. 2020.
- [34] D. Bebelaar. „Time response of various types of photomultipliers and its wavelength dependence in time-correlated single-photon counting with an ultimate resolution of 47 ps FWHM“. In: *Review of scientific instruments* 57.6 (1986), S. 1116–1125.
- [35] B. Sipp, J. A. Mieke und R. Lopez-Delgado. „Wavelength dependence of the time resolution of high-speed photomultipliers used in single-photon timing experiments“. In: *Optics Communications* 16.1 (1976), S. 202–204.
- [36] 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 (2011), S. 93–100.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zunächst herzlich bei Professor Alexander Kappes für die Aufnahme in die tolle Arbeitsgruppe bedanken. Die Arbeit rund um IceCube war herausfordernd und bereichernd. Daher danke ich der gesamten Gruppe für die Zeit im Labor und Büro.

Martin Unland danke ich außerdem für die Betreuung meiner Bachelorarbeit. In der gesamten Zeit hat er mich mit neuen Aufgaben, klugen Ideen und Lösungsansätzen immer wieder ein Stück weitergebracht. So konnte ich sehr viel aus dieser Arbeit lernen. Seit dem ersten Semester begleitet Lew Classen meine Kommilitonen und mich durch das Physikstudium. Für Fragen rund um die Experimentalphysik steht er uns immer gerne zur Verfügung.

Im vierten Semester hat mich Professor Christian Weinheimer mit seiner Vorlesung und Begeisterung für die Kernphysik beeindruckt. Es freut mich sehr, dass er sich als zweiter Gutachter bereitgestellt hat.

Zuletzt danke ich Martin Unland, Lew Classen, meinem guten Freund Tim Kopka und meiner Mama für das Lesen und Korrigieren meiner Arbeit.

Plagiatserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über die „Studien zur Wellenlängenabhängigkeit von Performance-Parametern von Photomultipliern des Typs Hamamatsu R12199-01HA“ 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:
