



**UNIVERSITÄT
LEIPZIG**

Universität Leipzig

Fakultät für Physik und Geowissenschaften

Bachelorarbeit

**Untersuchung der Sättigungsdynamik von
Einzelphotonenpulsen verschiedener Photomultiplier mit
dem Ziel der Erhöhung der maximalen Zählrate für eine
Lidardatenerfassung**

vorgelegt von:

Anton Wimmer

angefertigt am:

Leibniz-Institut für Troposphärenforschung

Betreuer:

Prof. Dr. Johannes Deiglmayr

Dr. Ronny Engelmann

Leipzig, 12. Oktober 2023

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Theorie und Problemstellung	6
2.1	Prinzip eines Atmosphärenlidars	6
2.2	Erfassung von Photomultipliersignalen	8
2.3	Auswertung von Photomultipliersignalen	11
2.3.1	Zählen von Photonenpulsen	11
2.3.2	Sättigungsdynamik und Totzeiteffekte	13
2.3.3	Bekannte Zählmethoden bei hohen Ereignisraten	16
2.3.4	Poissonverteilung	17
2.4	Problemstellung und Lösungsansatz	18
3	Methodik zur Bestimmung der Zählrate	19
3.1	Versuchsaufbau	19
3.1.1	Verwendete Instrumente zur Zählratenbestimmung	19
3.1.2	Verwendete Software zur Aufzeichnung eines PMT-Signals	20
3.1.3	Versuchsaufbau zur Untersuchung der Sättigungsdynamik anhand zweier PMTs	21
3.2	Bearbeitung des digitalisierten PMT-Signals	23
3.2.1	Reproduktion der Diskriminormethode am PC	24
3.2.2	Diskriminormethode höherer Schwellenwerte	24
3.2.3	Zählratenbestimmung anhand der Ableitungsmethode	25
3.2.4	Zählratenbestimmung anhand der Integralmethode	26

4	Auswertung der Daten	29
4.1	Vergleich der Zählraten des CNT80 und der digitalen Diskriminormethode	29
4.2	Vergleich der Methoden	30
4.2.1	Linearität der Zählrate verschiedener Diskriminatoren	30
4.2.2	Vergleich der Linearität der Messmethoden	31
4.3	Gemessene Verteilungen	32
4.3.1	Pulshöhenverteilung	33
4.3.2	Pulsanzahlstatistik	34
4.4	Totzeit	37
4.4.1	Totzeitbestimmung durch Verformung der Poissonverteilung	38
4.4.2	Totzeitbestimmung der verwendeten Methoden	39
5	Diskussion	45
6	Zusammenfassung	50
7	Quellen und Referenzen	51

Kapitel 1

Einleitung

Die Atmosphären-Lidar-Technologie (Lidar, engl. light detection and ranging) hat sich als entscheidendes Instrument in der modernen Atmosphärenforschung und ihren verwandten Gebieten etabliert. Sie ermöglicht die präzise Erfassung und Untersuchung von atmosphärischen Prozessen, indem sie die Photonenstreuung eines Lasers innerhalb der Atmosphäre nutzt. So können die Verteilung von Aerosolen und Molekülen, sowie Eigenschaften wie die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung untersucht werden. An dem TROPOS (Leibniz-Institut für Troposphärenforschung e.V.), an dem diese Arbeit durchgeführt wurde, werden insbesondere die Prozesse der Wolkenbildung und Aerosolkonzentration untersucht. Dies dient unter anderem der Erforschung des Zusammenhanges von Aerosolen und regionalen wie globalen Änderungen des Klimas.

Ein Atmosphären-Lidar sendet Laserpulse in die Atmosphäre und detektiert das rückgestreute Licht. Die Intensität des rückgestreuten Lichts variiert während einer Messung erheblich. Gestreutes Licht aus höheren Luftschichten besitzt bei der Detektion eine wesentlich geringere Intensität als das Licht aus niedrigeren Luftschichten. Diese verschiedenen Intensitäten stellen ein Problem dar, da Detektionssysteme präzise Messungen über das gesamte Spektrum der Lichtintensitäten bewältigen müssen.

Am TROPOS wird eine Bestimmung der Lichtintensität über das Zählen von Einzelphotonen durch das Photonenzählsystem (PZS) CNT80 durchgeführt. Das Signal eines Photomultipliers (PMT, engl. photomultiplier tube) wird dabei auf einzelne Photoelektronenpulse hin analysiert. Bei hohen Lichtintensitäten überlappen häufig mehrere dieser Photoelektronen-

pulse, sodass es nicht mehr möglich ist, alle Pulse einzeln zu zählen.

In dieser Arbeit wurde das Signal mehrerer PMTs mittels eines Hochfrequenzoszilloskops mit einer Bandbreite von 2 GHz untersucht, um verschiedene Auswertungsmethoden das Signal miteinander zu vergleichen und so eine Methode zu finden, die die Intensitätsbestimmung aus dem PMT-Signal für ein möglichst großes Spektrum an Lichtintensitäten zu verbessern.

Kapitel 2

Theorie und Problemstellung

In diesem Kapitel werden die Funktionsweise eines Lidar und eines PMT dargestellt. Des Weiteren wird auf die Analyse des PMT-Signals eingegangen und auf die Probleme die bei der Analyse auftreten. Fourth Edition

2.1 Prinzip eines Atmosphärenlidars

Dieser Abschnitt stellt eine Zusammenfassung des ersten Kapitels des Sammelbandes „Lidar Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere“ [Wandinger 2005] dar. Ein Atmosphären-Lidar ist ein Fernerkundungsinstrument, welches es ermöglicht, genaue Profile von zum Beispiel Partikeln, Wolken und Windgeschwindigkeiten zu erstellen. Bei einem Atmosphärenlidar wird ein Laserstrahl verwendet, der meist senkrecht in die Atmosphäre gesendet wird. Ein Teil der ausgesendeten Photonen streut an Aerosolen und Molekülen. Ein geringer Anteil dieser gestreuten Photonen wird um 180° zurückgestreut, von einem Teleskop gesammelt und anschließend optisch analysiert. Hierbei werden zum Beispiel bestimmte Wellenlängenbereiche oder Polarisationszustände separiert. Die so selektierten Photonen treffen auf einen Detektor und erzeugen ein elektrisches Signal. Dieses elektrische Signal wird dann zeitaufgelöst erfasst und gespeichert.

Über die Zeitspanne (Δt) von der Emission des Laserpulses bis zur Detektion des Lidarsignals und die Lichtgeschwindigkeit (c) kann die Höhe berechnet werden, in der die Photonen gestreut wurden. So können die Streueigenschaften in Abhängigkeit zur Höhe ermittelt werden.

Die Daten werden jeweils für einige zehn Nanosekunden erfasst. So wird ein Höhenabschnitt (ΔR) von einigen Metern, gemäß der Formel erhalten [Wandinger 2005]:

$$\Delta R = \frac{1}{2}c \cdot \Delta t \quad (2.1)$$

Ein gemessener Zeitraum von $\Delta t = 50$ ns entspricht einem Höhenabschnitt von $\Delta R = 7,5$ m.

Die Intensität (P) des detektierten Signals ist abhängig von der Höhe und kann mit der Lidargleichung ausgedrückt werden [Wandinger 2005, Glg. 1.1]:

$$P(R) = K \cdot \frac{O(R)}{R^2} \cdot \beta(R) \cdot T(R) \quad (2.2)$$

K ist hierbei ein Systemfaktor. Er beschreibt die allgemeinen Systemkonstanten wie die ausgesendete Laserleistung, die Teleskopfläche, die Transmission der Optiken und die Effizienz der Detektoren. $O(R)$ ist die Überlappfunktion. Sie beschreibt die Entfernungsabhängigkeit der Messung in Abhängigkeit des Abstands zwischen Streuort und Empfangsteleskop, welche dadurch gegeben sind, dass das Empfangsteleskop erst ab einer gewissen Entfernung optimal arbeitet. Die Überlappfunktion soll in dieser Arbeit optimiert werden. Der Faktor R^{-2} beschreibt die Abhängigkeit der Lichtintensität von dem Streuort. Sowohl den Systemfaktor, als auch die Überlappfunktion können im Experiment kontrolliert werden.

$\beta(R)$ ist der Rückstreukoeffizient. Er charakterisiert die Wahrscheinlichkeit mit der die Photonen an Molekülen oder Aerosolen in einem Luftvolumen zurückgestreut werden. Der Rückstreukoeffizient ist abhängig von der Anzahl dieser Bestandteile in der Atmosphäre, aber auch von der Wellenlänge (λ) der gesendeten Photonen. Die Abhängigkeit des Rückstreukoeffizienten von der Wellenlänge folgt aus der Abhängigkeit der Streuintensitäten der Rayleigh- und der Mie-Streuung von der Wellenlänge.

$T(R)$ ist der Transmissionskoeffizient. Er beschreibt wie viele Photonen beim Hin- und Rückweg zwischen Lidar und Streuort verloren gehen. Der Transmissionskoeffizient ist stark von der Streuung und Absorption (zusammen als Extinktion bezeichnet) in der Atmosphäre abhängig.

Es gibt verschiedene Lidartypen, die sich in ihrer Anwendung und Funktionsweise unterscheiden. Der grundlegendste Typ ist das elastische Rückstreulidar, bei dem die ausgesendete und die detektierte Wellenlänge identisch sind. Andere Lidartypen sind zum Beispiel das Ramanlidar, bei dem über die Ramanstreuung die Wellenlänge des gestreuten Photons sich ändert und so die Temperatur ermittelt werden kann, oder das differentielle Absorptionslidar, bei dem Laserpulse mit unterschiedlichen Wellenlängen ausgesendet werden, wodurch über den differentiellen Absorptions-Querschnitt die Konzentration von verschiedenen Molekülen bestimmt werden kann.

Da die Intensität des Lidarsignals mit dem Faktor R^{-2} abfällt und über Entfernungen bis zu wenigen zehn Kilometern gemessen wird, reicht das Spektrum der detektierten Intensitäten über mehrere Größenordnungen. Das macht eine hohe Signaldynamik der Messgeräte erforderlich.

2.2 Erfassung von Photomultipliersignalen

In diesem Abschnitt wird auf „Photomultiplier Tubes Basics and Applications Fourth Edition“ [Hamamatsu 2017] Bezug genommen, um Aufbau und Funktionsweise eines PMT zu erklären. Photomultiplier sind Vakuumröhren zur Detektion von Photonen. Eintreffende Photonen werden damit in messbare Strompulse umgewandelt. Der Aufbau eines PMT ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Die Hauptkomponenten sind eine Photokathode, innere Elektroden (Dynoden) und eine Anode. Zwischen Kathode und den einzelnen Dynoden ist eine Hochspannung angelegt, die mithilfe eines Spannungsteilers aufgeteilt wird und somit einzelne elektrische Felder im Inneren des PMT erzeugt.

Durch Eintreffen eines Photons auf die Photokathode kann durch den äußeren photoelektrischen Effekt ein freies Elektron erzeugt werden. Das freie Photoelektron wird durch das elektrische Feld beschleunigt und trifft auf die erste Dynode. Durch das Auftreffen des beschleunigten Photoelektrons werden in der Dynode weitere freie Elektronen (sekundäre Elektronen) erzeugt. Diese werden erneut durch das elektrische Feld beschleunigt und treffen auf die nächste Dynode. Durch Wiederholung dieses Vorgangs wird eine Elektronenkaskade erzeugt, die schließlich auf die Anode trifft. Von der Anode fließt der Strom über ein Messgerät

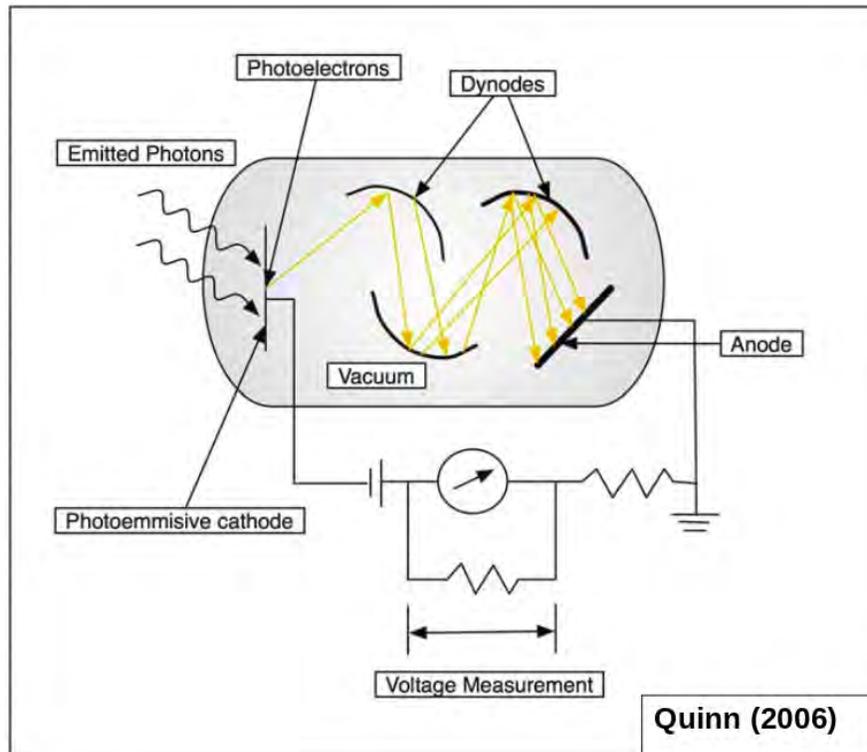


Abbildung 2.1: Aufbau eines PMT. Ein auf die Photokathode auftreffendes Photon kann aufgrund des äußeren photoelektrischen Effekts ein freies Elektron erzeugen. Dieses wird in einem elektrischen Feld beschleunigt und trifft auf eine Dynode. Hier erzeugt das Elektron weitere, sekundäre Elektronen, die zur nächsten Dynode beschleunigt werden. Eine Elektronenkaskade entsteht, die schließlich als Strom, bzw. als Spannung gemessen werden kann.

zur Masse ab (typischerweise über 50Ω) und wird in Form eines kurzen Pulses messbar. Die Pulsdauer liegt im Bereich von wenigen Nanosekunden.

PMTs sind charakterisiert durch das Material der Photokathode, das Fenstermaterial, sowie von der Anordnung und Anzahl der Dynoden. Diese Eigenschaften bestimmen den Wellenlängenbereich und beeinflussen die Pulsdauer, die Verstärkung und die Quanteneffizienz. Die Quanteneffizienz ist die Anzahl der erzeugte Photoelektronen, geteilt durch die Anzahl der auftreffenden Photonen. Über das Fenster- und das Kathodenmaterial wird der Wellenlängenbereich der detektiert werden kann, festgelegt. Das Fenster filtert Licht mit kurzen Wellenlängen heraus und das Kathodenmaterial bestimmt die obere Grenze der Wellenlänge, bei der die Photonenenergie gerade noch größer oder gleich der erforderlichen Austrittsarbeit des Kathodenmaterials ist.

Bei schwacher Lichtintensität kann mit einem Photomultiplier eine gute Linearität bei der Messung erreicht werden. Wenn die Lichtintensität steigt, weicht das Ausgangssignal jedoch von der idealen Linearität ab. Bei starkem Lichteinfall wird ein großer Strom in den hinteren Dynoden erzeugt, was die Raumladungsdichte erhöht, das beschleunigende elektrische Feld schwächt und dadurch den Stromfluss sättigt.

Es existieren weitere Effekte, die bei Messungen mit dem PMT berücksichtigt werden müssen. Selbst ohne Einfall von Licht auf den Detektor fließt ein sogenannter Dunkelstrom. Er entsteht durch thermische Emissionen von Elektronen aus der Photokathode und den Dynoden. Thermische Elektronen, die von der Photokathode stammen, sind nicht von Photoelektronen unterscheidbar. Elektronen, die sich an Dynoden lösen, erzeugen Spannungspulse die kleiner sind als die von Photoelektronen verursachten Pulse. Darüber hinaus können die beschleunigten Sekundärelektronen auch die in der Röhre vorhandenen Restgase ionisieren. Die Ionen kollidieren mit den Dynoden und erzeugen wiederum zahlreiche Sekundärelektronen, was zu sogenannten Nachpulsen führt. Diese Nachpulse treten mit Verzögerungen im Bereich von einigen hundert Nanosekunden bis zu mehreren Mikrosekunden auf und sind zum Teil deutlich größer als übliche Pulse.

Die Pulshöhenverteilung eines PMT kann sehr breit sein, da sich das statistische Rauschen bei Erzeugung der ersten Sekundärelektronen der ersten Dynode weiterverstärkt. Häufig wird deswegen ein stärkeres elektrisches Feld zwischen der Photokathode und der ersten Dynode

angelegt, damit möglichst viele Sekundärelektronen entstehen. Da der statistische Fehler die Wurzel der Elektronenanzahl ist, wird so der relative Fehler kleiner und die Pulshöhenverteilung schmaler. Dennoch können beim Durchlauf durch alle Dynoden die Pulshöhen um einen Faktor von 10 schwanken.

2.3 Auswertung von Photomultipliersignalen

In diesem Abschnitt werden verschiedene Methoden das PMT-Signal auszuwerten besprochen. Zunächst wird die Funktionsweise und die Probleme der Diskriminatorenmethode und anschließend eine weitere gebräuchliche Methode, die „Klebe“-Methode erläutert, wobei auf letztere in dieser Arbeit nicht näher eingegangen wird. Außerdem wird ein Ansatz zur Analyse der Verteilungen der gezählten Photonenpulse vorgestellt.

2.3.1 Zählen von Photonenpulsen

Zum Zählen einzelner Photomultiplierpulse wird in der Regel ein Diskriminator verwendet. Der Diskriminator vergleicht elektronisch das Anodensignal eines PMT mit einer konstanten Diskriminatorspannung. Häufig wird dieser Vergleich von einem Komparator oder Operationsverstärker durchgeführt. Dadurch wird das analoge Ausgangssignal des PMT in ein digitales Signal umgewandelt (Photon detektiert / kein Photon detektiert). Eine Zählleinheit registriert jede aufsteigende Flanke des digitalen Signals als ein Ereignis. Häufig ist diese Zählleinheit (im Folgenden als Prozessor bezeichnet) in einem modernen FPGA (Vor Ort programmierbare Gatter-Anordnung, engl. Field programmable gate array) implementiert. Dieser Prozessor verarbeitet und speichert die Daten je nach Anwendung. In Abb. 2.2 ist ein Schema der Funktionsweise des Photonenzählsystems zu sehen. In Abb. 2.2a ist das Signal des Photomultipliers in Form von Pulsen skizziert. Diese werden anschließend durch einen Diskriminator mit einer konstanten Spannung verglichen Abb. 2.2b. Wenn dieser Schwellenwert überschritten wird erreicht eine aufsteigende Flanke den Prozessor (Abb. 2.2c). Der Prozessor zählt die für einen vorgegebenen Zeitbereich die aufsteigenden Flanken und somit die einzelnen Photonen (Abb. 2.2d). Anschließend wird das Zählergebnis an zum Beispiel einen Computer übermittelt und gespeichert.

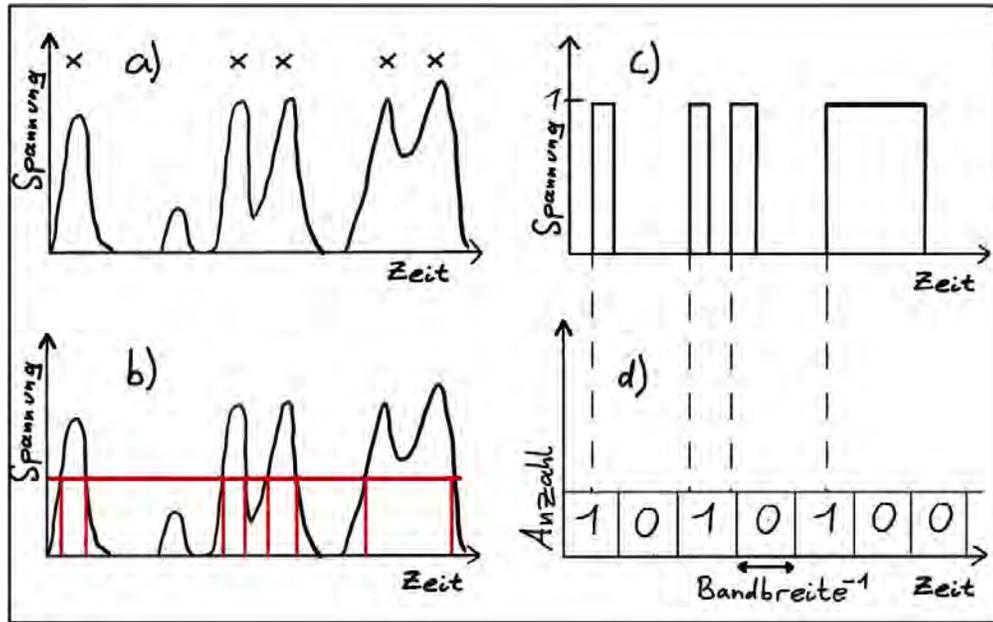


Abbildung 2.2: Skizze: a) Spannung, ausgelöst durch Photonen die auf den PMT treffen. Mit „x“ sind Ereignisse markiert, die durch Photonen ausgelöst wurden. Links: Einzelpuls, Mitte links: thermischer Puls, Mitte rechts und rechts: Doppelpulse. b) Analyse der Pulse durch einen Diskriminator mit festem Schwellenwert. Pulse unter dem Schwellenwert werden unterdrückt. c) Das vom Diskriminator erzeugte Signal. Dieses wird an den Prozessor gesendet. d) Der Prozessor analysiert das gesendete Signal auf aufsteigende Flanken. Diese werden gezählt und gespeichert.

Der Schwellenwert der für den Diskriminator gewählt wird, hat Einfluss auf die Messung. Er wird für das Zählen einzelner Photonen so gewählt, dass er ein möglichst gutes Verhältnis von Signal zu Rauschen hat. Das heißt, dass möglichst viel Rauschen und thermische Elektronenpulse unterdrückt und nicht gezählt werden, während möglichst viele Photoelektronenpulse gezählt werden. Die „wahre Zählrate“, auch als „Ereignisrate“ bezeichnet, und die gemessene Zählrate sind dabei identisch. Allerdings treten, wie in Abb.2.2 dargestellt, bei höheren Ereignisraten Effekte auf, die dazu führen, dass die Zählrate des Detektors nicht mehr linear mit der Ereignisrate verläuft, unabhängig von den Raumladeeffekten im Photomultiplier. Diese nichtlinearen Effekte werden im Allgemeinen unter dem Begriff „Totzeiteffekte“ zusammengefasst.

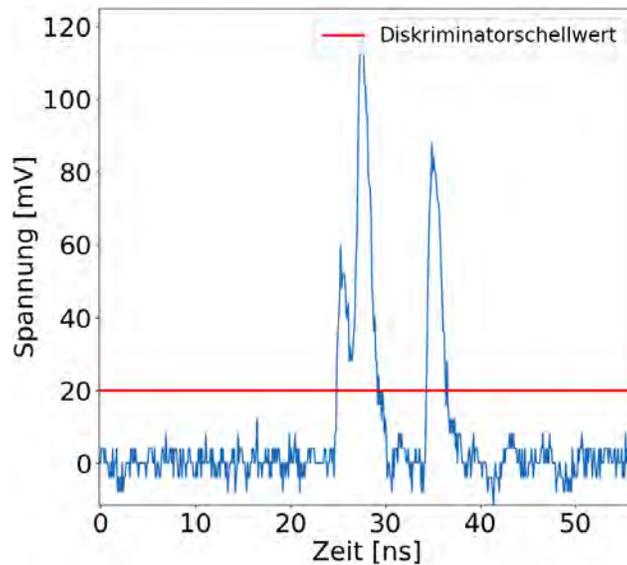


Abbildung 2.3: Abgebildet ist die durch das Oszilloskop aufgezeichnete Spur des PMT-Signals für einen Zeitraum von 60 ns. Zwischen 25 und 35 ns ist ein Doppelpuls abgebildet, wobei der erste Teilpuls die Diskriminatorschwelle nicht unterschreitet. Der Doppelpuls wird als einer gezählt. Zwischen 35 und 40 ns ist ein gewöhnlicher Puls abgebildet. Dieser wird als einer gezählt.

2.3.2 Sättigungsdynamik und Totzeiteffekte

Für kleine Ereignisraten, also in einem Bereich in dem die Photonen zeitlich gestreut auf die Photokathode des PMT treffen, sind die wahre Zählrate und die gemessenen Zählrate identisch. Für hohe Ereignisraten, also in einem Bereich in dem Photonen in kurzem zeitlichen Abstand auf die Photokathode treffen und die Photoelektronenpulse sich überlappen, nimmt die gemessene Zählrate gegenüber der wahren Zählrate ab. Ab einer gewissen Höhe der Ereignisrate stagniert die gemessene Zählrate bei weiterer Erhöhung der Ereignisrate, oder fällt sogar auf 0 counts s^{-1} ab. In beiden theoretischen Fällen ist das Signal gesättigt. Deswegen wird im Kontext der Zählratenentwicklung in Abhängigkeit zur steigenden Ereignisrate der Begriff „Sättigungsdynamik“ verwendet.

Es werden in der Literatur zwei Arten von Totzeiteffekten beschrieben, die die Sättigungsdynamik beeinflussen: dem „paralysierbaren Totzeiteffekt“ und dem „nichtparalysierbaren Totzeiteffekt“ [Donovan et al. 1993; Hamamatsu Photonics 2007]. Der paralysierbare Effekt tritt auf, wenn ein zweites Photon kurz nach dem ersten auf die Photokathode trifft, und damit zwei Pulse die sich überlagern erzeugt werden (siehe Abbildung 2.3). Nach dem ersten

Puls fällt die Spannung nicht unter die Schwelle des Diskriminators, da sich die Spannung des zweiten Pulses mit der des ersten Pulses addiert. Dies führt zu einer vorübergehenden „Paralyse“ des Systems, da für einen kurzen Zeitraum nach Überschreiten des Schwellenwerts des ersten Pulses keine weiteren Pulse gezählt werden können. In Abbildung 2.2 entspricht dieser Fall dem rechten Doppelpuls, bei dem anstelle von zwei Pulsen nur einer gezählt wird. In einem idealen Photonenzählsystem in dem allein dieser Effekt wirkt und die Ereignisse einer Poissonverteilung folgen, ergibt sich nach Donovan et al. [1993] für die gemessene Zählrate (N) die Funktion:

$$N = S \cdot \exp(-S \cdot \tau_p) \quad (2.3)$$

Hierbei repräsentiert S die Ereignisrate, während τ_p die Totzeit des paralyzierbaren Effektes beschreibt. Für hohe Ereignisraten, bei denen sich immer häufiger Pulse überlappen und addieren, sodass das Signal nicht mehr unter die Diskriminatorschwelle fällt, nähert sich die Zählrate für $S \gg \frac{1}{\tau_p}$ null an.

Der nichtparalyzierbare Effekt hingegen hängt von der Bandbreite des Prozessors ab. Zwei Pulse die durch den Diskriminator zwar noch getrennt werden, können vom Prozessor trotzdem nur als ein einzelner Puls gezählt werden. Dieser Effekt zeigt sich beim linken Doppelpuls in Abb. 2.2. Der Diskriminator trennt den Doppelpuls, aber der Prozessor kann in einem kurzen Zeitintervall maximal einen Puls zählen.

Wenn der nichtparalyzierbare Totzeiteffekt der einzig relevante ist und die Photonenpulse einer Poissonverteilung folgen, ergibt sich nach Hamamatsu Photonics [2017] für die Zählrate die folgende Gleichung:

$$N = \frac{S}{S \cdot \tau_{np} + 1} \quad (2.4)$$

Hier repräsentiert τ_{np} die Totzeit des nichtparalyzierbaren Totzeiteffekts. Im Grenzfall, wenn $S \gg \frac{1}{\tau_{np}}$ gilt, wird pro Intervall, in dem maximal ein Puls gemessen wird, tatsächlich ein Puls gemessen. Die Zählrate entspricht dann dem Inversen der nichtparalyzierbaren Totzeit.

In Messungen mit der Diskriminatorenmethode treten grundsätzlich sowohl der paralyzierbare als auch der nichtparalyzierbare Totzeiteffekt auf. Jedoch ist es häufig der Fall, dass einer der beiden Effekte dominant ist. Für Messungen mit einer großen Bandbreite des Prozessors

gegenüber der Pulsdauer, wird der nichtparalysierbare Totzeiteffekt von dem paralysierbaren Totzeiteffekt dominiert. Zwei Pulse die kurz nacheinander erzeugt werden, überlappen sich und werden von dem paralysierbaren Totzeiteffekt beeinflusst. Abschließend werden sie von dem Prozessor gezählt, bei dem der nichtparalysierbare Totzeiteffekt wirken könnte. Wenn $\tau_p \gg \tau_{np}$ gilt, wirkt also nur der paralysierbare Totzeiteffekt.

Für Messungen bei denen beide Totzeiten relevant sind, wird am TROPOS die folgende Formel verwendet.

$$N = \frac{S \cdot \exp(-S \cdot \tau_2)}{S \cdot \tau_1 + 1} \quad (2.5)$$

Diese Zählratenfunktion reduziert sich für $\tau_1 = 0$ ns auf die paralysierbare und für $\tau_2 = 0$ ns auf die nichtparalysierbare Totzeitfunktion. Die Totzeit der Messung wird dann definiert als:

$$\tau = \tau_1 + \tau_2. \quad (2.6)$$

In Abb. 2.4 sind die drei theoretischen Totzeitfunktionen abgebildet.

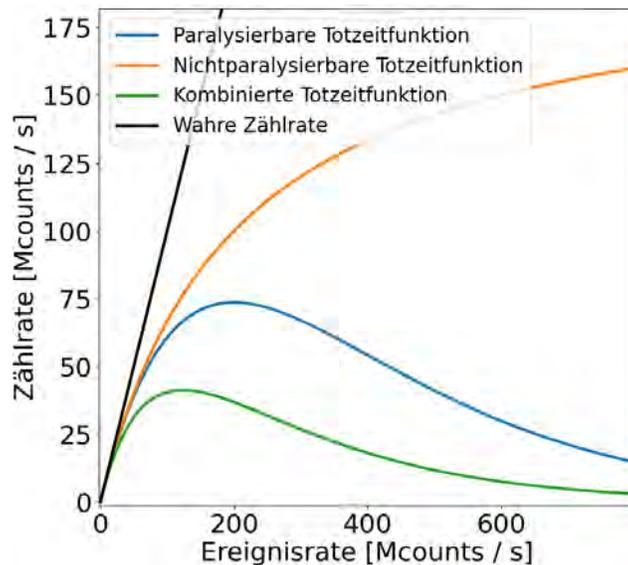


Abbildung 2.4: Abgebildet sind die drei idealen Totzeitfunktionen, für je $\tau_p, \tau_{np}, \tau_1$ und τ_2 von 5 ns.

2.3.3 Bekannte Zählmethoden bei hohen Ereignisraten

In diesem Unterabschnitt wird auf zwei Methoden zum Zählen bei einer hohen Ereignisrate eingegangen. Im ersten Teil wird über die Verwendung eines höheren Diskriminatorschwellenwertes diskutiert und im zweiten Teil wird eine Methode zur Bestimmung der Zählrate vorgestellt, die insbesondere von den PMT-Einheiten der Licel GmbH verwendet wird, und in der Lidarei gebräuchlich ist.

Linearität von Diskriminatoren bei höheren Schwellenwerten

In der Arbeit von Donovan et al. [1993] wurden Pulsüberlappungseffekte untersucht. Die Gruppe verwendete verschiedene, höhere Diskriminatorschwellen, die nicht nach dem Signal-Rauschen Verhältnis optimiert sind, um die Ereignisrate auch in Situationen zu bestimmen, in denen Mehrfachpulse dominant sind. Bei der Überlappung von zwei Pulsen treten zwei antagonistische Effekte auf. Im ersten Fall werden zwei Einzelpulse, die jeweils unter dem Schwellenwert liegen, addiert und überschreiten somit die Diskriminatorschwelle. Im zweiten Fall werden Pulssignale, die jeweils die Diskriminatorschwelle überschreiten, addiert.

Durch Erhöhung des Diskriminatorschwellenwerts konnte sowohl in Simulationen, als auch im Experiment gezeigt werden, dass Schwellenwerte gefunden werden können, mit der die Zählrate auch in einem Bereich in dem Mehrfachpulse sich häufen, proportional ist. Der statistische Fehler der zeitlichen Verteilung der Pulse entspricht für höhere Diskriminatorschwellenwerte nicht mehr dem einer Poissonverteilung, sondern ist kleiner.

Zählmethode anhand eines Analog-zu-Digital Wandlers und eines PZS

Eine weitere Möglichkeit die Zählrate des Photomultipliersignals zu bestimmen, erfolgt unter einer parallelen Nutzung eines Analog-zu-Digital-Wandlers (ADC) und eines PZS per Diskriminator. Durch den ADC wird in einer hohen Frequenz (Die von der Licel GmbH hergestellte PMT-Einheit TR80-16bit-3U [9] benutzt einen ADC mit einer Abtastrate von bis zu $80 \text{ Msamples s}^{-1}$) das PMT-Signal digitalisiert und an einen Prozessor gesendet. In einem Bereich von 5 bis $20 \text{ Mocunts s}^{-1}$ wird das digitalisierte Signal des ADC an die totzeitkorrigierte Zählrate des PZS angepasst. Hierfür ist je nach Ereignisrate ein gewisser Zeitraum

nötig.

Das resultierende Signal des ADC verläuft auch bei hohen Ereignisraten linear zu derselben, während die Linearität des PZS schnell abnimmt. Die Anpassung des ADC-Signals an die Zählrate des PZS wird als „Klebe“-Methode (engl. gluing methode) bezeichnet. Der Nachteil dieser Methode ist, dass es bei Lidarmessungen häufig nur für unzureichende Zeit einen Zählratenbereich gibt, in dem das ADC-Signal an die Zählrate des PZS angepasst werden kann.

2.3.4 Poissonverteilung

Im Bereich niedriger Ereignisraten, in dem die Pulse durch Photonen einer poissonverteilten Lichtquelle zeitlich gestreut erzeugt werden, ist auch die gemessene Anzahl der Pulse in einem Zeitintervall poissonverteilt. Durch zunehmenden Einfluss der Totzeiteffekte auf die Zählrate bei steigenden Ereignisraten, verschiebt sich die gemessene Verteilung.

In einer Arbeit untersuchten Johnson et al. [1966] den Einfluss des nichtparalyisierbaren Totzeiteffekts auf die Poissonverteilung. Die Verschiebung und Verformung der Poissonverteilung für Zeiträume T mit $T \gg \tau_{np}$ ergibt sich wie folgt:

$$p(N, T) = \frac{S^N}{N!} e^{-S} \left\{ 1 + N(S - N + 1) \frac{\tau_{np}}{T} + \left[(S + 1)N - (S^2 + 2S + 3)N^2 + (2S + 3)N^3 - N^4 \right] \frac{\tau_{np}^2}{T^2} \right\} \quad (2.7)$$

Um die Veränderung der Poissonverteilung für verschiedene Ereignisraten zu untersuchen, kann das untersuchte Zeitintervall in Abhängigkeit von der Ereignisrate so angepasst werden, sodass in jedem Zeitintervall eine konstante Anzahl an Ereignissen erwartet wird. Da die Pulse für höhere Ereignisraten in einem kürzeren zeitlichen Abstand erzeugt werden und somit der Einfluss der beiden Totzeiteffekte relevanter wird, kann so der Einfluss der Totzeiteffekte auf die Verteilung untersucht werden. In Abb. 2.5 sind beispielhaft einige Oszilloskopmessung von an die Ereignisrate angepassten Zeitintervallen abgebildet. Die folgenden Abbildungen der Oszilloskopmessungen sind so gewählt, dass die gemessene Spannung positive Werte annimmt.

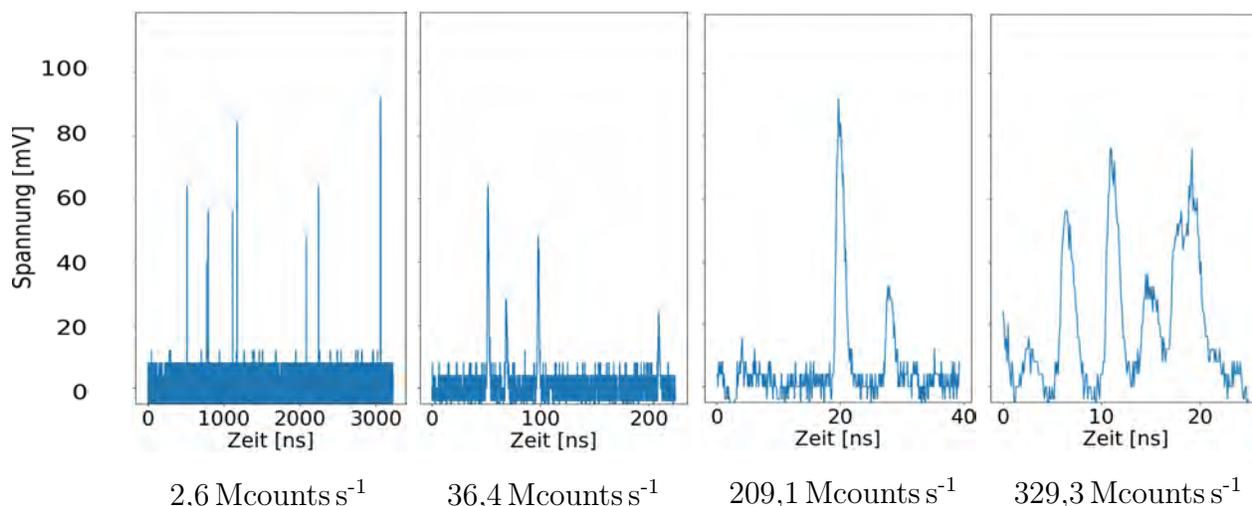


Abbildung 2.5: Verschiedene Messungen, wobei die Zeitintervalle so gewählt wurden, dass das Produkt aus Ereignisrate und Zeitintervall und damit der Erwartungswert (hier 6,2 Ereignisse) konstant ist. Durch Vergleich der Anzahl der gezählten Pulse in hinreichend vieler solcher Zeitintervalle für verschiedene Ereignisraten, kann die Entwicklung der Verteilung untersucht werden. Unter den einzelnen Abbildungen ist jeweils die Ereignisrate der Messung abgebildet. Die Abbildungen wurden für eine bessere Anschaulichkeit so gewählt, dass die Pulse positive Werte annehmen.

2.4 Problemstellung und Lösungsansatz

Auch wenn die Totzeitfunktionen bekannt sind, kann die wahre Zählrate aus der gemessenen Zählrate nicht immer bestimmt werden. Die Totzeitfunktion des paralyzierbaren Effekts (Glg. 2.3) lässt sich nicht eindeutig nach der Ereignisrate S umstellen, da die Funktion nicht injektiv ist und deswegen für jede gegebene Zählrate zwei verschiedene Ereignisraten gefunden werden können. Die nichtparalyzierbare Totzeitfunktion (Glg. 2.4) ist nach der Ereignisrate S umstellbar, aber für große Ereignisraten ändert sich die Zählrate kaum, sodass in der Praxis auch hier eine Berechnung der Ereignisrate Probleme bereitet. Für eine Messung, die unter Einfluss beider Totzeiteffekte stattfindet, lässt sich die Ereignisrate noch uneindeutiger bestimmen.

Deshalb soll in dieser Arbeit die Spur mit einem Hochfrequenzoszilloskop gemessen und anschließend das PMT-Signal digital untersucht werden. Das Ziel soll sein, Zählmethoden zu finden, die eine bessere Genauigkeit als die Diskriminierung per Schwellenwert besitzen.

Kapitel 3

Methodik zur Bestimmung der Zählrate

Für die optimale Bestimmung einer Zählraten wird ein Aufbau von zwei PMTs benutzt. Einer der beiden simuliert den PMT der später im Lidarsystem genutzt wird. Parallel dazu misst ein anderer PMT eine kleinere, aber zur wahren Zählrate proportionale Zählrate. Dadurch kann die Sättigungsdynamik anhand der wahren Zählrate untersucht werden. Es werden verschiedene Methoden eingeführt, mit denen das Signal des untersuchten PMTs analysiert werden kann.

3.1 Versuchsaufbau

3.1.1 Verwendete Instrumente zur Zählratenbestimmung

Grundlegend zum Zählen der Photonen ist der PMT (Abb. 3.1 a). Dieser bildet zusammen mit einer Hochspannungsquelle ein kompaktes PMT-Modul (Abb. 3.1 b). Eine PMT-Einheit ist ein Modul, dass in einem Gehäuse verbaut ist (Abb. 3.1 c). Außerdem sind in dem Gehäuse eine LED, die seitlich auf die Photokathode leuchtet, ein Diskriminatorschaltkreis und ein Steuermodul, über das die PMT-Einheit angesteuert werden kann, verbaut. Der Diskriminator ist mit einem Prozessor verbunden, der das vom Diskriminator gesendete Signal auswertet.

Das PZS das am TROPOS entwickelt wurde und dort bei den Lidarmessungen verwendet wird, ist das CNT80. Es bildet die Einheit aus Diskriminator und Prozessor. Über elektrische

Diskriminierung per Komparator oder Operationsverstärker und anschließendem Zählen der aufsteigenden Flanken der digitalisierten Ereignisse pro Zeiteinheit per FPGA wird die Zählrate bestimmt.

Zum Zweck einer genaueren Analyse des PMT-Signals wurde für diese Arbeit ein Hochfrequenzoszilloskop der Marke Rigol (Rigol MSO8204 [10]) beschafft, das eine Bandbreite von 2 GHz, eine Abtastrate von 10 GHz und eine Speicherkapazität von 500 Msamples je 8 bit besitzt. Die benutzten Photomultiplier-Module der Hamamatsu Photonics K.K. sind das PMT-Modul H10721P-110 (PMT1, PMT2) und das PMT-Modul H10721P-01 (PMT3) [8], wobei in dem PMT-Modul H10721P-110 der PMT R9880U-110 verbaut ist und in dem PMT-Modul H10721P-01 der PMT R9880U-01 [7]. Der PMT R9880U-110 besitzt einen Spektralbereich von 230 - 700 nm und basiert auf einer „Super Bialkali“ Photokathode. Der PMT R9880U-01 besitzt einen größeren Spektralbereich von 230 - 870 nm und basiert auf einer Multialkali Photokathode. Durch den größeren Spektralbereich von R9880U-01 hin zu größeren Wellenlängen, ist bei dieser, insbesondere bei Erwärmung des PMT, der Dunkelstrom größer.

3.1.2 Verwendete Software zur Aufzeichnung eines PMT-Signals

Für die Programmierung der Messungen und zur späteren Bearbeitung der Daten wurde Python 3 verwendet. Über ein USB-Kabel wurden PC und Oszilloskop miteinander verbunden. Durch das Python-Paket „pyvisa“ (VISA, kurz für Virtual Instrument Software Architecture) und über die Programmiersprache für das Oszilloskop (RIGOL MSO8000 Programming Guide [12]), wurde dieses angesteuert, um die Einstellungen für die Messungen vorzunehmen und das digitalisierte PMT-Signal an den PC zu senden.

Über die freie Software PuTTY wurde über den PC ein im Prozessorkasten integrierter Linux-Chip angesteuert, der die angelegte Spannung an die LED, die Höhe des Diskriminatorschwellenwertes für die Auswertung per CNT80 und die an den PMT angelegte Hochspannung der PMT-Einheit eingestellt hat.

Die von dem Oszilloskop aufgezeichneten Daten wurden im Byte Format an den PC gesendet und daraufhin in dem Dateiformat netCDF (.nc) gespeichert. NetCDF ist ein selbstbeschreibendes Datenformat, das für große, mehrdimensionale Datenmengen optimiert wur-

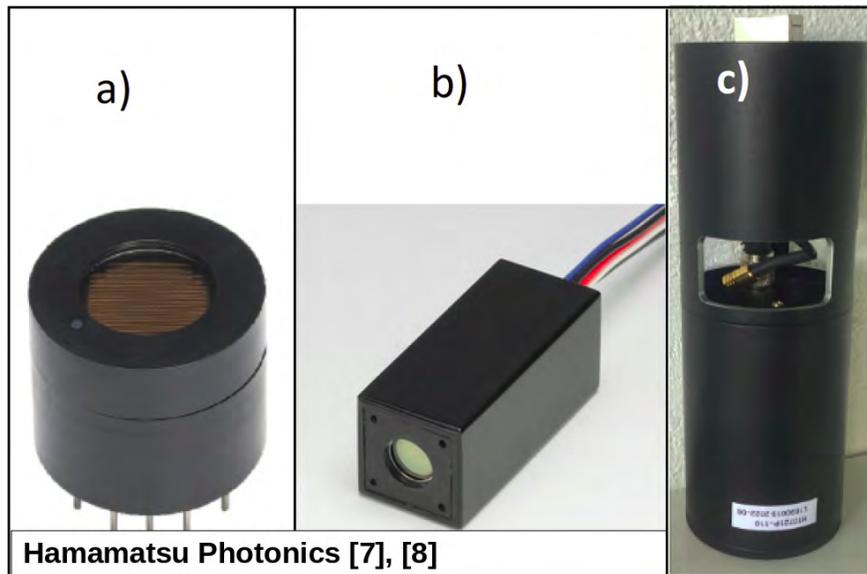


Abbildung 3.1: a) Abbildung eines Photomultipliers. b) Abbildung eines PMT-Moduls. Es besteht aus einem eingelassenen Photomultiplier mit einer Hochspannungsversorgung. c) Abbildung einer PMT-Einheit. Sie besteht aus einem Gehäuse in dem ein PMT-Modul, eine LED, ein Diskriminator und ein Steuerungsmodul integriert sind. Es kann über ein Netzkabel Signale empfangen. Je nach Einstellung kann es über das Netzkabel Diskriminator-Signale senden, oder über ein Koaxialkabel direkt das PMT-Signal an das Oszilloskop.

de. Damit ist es geeignet, große Datensätze mehrerer Messungen zur späteren Auswertung aufzuzeichnen.

3.1.3 Versuchsaufbau zur Untersuchung der Sättigungsdynamik anhand zweier PMTs

Schematisch ist der Versuchsaufbau in Abbildung 3.2 dargestellt. In einer lichtdichten Box befinden sich zwei PMTs, die beide mit einer Hochspannung versorgt werden. Beide PMTs werden von derselben Lichtquelle bestrahlt, wobei der Abstand zur Lichtquelle für PMTX geringer ist und für PMT1, welcher als Referenz dient und deswegen im Folgenden auch Referenz-PMT genannt wird, größer ist. Aufgrund der größeren Entfernung von PMT1 und der daraus folgenden geringeren Zählrate treten bei diesem weniger Totzeiteffekte auf, während diese bei PMTX relevant sind. Die Auswertung erfolgt in Echtzeit für PMT1 über ein PZS, während für PMTX das aufgezeichnete PMT-Signal des Oszilloskops später analysiert wird.

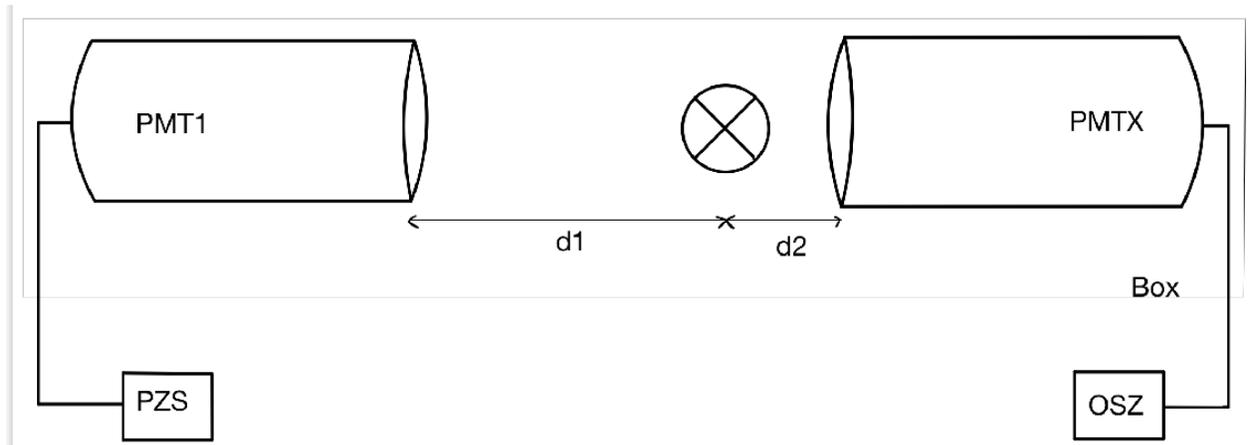


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus. Zwei PMTs stehen unter Hochspannung und befinden sich in einer lichtdichten Box. Beide befinden sich in einem gewissen Abstand zu einer Lichtquelle. Der untersuchte PMTX ist näher als PMT1. Der weiter entfernt befindliche PMT1 dient als Referenz. PMT1 wird über ein PZS, PMTX digital über das Oszilloskop ausgewertet. Durch die größere Entfernung von PMT1 zur Lichtquelle, ist die Lichtintensität geringer und damit die Zählrate im linearen Bereich, auch für hohe Lichtintensitäten.

Der konkrete Versuchsaufbau ist in Abb. 3.3 a abgebildet. Die beiden PMT-Einheiten sind miteinander verschraubt (Abb.3.3 b) und befinden sich in einer lichtdichten Box. In Abb. 3.3 c ist der Prozessorkasten des CNT80 zu sehen. Über einen im Prozessorkasten integrierten Linux-Chip, der über den PC angesteuert wird, werden die Einstellungen für die Messungen an die beiden PMT-Einheiten gemacht. Das Diskriminatorsignal der PMT-Einheit des Referenz-PMT wird über den Prozessor, einen FPGA, auf aufsteigende Flanken untersucht und diese pro Zeiteinheit gezählt. Die so gezählten Ereignisse werden von dem Linux-Chip formatiert und als Textdatei an den PC gesendet. Das PMT-Signal des untersuchten PMT wird über ein Koaxialkabel an das Oszilloskop und die digitalisierte Spur anschließend an den PC gesendet.

Im Experiment wurden die verschiedenen PMTs jeweils für mehrere Sekunden durch die LED im Gehäuse des untersuchten PMT mit konstantem Licht bestrahlt. Es wurde jeweils über mehrere Lichtstufen der LED gemessen. Der Diskriminatorschwellenwert des Referenz-PMT und die Hochspannung der beiden PMT-Module wurde konstant gehalten.

Das verwendete Photonenzählsystem CNT80 zählt Pulse in einem Zeitfenster von je 50 ns. Etwa 200 dieser Zeitabschnitte werden zusammengefasst und gespeichert. Dieser Vorgang

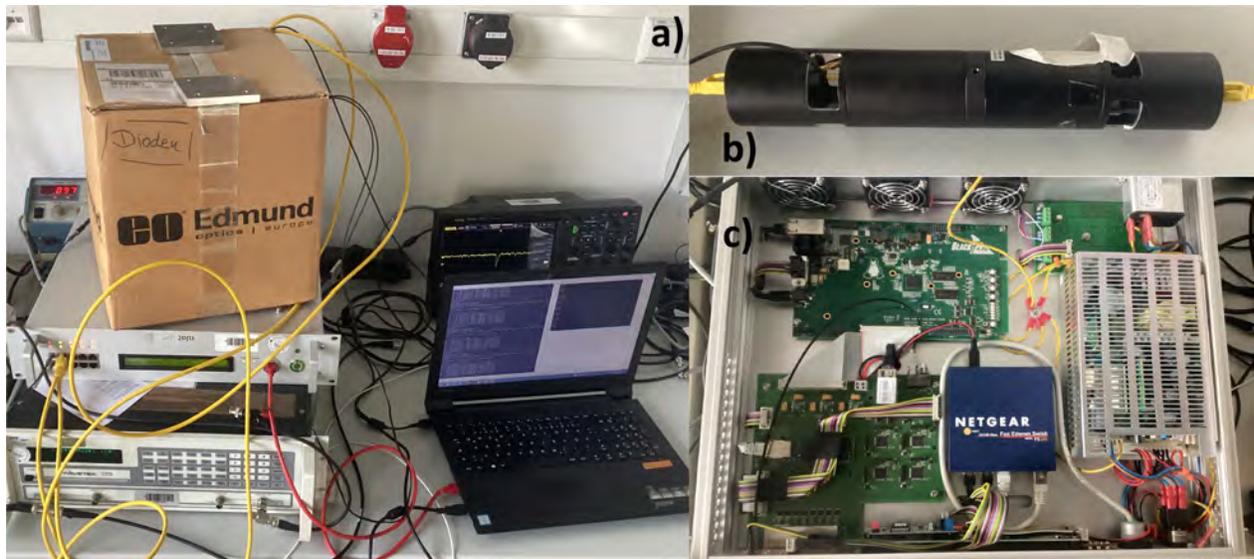


Abbildung 3.3: a) Versuchsaufbau. Die PMT-Einheiten befinden sich in der Box. Über Netzwerk-kabel sind sie mit dem Netzwerk verbunden. Auch der Computer ist mit dem Zählsystem CNT80 verbunden. b) Die zusammengeschaubten PMT-Einheiten. Beide PMT-Einheiten sind mit je einem Netzkabel verbunden. Der linke PMT sendet mit einem Koaxialkabel das Signal zum Oszilloskop. c) Über den Prozessorkasten des CNT80 werden die Messeinstellungssignale des Computers verarbeitet und zu den PMT-Einheiten gesendet. Außerdem werden die Diskriminatorsignale der PMT-Einheiten verarbeitet und an den Computer gesendet.

wird 1000 mal pro Sekunde wiederholt. Auf diese Weise werden in einer Sekunde etwa zehn Millisekunden Signal verarbeitet und an den PC gesendet. Bei den Messungen in dieser Arbeit wurden Photonenpulse für einen Zeitraum von einigen hundert Millisekunden bis einigen Sekunden bei konstanter Bestrahlung gezählt.

Mit dem Oszilloskop wurden pro Lichtstufe 25 Mpoints gemessen, bei der benutzten Ab-taste von 10 GHz also über einen Zeitraum von 2,5 ms.

3.2 Bearbeitung des digitalisierten PMT-Signals

Die Oszilloskopdaten wurden mittels verschiedener Analysemethoden untersucht, um die am besten geeignete Methode zur Annäherung der gemessenen Zählrate an die Ereignisrate zu ermitteln. Zunächst wurde die Zählrate des untersuchten PMT über das CNT80 bestimmt, um sie mit der digitalen Diskriminiermethode zu reproduzieren. Neben der herkömmlichen Diskriminiermethode wurden auch weitere Diskriminierschwellenwerte untersucht. Weitere Methoden die Daten auszuwerten sind die Ableitungsmethode, bei der die Änderung des

Signals betrachtet wird und die Integralmethode, bei der die Fläche eines durchschnittlichen Pulses ermittelt wird, um auch für hohe Ereignisraten genaue Zählraten zu bestimmen. Parallel zu jeder dieser Messungen wurde über das Signal des Referenz-PMT über das CNT80 ausgewertet.

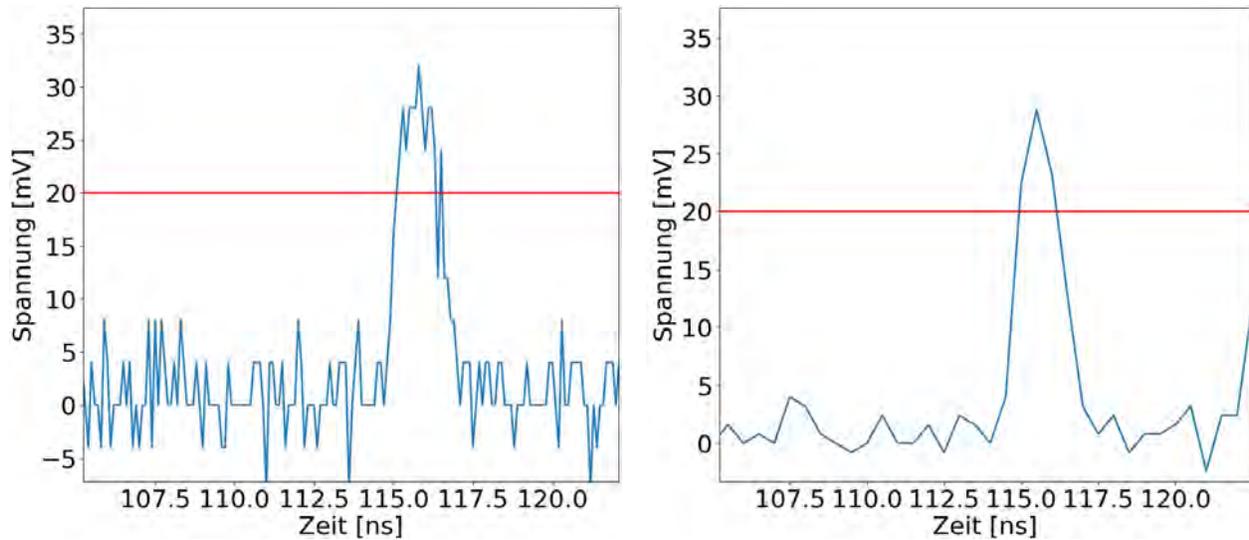
3.2.1 Reproduktion der Diskriminatormethode am PC

Zunächst wurden die Oszilloskopdaten über die herkömmliche Diskriminatormethode ausgewertet, um die Zählrate des CNT80 zu reproduzieren. Für die digitale Auswertung wurde ein Schwellenwert gewählt, der ein möglichst gutes Verhältnis von Signal zu Rauschen besitzt. Da das digitalisierte Signal der Pulse im hohen Frequenzbereich rauscht, wurden die Oszilloskopdaten zunächst geglättet. Dafür wurde jeweils über fünf aufeinander folgende Punkte des Datensatzes gemittelt. Dieser Vorgang ist nötig, da sonst das Rauschen des Pulssignals bei der digitalen Auswertung den Diskriminator auslösen könnte, ohne dass das Auslösen des Diskriminators einem Puls entspräche (siehe Abbildung 3.4). Dies würde zu einer Überschätzung der Zählrate führen.

Anschließend wurde über die Punkte des geglätteten Datensatzes iteriert. Es wurde jeweils geprüft, ob ein Punkt oberhalb oder unterhalb des Schwellenwertes lag. Falls ein Punkt unterhalb des Schwellenwertes lag, wurde überprüft, ob der vorherige Punkt oberhalb des Schwellenwertes gelegen hatte. Falls dies der Fall war, wurde zu der Variable die die Ereignisse zählt, eins dazu addiert. Es wurde ein Schwellenwert von 20 mV genutzt. Dieser Vorgang wurde über die Punkte des geglätteten Datensatzes wiederholt und die Summe der gezählten Ereignisse durch die Dauer der Messung, also 2,5 ms geteilt, um so die Zählrate zu erhalten.

3.2.2 Diskriminatormethode höherer Schwellenwerte

Zusätzlich zur üblichen Diskriminatormethode wurde der geglättete Datensatz auch für höhere Diskriminatorschwellenwerte ausgewertet. Höhere Schwellenwerte haben für kleine Ereignisraten eine niedrigere Zählrate. Für höhere Ereignisraten kann jedoch der Bereich, in dem die Zählrate linear zur wahren Zählrate verläuft, größer sein als bei der üblichen Diskri-



(a) Rohe Oszilloskopdaten. Durch das Rauschen in der Nähe der Diskriminatorschwelle, wird der Puls inkorrekt als zwei Pulse gezählt.

(b) Geglättete Daten. Es wurde je über fünf Datenpunkte gemittelt. Dieser Puls wird korrekt als ein Puls gezählt.

Abbildung 3.4

minatormethode.

3.2.3 Zählratenbestimmung anhand der Ableitungsmethode

Um den Einfluss des paralyzierbaren Totzeiteffekts auf die Zählrate zu verringern, wurde als nächstes die Änderung des Signals untersucht. Für hohe Ereignisraten treten häufig Doppelpulse auf, die zwei deutlich getrennte Maxima besitzen, aber in diesem Zeitraum nicht unter den Wert der Diskriminatorschwelle fallen. Durch diskrete Ableitungen des Signals und anschließende Analyse des Datensatzes, können diese Doppelpulse getrennt, und anschließend über einen Diskriminator gezählt werden (Abb. 3.5).

Der Ableitungsmethode liegt wieder der Datensatz der geglätteten Daten zugrunde. Um das Rauschen zu unterdrücken, wurde vor der diskreten Ableitung jeder Wert des Datensatzes unter 8 mV auf 8 mV angehoben. Anschließend wurde von benachbarten Punkten die Differenz gebildet und diese Differenzen neuer Ableitungsdatsatz gespeichert. Dieser wurde mit der Diskriminormethode mit einem Schwellenwert von 8 mV untersucht, um die Zählrate zu ermitteln. Da die Pulse nicht spiegelsymmetrisch sind, sondern im Allgemeinen schneller ansteigen als abfallen, und deswegen die Ableitungen des Anstiegs der Pulse besser

detektierbar sind, wurde ein positiver Diskriminatorschwellenwert von 8 mV gebraucht.

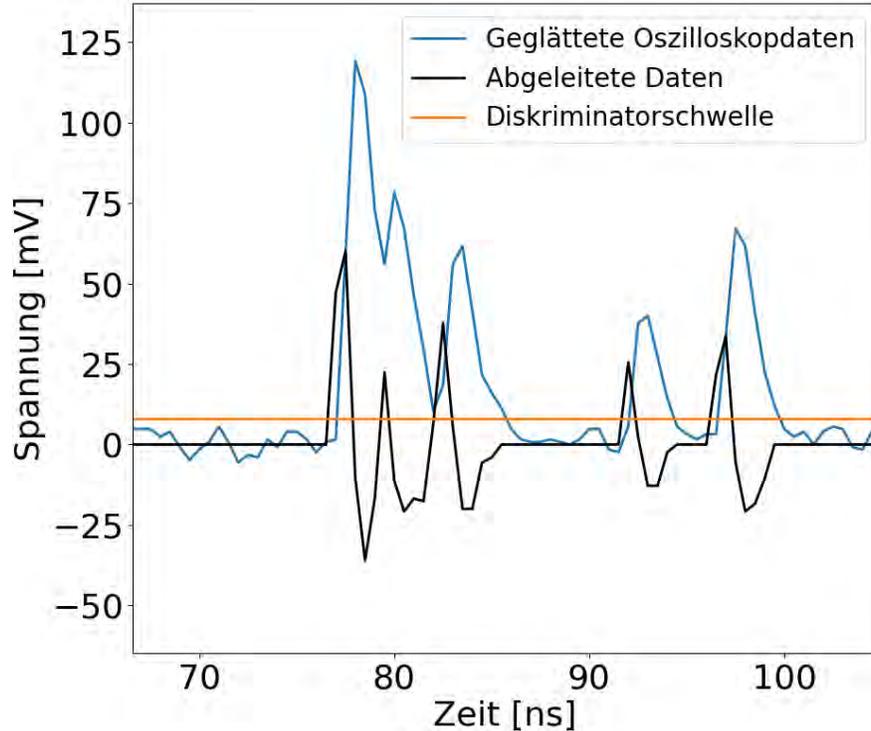


Abbildung 3.5: Doppelpulse können über eine Ableitung der Daten voneinander getrennt werden, und anschließend über einen Diskriminator gezählt werden. Zwischen 75 ns und 82 ns ist ein Doppelpuls, der über den Diskriminator als Einzelpuls gezählt wird, aber über die Ableitungsmethode korrekt als zwei Pulse gezählt wird.

3.2.4 Zählratenbestimmung anhand der Integralmethode

Zusätzlich zu den anderen Methoden die Zählrate möglichst genau zu bestimmen, wurde die Integralmethode gewählt, auf die der Totzeiteinfluss geringer ist. In einem hinreichend großen Zeitraum wird, in einem Bereich in dem der Einfluss der Totzeiteffekte noch gering ist, sowohl die Fläche aller Pulse bestimmt, als auch die Anzahl der Pulse mithilfe der üblichen Diskriminatorenmethode. Davon ausgehend wird der durchschnittliche Wert eines gezählten Pulses bestimmt. Für Bereiche mit hohen Ereignisraten wird dieser Wert benutzt, um aus der Gesamtfläche der Pulse in einem Zeitintervall die Zählrate zu bestimmen.

Eine schematische Abbildung der Methode zur Bestimmung der Integrale ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Es wurde für die digitale Auswertung ein geringer Schwellenwert von 8 mV eingestellt. Nur die Werte die über diesem Schwellenwert lagen, wurden für die Berechnung der

Fläche des Pulses benutzt. Dies geschah, um nichtlineare Einflüsse des Rauschens zu unterdrücken. Zudem wurde von allen Datenpunkten, die über dem Schwellenwert lagen, 8 mV subtrahiert. Daran anschließend wurden die Werte aller Punkte des entstandenen Datensatzes addiert und mit dem Inversen der Abtastrate multipliziert. Die durchschnittliche Fläche eines Pulses für PMT2 beträgt 69,9 pVs und für PMT3 47,2 pVs.

Ein Nachteil der Einführung des geringen Schwellenwertes ist, dass für hohe Zählraten die Fläche des Gesamtintegrals unterschätzt wird. Da der Schwellenwert so gewählt ist, dass das Rauschen möglichst unterdrückt wird, wird ein Teil der tatsächlichen Fläche des Pulses ignoriert. Wenn in einem gegebenen Zeitintervall der Schwellenwert bereits überschritten ist, wird für einen zusätzlichen Puls der in dem selben Zeitintervall ausgelöst wird, für diesen die zusätzliche Fläche die unter dem Schwellenwert liegen würde, nicht mehr subtrahiert. Insgesamt wird also für so einen Puls zusätzlich die Differenz zwischen Rauschen und Schwellenwert addiert.

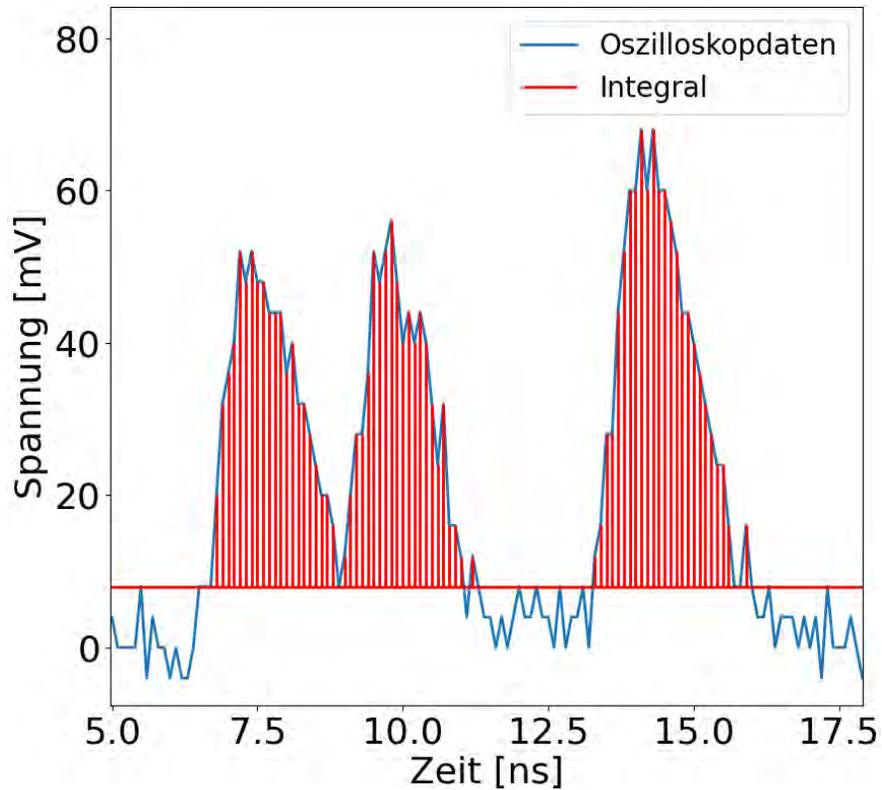


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Integralmethode. Es wird über die Zeit für Spannungswerte ab 8 mV integriert. Bei anschließender Auswertung des PZS wird die durchschnittliche Fläche eines Pulses ermittelt. Für größere Ereignisraten, in denen das PZS nicht mehr linear verläuft, kann dann das Gesamtintegral dieses Zeitraums durch die durchschnittliche Pulsfläche dividiert werden, um eine Zählrate zu erhalten.

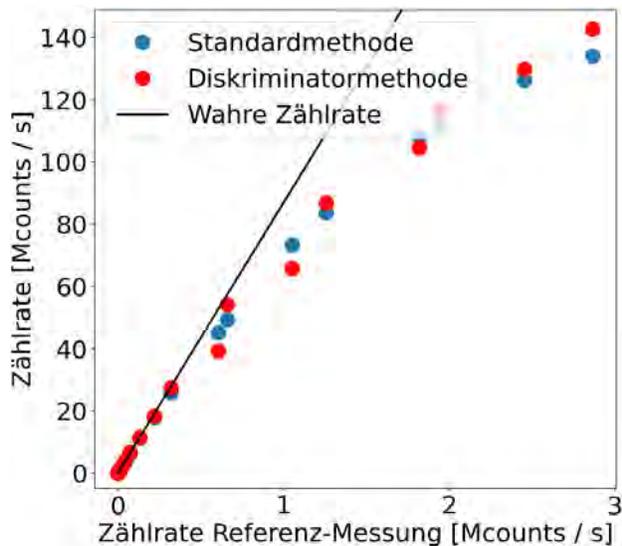
Kapitel 4

Auswertung der Daten

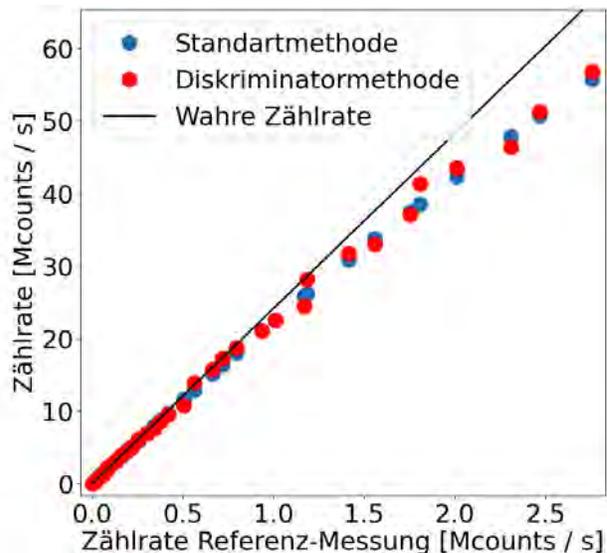
Es werden die vorgestellten Methoden miteinander verglichen. Zunächst wird überprüft, ob sich die Zählrate des CNT80 mit der digitalen Diskriminormethode reproduzieren lässt. Danach werden die Zählraten der verschiedenen Methoden miteinander auf Abweichung von der wahren Zählrate verglichen. Außerdem werden die Pulshöhenverteilungen der untersuchten PMTs, sowie die Verteilung der gezählten Pulse je Zählmethode und Zeitintervall vorgestellt.

4.1 Vergleich der Zählraten des CNT80 und der digitalen Diskriminormethode

Für verschiedene Helligkeitsstufen der in dem Gehäuse der untersuchten PMT-Einheit integrierten LED wurde die Zählrate des untersuchten PMT mit dem Photonenzählsystem CNT80 und mit der digitalen Diskriminormethode auf Basis der Oszilloskopdaten bestimmt. Parallel dazu wurde jeweils die Zählrate des Referenz-PMT mit dem CNT80 bestimmt. In Abb. 4.1 sind die gemessenen Zählraten des CNT80 (Standardmethode) und der digitalen Diskriminormethode gegenüber der Zählrate der Referenzmessung aufgetragen. Der schwarze Graph ist eine Extrapolation der Zählraten der Diskriminormethode der kleinen Zählraten auf alle Zählraten. Da die Diskriminormethode in diesem Bereich identisch mit der Ereignisrate ist, bildet dieser Graph die wahre Zählrate ab. Die beiden Methoden, die Zählrate zu bestimmen, stimmen für die Messungen bei PMT2 und PMT3 gut überein.



(a) Vergleich der Zählraten der Diskriminator- und Standardmethode an PMT2



(b) Vergleich der Zählraten der Diskriminator- und Standardmethode an PMT3

Abbildung 4.1: Die Zählraten der Diskriminatormethode und die Zählraten des CNT80 (Standardmethode) werden für die gleichen Lichtintensitäten miteinander verglichen. Der in schwarz aufgetragene Graph stellt die Extrapolation der Zählrate der Diskriminatormethode von kleineren Ereignisraten auf größere dar. Diese entspricht der wahren Zählrate.

4.2 Vergleich der Methoden

Für die spätere Bestimmung des Rückstreukoeffizienten ist bei einer Lidarmessung die Änderung der Lichtintensität der verschiedenen Höhenabschnitte relevant. Aus diesem Grund wird hier untersucht, ob die gefundenen Zählraten proportional mit der Ereignisrate verlaufen.

4.2.1 Linearität der Zählrate verschiedener Diskriminatoren

Die gemessenen Daten wurden für Diskriminatoren mit höheren Schwellenwerte untersucht. Diese Methode untersucht nicht mehr die Anzahl der Ereignisse, sondern die Anzahl besonders großer Pulse. Anschließend wurden die ermittelten Zählratenentwicklungen jeweils mit einer Konstanten multipliziert, sodass sie im Bereich kleiner Zählraten linear mit der Diskriminatormethode verlaufen. Für die Darstellung in Abb. 4.2 wurde zusätzlich jede so angepasste Zählrate durch die entsprechende wahre Zählrate der Messung geteilt. So kann dargestellt werden, welche Diskriminatoren auch für hohe Zählraten linear mit der wahren Zählrate verlaufen. Für steigende Ereignisraten verläuft der Graph des Diskriminators für

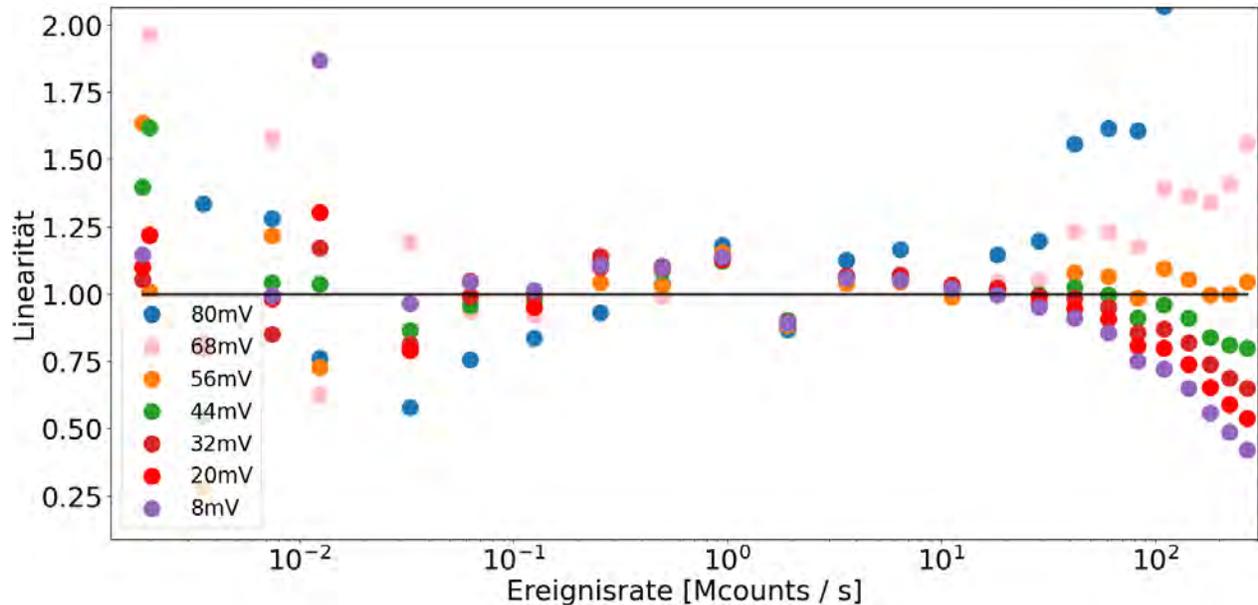


Abbildung 4.2: Die Zählrate von Diskriminatoren mit verschiedenen Schwellenwerten wurden auf Linearität zu der wahren Zählrate untersucht. Für PMT2 zeigt der Diskriminator mit dem Schwellenwert von 56 mV die geringste Abweichung von dieser. Der übliche Diskriminator mit einem Schwellenwert von 20 mV fällt deutlich schneller ab. Bei höheren Schwellenwerten als 56 mV steigt die Zählrate schneller als die wahre Zählrate an, da vor allem Doppelpulse diesen Wert überschreiten können, und diese bei höheren Ereignisraten häufiger sind. In der Legende sind die verschiedenen benutzten Diskriminatorschwellenwerte notiert.

PMT2 mit dem Schwellwert von 56 mV am linearsten zu der wahren Zählrate. Der Graph der üblichen Diskriminormethode mit einem Schwellenwert von 20 mV (rot) fällt für eine Ereignisrate von ungefähr 270 Mcounts^{-1} bereits um die Hälfte ab. Für PMT3 wurde ein optimaler Diskriminatorschwellenwert von 36 mV gefunden.

4.2.2 Vergleich der Linearität der Messmethoden

Die verschiedenen Messmethoden wurden auf ihre Linearität relativ zur wahren Zählrate untersucht (Abb. 4.3). Die übliche Diskriminormethode mit einem Diskriminatorschwellenwert von 20 mV fällt für PMT2 auf 53 % der wahren Zählrate bei einer maximalen Ereignisrate von $268 \text{ Mcounts s}^{-1}$ ab. Die Zählrate der Ableitungsmethode fällt auf eine Zählrate von 71 % der wahren Zählrate ab. Die Integralmethode überschätzt die wahre Zählrate für hohe Ereignisraten auf 121% der wahren Zählrate. Die Diskriminormethode des Schwellenwertes 56 mV zeigt die geringste Abweichung für hohe Ereignisraten. Sie weicht für die maximale

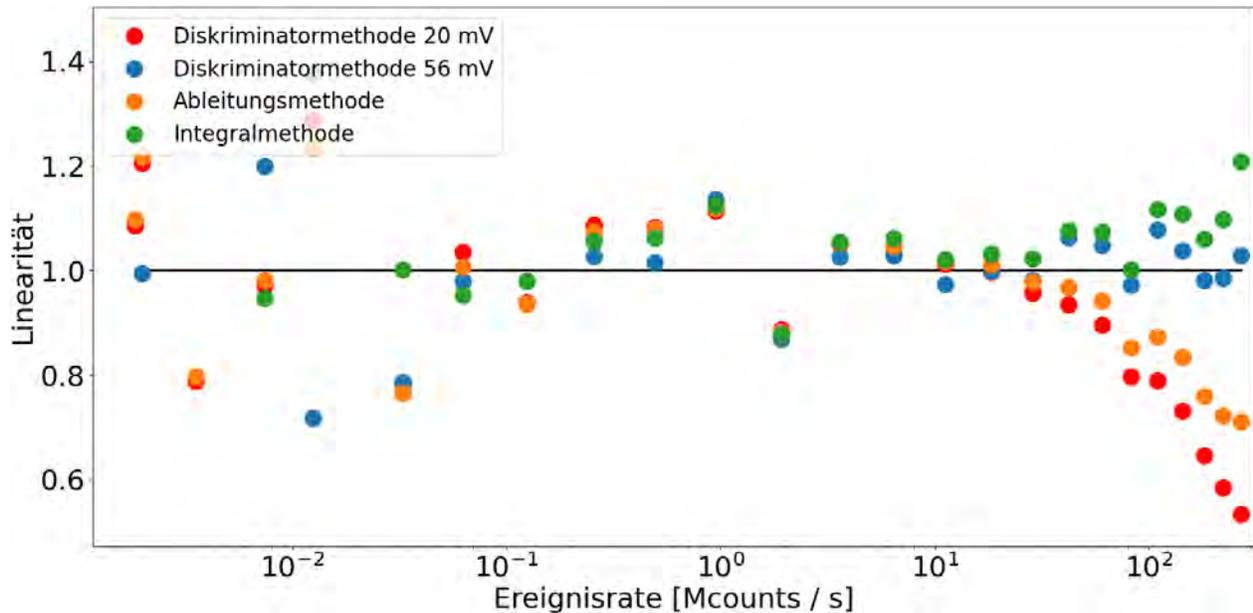
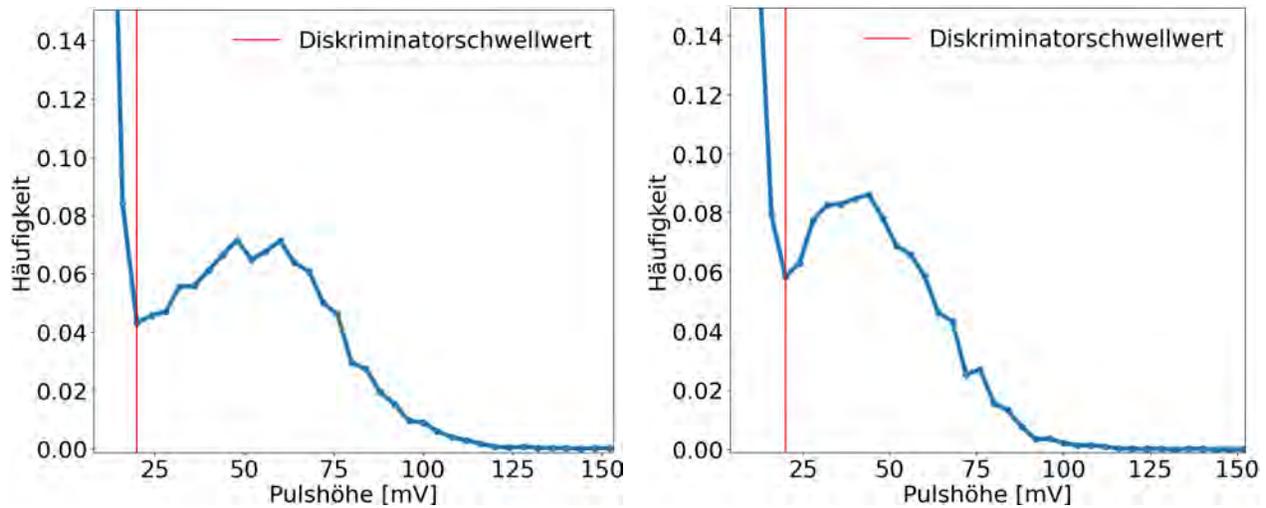


Abbildung 4.3: Abgebildet sind die verschiedenen Methoden die Zählrate zu bestimmen, in Relation zu der wahren Zählrate. Während sowohl die Zählrate der üblichen Diskriminatormethode mit einem Schwellenwert von 20 mV und die Ableitungsmethode relativ schnell abfallen, überschätzt die Integralmethode die wahre Zählrate. Die Diskriminatormethode des Schwellenwertes 56 mV zeigt die beste Linearität relativ zur Ereignisrate.

Ereignisrate um 3% ab. Für kleine Ereignisraten ergibt sich eine größere Streuung, da das Zeitintervall von 2,5 ms für jede Lichtintensität konstant gewählt wurde und die geringere Anzahl an gezählten Ereignissen eine größere Streuung verursacht.

4.3 Gemessene Verteilungen

Es wurden zwei Arten von Verteilungen für verschiedene Ereignisraten erstellt. Zunächst die Verteilung der Pulshöhen, und anschließend die Verteilung der gezählten Pulse je benutzter Zählmethode. Die Pulshöhenverteilung kann genutzt werden, um einen optimalen Diskriminatorschwellenwert zu wählen. Die Verteilung der Anzahl der gezählten Pulse pro Zeitintervall kann genutzt werden, um Aussagen über den Einfluss der Totzeiteffekte zu treffen.



(a) Abbildung der Pulshöhenverteilung bei einer Ereignisrate von $6,4 \text{ Mcounts s}^{-1}$ und einem Zeitintervall von $2,5 \text{ ms}$ an PMT2.

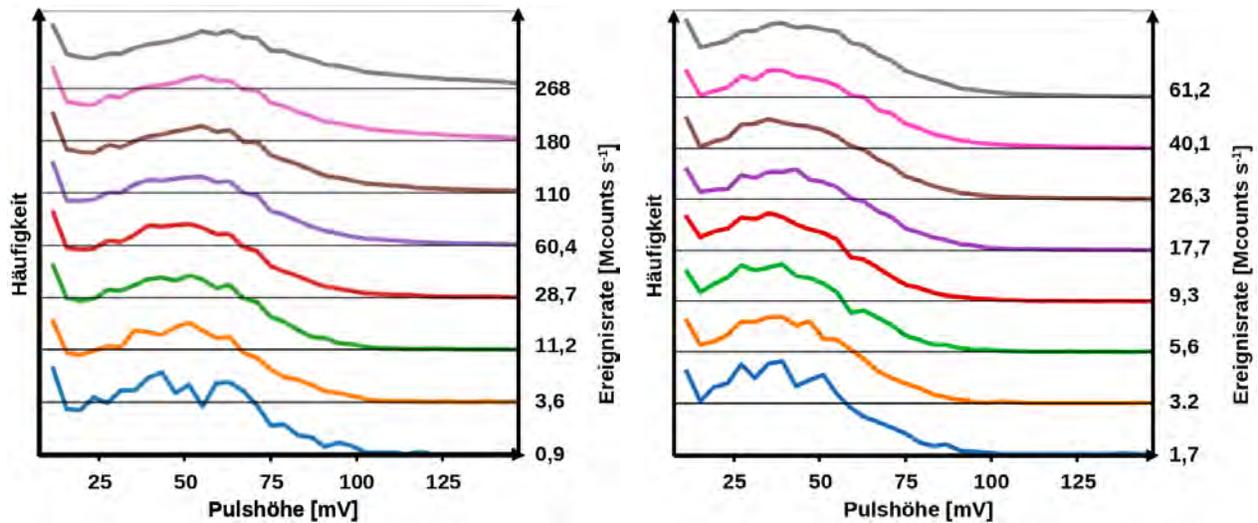
(b) Abbildung der Pulshöhenverteilung bei einer Ereignisrate von $6,6 \text{ Mcounts s}^{-1}$ und einem Zeitintervall von $2,5 \text{ ms}$ an PMT3.

Abbildung 4.4: Pulshöhenverteilung für verschiedene PMTs. Der rote Graph stellt den üblichen Schwellenwert dar.

4.3.1 Pulshöhenverteilung

Um aus dem Datensatz die Pulshöhenverteilung zu erhalten, wurde ein Python-Programm geschrieben, das die lokalen Maxima der gemessenen Spannung findet. Hierbei ist eine Liste mit fünf Elementen über die Daten iteriert, wobei mit jedem Schritt der erste Listeneintrag gelöscht und für den fünften Listeneintrag der nächsten Datenpunkt hinzugefügt wurde. Falls der dritte Listeneintrag größer war als die restlichen Einträge, wurde die Höhe des Maxima gespeichert. Anschließend wurde die Anzahl der jeweiligen Pulshöhen addiert. Die Verteilungen wurden im Bereich der Photonenpulse, also für Pulshöhen über 20 mV normiert. Dies wurde für verschiedene Ereignisraten wiederholt.

Beispielhaft sind die Pulshöhenverteilungen für PMT2 und PMT3 in Abb. 4.4 abgebildet. Für geringe Pulshöhen bis ungefähr 20 mV befinden sich die gemessenen Maxima im Bereich des Rauschens und der thermischen Pulse. Die Photonenpulse beginnen jeweils ab 20 mV zu dominieren. Das Maxima der Verteilung liegt bei PMT2 für eine Ereignisrate von $6,4 \text{ Mcounts s}^{-1}$ im Bereich von 48 mV bis 60 mV . Bei PMT3, für eine Ereignisrate von $6,6 \text{ Mcounts s}^{-1}$ im Bereich von 32 mV bis 44 mV . Die Verteilung der Pulshöhen bei PMT3 ist schmäler als die von PMT2.



(a) Die Entwicklung der Pulshöhenverteilung von PMT2.

(b) Die Entwicklung der Pulshöhenverteilung von PMT3.

Abbildung 4.5: Die Entwicklung der Pulshöhenverteilung für verschiedene Ereignisraten von PMT2 und PMT3. Für steigende Ereignisraten verbreitert sich die Verteilung und bewegt sich hin zu größeren Pulshöhen.

Für steigende Ereignisraten kann eine Verschiebung der Verteilung hin zu höheren Pulsen beobachtet werden (Abb. 4.5). Während bei PMT2 und PMT3 Pulshöhen über 100 mV für eine Ereignisrate von $0,9 \text{ Mcounts s}^{-1}$ bzw. $1,7 \text{ Mcounts s}^{-1}$ noch selten sind, nimmt ihre Häufigkeit für steigende Ereignisraten zu. Auch der Bereich der Einzelphotonenpulse (etwa 25 mV bis 100 mV Pulshöhe für kleine Ereignisraten) verschiebt sich für steigende Ereignisraten hin zu höheren Pulsen.

4.3.2 Pulsanzahlstatistik

Anhand der verschiedenen Methoden wurde die Entwicklung der gezählten Pulse pro Zeitintervall für steigende Ereignisraten untersucht. Ausgehend von der Ereignisrate wurden die Zeitintervalle so angepasst, dass in jedem Zeitintervall die gleiche Anzahl an Ereignissen erwartet wurde. Es wurde jeweils über 750 Zeitintervalle gemittelt. Für PMT2 wurde ein Erwartungswert von 6,7 Ereignisse pro Zeitintervall gewählt. Für kleine Ereignisraten folgen die gezählten Pulse der üblichen Diskriminatorenmethode der Poissonstatistik des Erwartungswertes (Abb. 4.6), bis auf Ereignisraten von $1,9 \text{ Mcounts s}^{-1}$ bei PMT2, bei der es zu einer

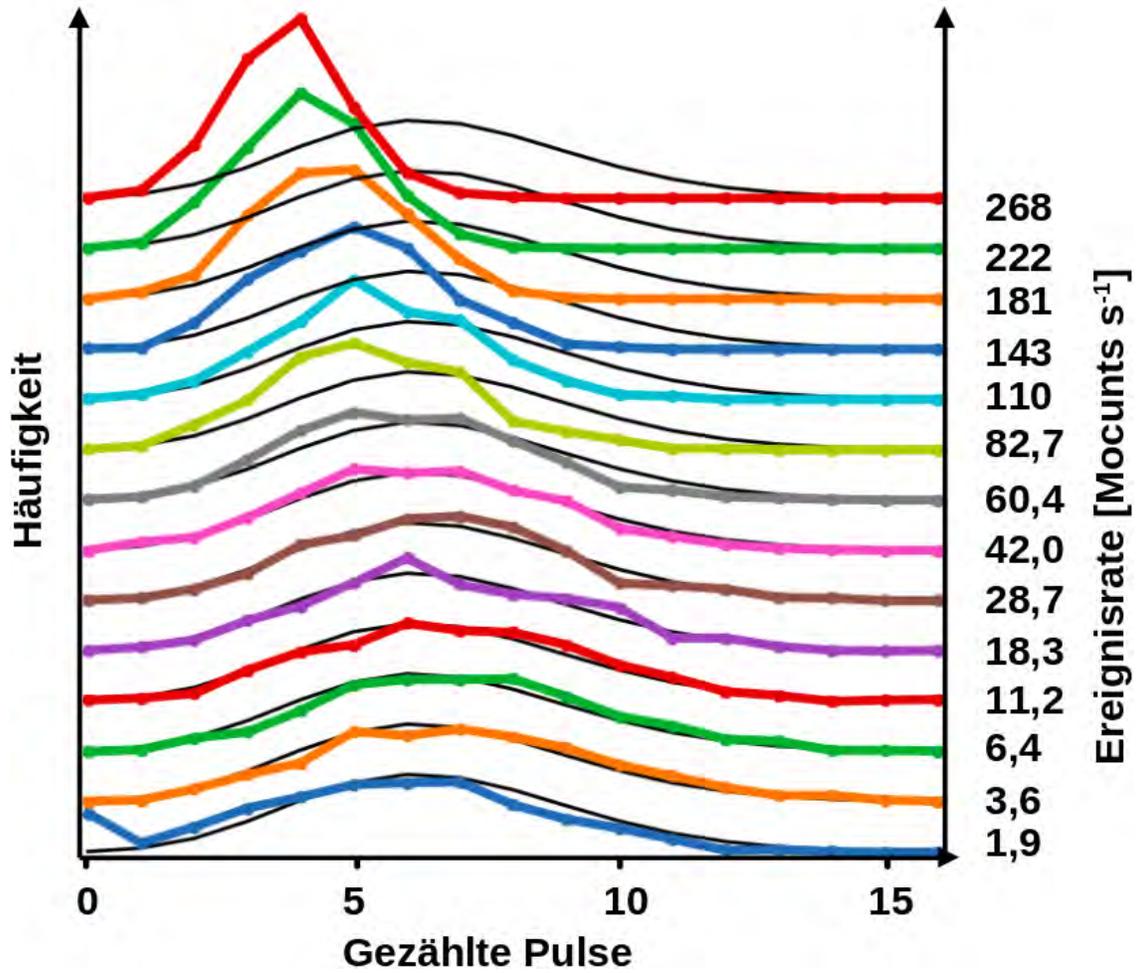


Abbildung 4.6: Die Abbildung zeigt die Entwicklung der Verteilung der gemessenen Pulse für steigende Ereignisraten, ermittelt mit der üblichen Diskriminatorenmethode für PMT2. Die Zeitintervalle wurden abhängig von der Referenz-Messung so gewählt, dass 6,7 Ereignisse je Intervall erwartet worden sind. In Schwarz ist jeweils die Poissonverteilung des Erwartungswertes der Anzahl der Ereignisse aufgetragen.

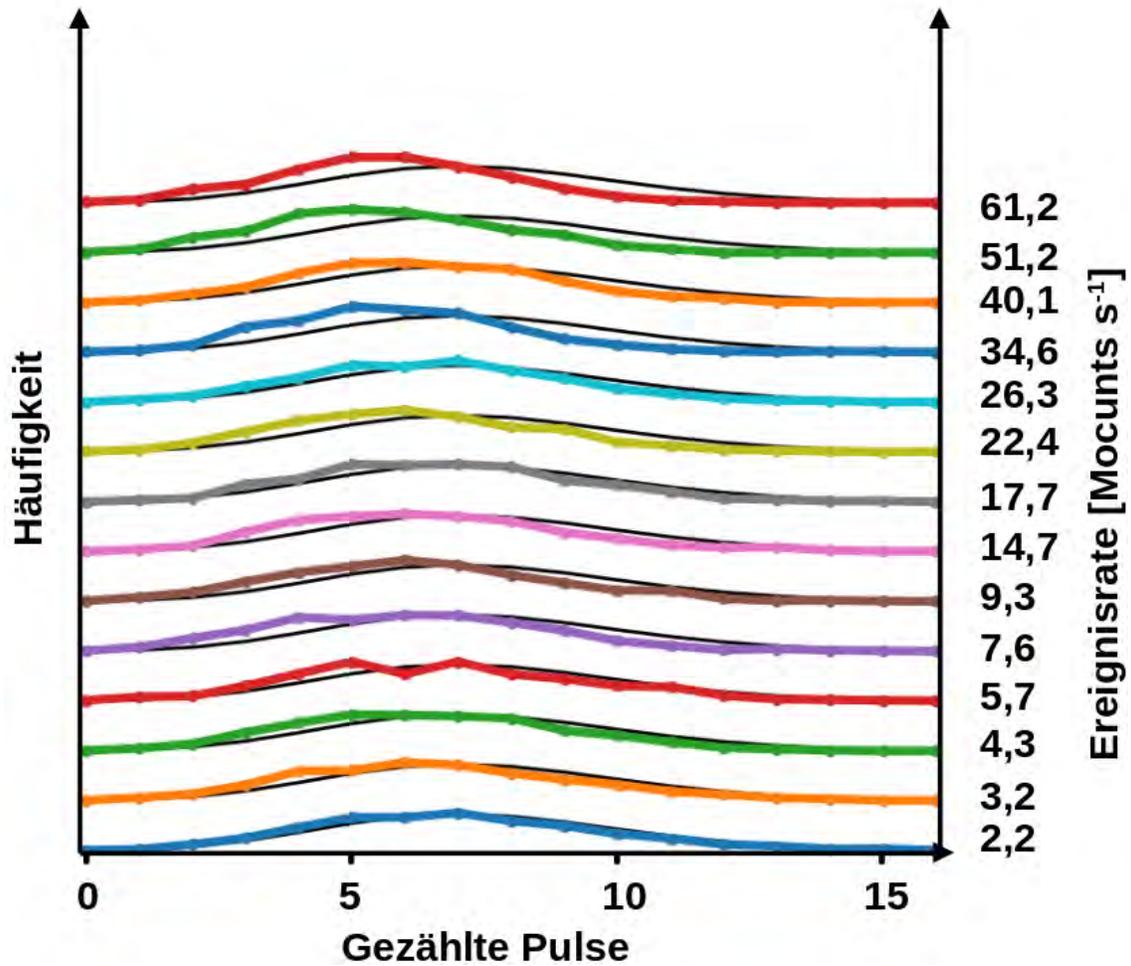


Abbildung 4.7: Die Abbildung zeigt die Entwicklung der Verteilung der gemessenen Pulse für steigende Ereignisraten, ermittelt mit der üblichen Diskriminatormethode bei PMT3. Die Zeitintervalle wurden abhängig von der Referenz-Messung so gewählt, dass 7,5 Ereignisse je Intervall erwartet worden sind. In Schwarz ist jeweils die Poissonverteilung des Erwartungswertes der Anzahl der Ereignisse aufgetragen.

Häufung von Intervallen ohne gezählte Ereignisse kommt. Dies gilt bei PMT2 bis für eine Ereignisrate von ungefähr $42,0 \text{ Mcounts s}^{-1}$. Für steigende Ereignisraten werden pro Ereignis weniger Pulse gezählt und die Verteilung verschiebt sich hin zu weniger gezählten Pulsen je Zeitintervall.

Bei PMT3 wird eine deutliche Abweichung der Poissonverteilung für Zählraten ab $34,6 \text{ Mcounts s}^{-1}$ beobachtet (Abb. 4.7). Auch diese Verteilung verschiebt sich für steigende Ereignisraten deutlich hin zu weniger gezählten Pulsen, bei konstanter erwarteter Anzahl der Ereignisse.

Die Verteilung der gezählten Pulse durch die Methode des höheren Diskriminators wurde durch steigende Ereignisraten beeinflusst. In Abb. 4.11 ist die Verteilung der gezählten Pulse je Ereignisrate für die Messmethode des höheren Diskriminatorschwellenwertes für PMT2 aufgetragen. Während die Verteilung für Ereignisraten von $82,7 \text{ Mcounts s}^{-1}$ der Poissonstatistik folgt, wird die Verteilung für zunehmende Ereignisraten schmaler. Der Erwartungswert der gezählten Pulse bleibt jedoch relativ konstant. In dem Ereignisratenbereich bei PMT3 kommt es bei der Verteilung für die gezählten Pulse des höheren Diskriminators noch nicht zu einer deutlichen Verformung (Abb. 4.13).

Für die Verteilung der gezählten Pulse der Integralmethode wurde das Gesamtintegral des Zeitintervalls durch die durchschnittliche Fläche eines Pulses geteilt und das Ergebnis anschließend auf eine natürliche Zahl gerundet. Die gezählten Pulse folgen der Poissonstatistik der Ereignisraten relativ genau. Für große Ereignisraten verbreitert sich die Verteilung jedoch und verschiebt sich hin zu mehr gezählten Pulsen je Zeitintervall.

4.4 Totzeit

Die Totzeit wird anhand verschiedener Methoden bestimmt. Zunächst wird die Verschiebung und Verformung der Verteilung der Ableitungsmethode untersucht. Im nächsten Schritt wird anhand der ermittelten Zählraten die bekannten Totzeitfunktionen an diese angepasst, um so die Totzeit zu bestimmen.

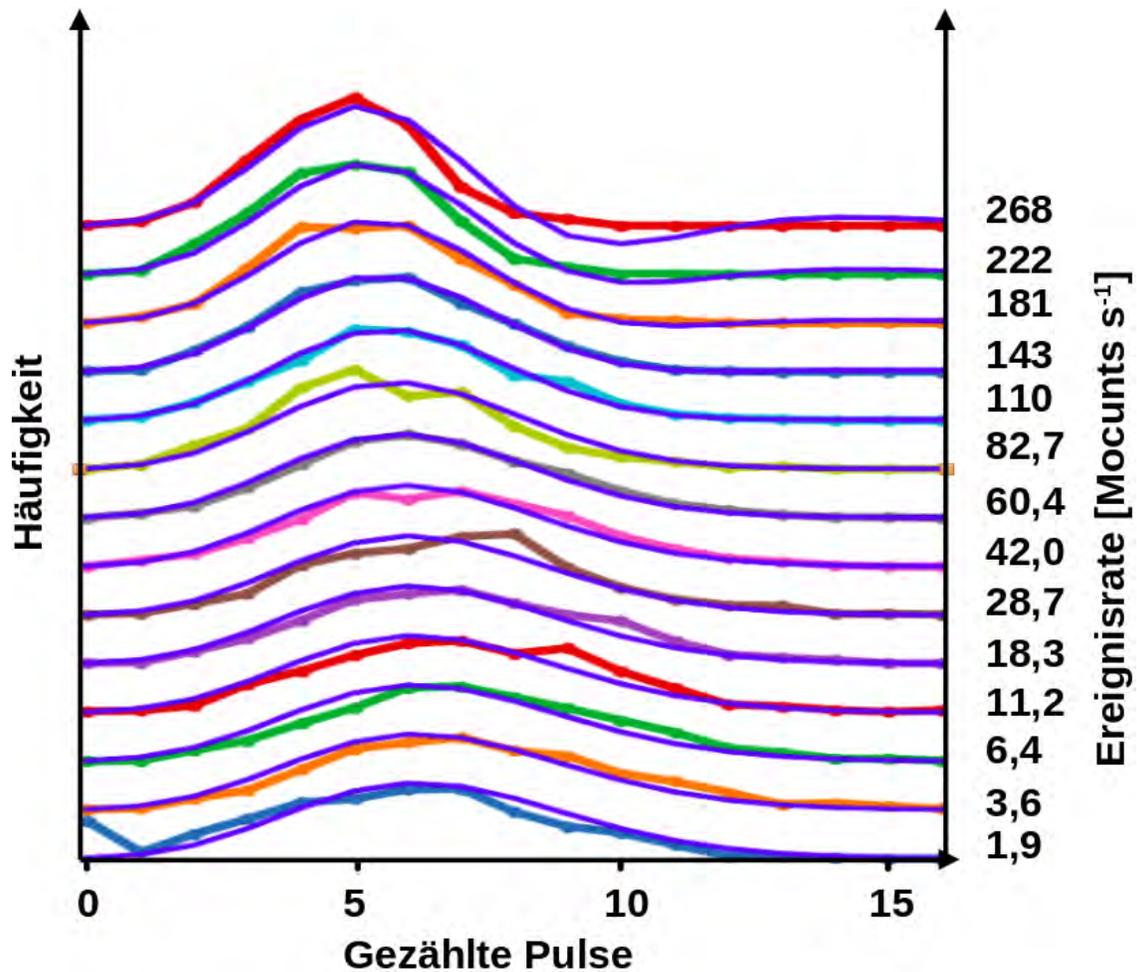


Abbildung 4.8: Für die Ableitungsmethode wurde die Entwicklung der Verteilung der gezählten Pulse für verschiedene Ereignisraten und Zeitintervalle bei PMT2 untersucht. In blau sind die Kurven der angepassten Poissonverteilung durch Glg. (2.7) nach Johnson et al. [1966] für den nichtparalysierbaren Totzeiteffekt dargestellt. Die so gefundene nichtparalysierbare Totzeit beträgt 1,26 ns. Die tatsächliche nichtparalysierbare Totzeit beträgt 1,00 ns.

4.4.1 Totzeitbestimmung durch Verformung der Poissonverteilung

Für die geglätteten Daten, die bei der Diskriminator- und der Ableitungsmethode genutzt wurden, beträgt das kleinste Zeitfenster, in dem ein Wert für die gemessene Spannung angegeben wird, 0,5 ns. Daraus folgt, dass der kleinste Zeitraum, in dem ein Puls registriert wird, 1 ns beträgt, da die Spannung den Wert der Diskriminatorschwelle in dieser Zeit über- und unterschreiten muss, um einen Puls zu zählen. Dieser Zeitraum entspricht nach dem Modell des nichtparalysierbaren Totzeiteffekts, der nichtparalysierbaren Totzeit der Messung.

Für die Ableitungsmethode, für die der Einfluss des paralysierbaren Totzeiteffekts geringer

ist als für die übliche Diskriminormethode, wurde anhand der Methode von Johnson et al. [1966] (Glg. 2.7) die veränderte Poissonverteilung unter Einfluss des nichtparalysierbaren Totzeiteffekts an die Pulsanzahlverteilungen der Ableitungsmethode angepasst (Abb. 4.8). Die optimale nichtparalysierbare Totzeit für die Anpassung wurde bei PMT2 für $\tau_{np} = 1,26$ ns gefunden. Diese liegt also über der tatsächlichen nichtparalysierbaren Totzeit. Für PMT3 (Abb. 4.15) ist die Verschiebung geringer, da das Spektrum der Ereignisraten bei den Messungen kleiner ist. Es wurde eine Totzeit von $\tau_{np} = 0,59$ ns gefunden.

4.4.2 Totzeitbestimmung der verwendeten Methoden

Ausgehend von den Gleichungen Glg. (2.3), Glg. (2.4) und Glg. (2.5) wurde versucht, die Totzeiten für die verschiedenen Methoden zu bestimmen. Die angepassten Totzeitfunktionen für die verschiedenen Methoden bei PMT2 sind in Abbildung 4.9 abgebildet. Für die Anpassungen an die Diskriminormethode mit dem Schwellenwert 56 mV und der Integralmethode wurden auch negative paralysierbare und nichtparalysierbare Totzeiten zugelassen.

Die Totzeit des paralysierbaren Totzeiteffekts, der für Diskriminormethode der dominierende Effekt ist, beträgt $\tau_p = 2,36$ ns. Die kombinierte Totzeitfunktion zeigt hier ausschließlich einen paralysierbaren Anteil. Bei der Ableitungsmethode ist der paralysierbare Totzeiteffekt weniger relevant. Die gefundene nichtparalysierbare Totzeit dieser Methode beträgt $\tau_{np} = 1,67$ ns, die paralysierbare Totzeit $\tau_p = 1,42$ ns und die kombinierte Totzeit (Glg. 2.5) $\tau = 1,67$ ns. Die nichtparalysierbare Totzeit weicht hier von der nichtparalysierbaren Totzeit der verformten Poissonverteilung ab. Für die Diskriminormethode mit dem Schwellenwert 56 mV wurde eine sehr gute Übereinstimmung mit der wahren Zählrate gefunden. Sowohl bei der Diskriminormethode mit dem Schwellenwert 56 mV und der Integralmethode wurden negative Werte für die Totzeiten bestimmt. Ein Grund für die Überschätzung der Zählrate einer Diskriminormethode mit höheren Schwellenwert ist, dass sich zusätzlich zu den Einfachpulsen, die den Schwellenwert übersteigen, Mehrfachpulse, die aus kleineren Pulsen zusammengesetzt sind, die einzeln unter dem Schwellenwert liegen würden, überlappen. Da sich Glg. (2.3) analytisch auf negative Totzeiten fortsetzen lässt und dieser Effekt sich gegensätzlich zum gewöhnlichen paralysierbaren Totzeiteffekt verhält, kann eine effektive pa-

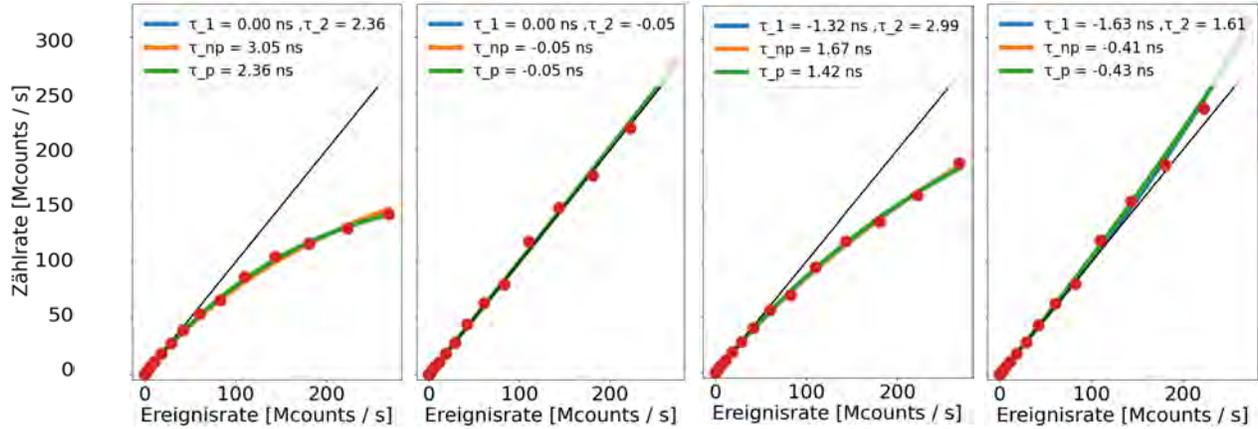


Abbildung 4.9: Die verschiedenen Totzeitfunktionen wurden für PMT2 an die Zählraten der verschiedenen Methoden angepasst. Von links nach rechts sind in Rot die jeweiligen Zählraten der Methoden abgebildet: Diskriminormethode (20 mV), Diskriminormethode (56 mV), Ableitungsmethode, Integralmethode. In Schwarz ist die wahre Zählrate aufgetragen. In der Legende sind die jeweiligen Totzeiten der Messungen notiert.

ralysierbare Totzeit von $\tau_{p,eff} = -0,05$ ns bestimmt werden. Ähnlich verhält es sich für die Integralmethode. Bei sich überlappenden Pulsen wird die Differenz des Rauschens zu dem Schwellenwert von 8 mV dazu addiert. Dies wirkt wie ein inverser paralysierbarer Totzeitdefekt. Die so gefundene effektive Totzeit beträgt $\tau_{p,eff} = -0,41$ ns.

Die kombinierte Totzeitbestimmung die zwei Parameter gebraucht und sich jeweils auf die beiden anderen Totzeitfunktionen reduzieren lässt, erzeugt die am besten angepassten Totzeitfunktionen. Für die Diskriminormethode mit dem Schwellenwert 56 mV beträgt sie $\tau = -0,05$ ns und ist identisch mit der effektive paralysierbaren Totzeit. Für die Ableitungsmethode beträgt die kombinierte Totzeit $\tau = 1,67$ ns und für die Integralmethode $\tau = -0,02$ ns.

Die Gleiche Anpassung der Totzeitfunktionen an die Zählraten der verschiedenen Methode bei PMT3 ist in Abb. 4.10 zu sehen. Für die übliche Diskriminormethode findet man eine paralysierbare Totzeit von $\tau_p = 2,81$ ns und für die Diskriminormethode mit dem Schwellenwert 36 mV beträgt die effektive paralysierbare Totzeit $\tau_{p,eff} = -0,9$ ns. Für die Ableitungsmethode beträgt die nichtparalysierbare Totzeit $\tau_{np} = 2,48$ ns und die effektive paralysierbare Totzeit für die Integralmethode beträgt $\tau_{p,eff} = -1,22$ ns. Die gefundenen kombinierten Totzeiten betragen $\tau = 3,7$ ns für die übliche Diskriminormethode, $\tau = -0,9$ ns für die Diskriminormethode des Schwellenwertes 36 mV, $\tau = 4,9$ ns für die Ableitungsmethode

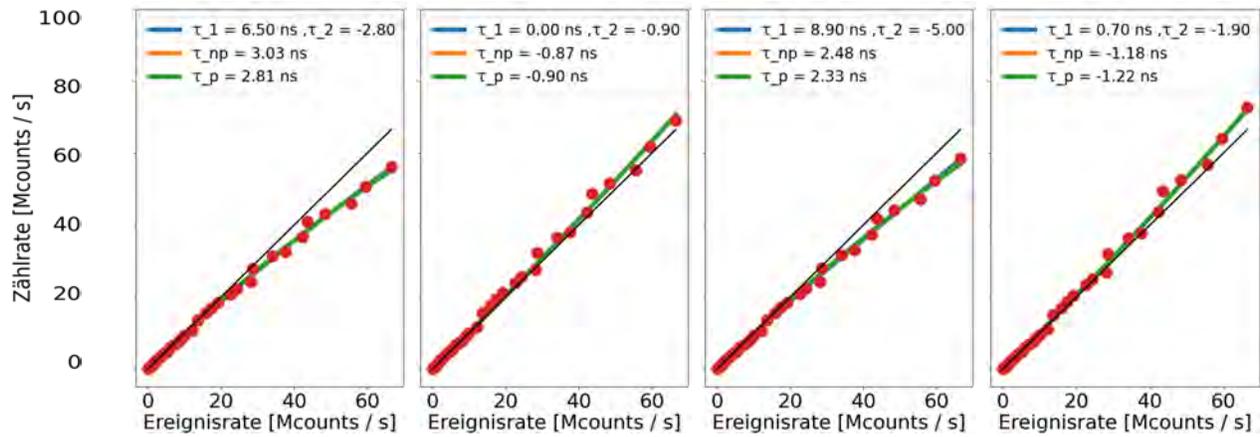


Abbildung 4.10: Die verschiedenen Totzeitfunktionen wurden für PMT3 an die Zählraten der verschiedenen Methoden angepasst. Von links nach rechts sind in Rot die verschiedenen Zählraten markiert: Diskriminormethode (20 mV), Diskriminormethode (36 mV), Ableitungsmethode, Integralmethode. Mit schwarz ist die wahre Zählrate aufgetragen.

und $\tau = -1,2 \text{ ns}$ für die Integralmethode.

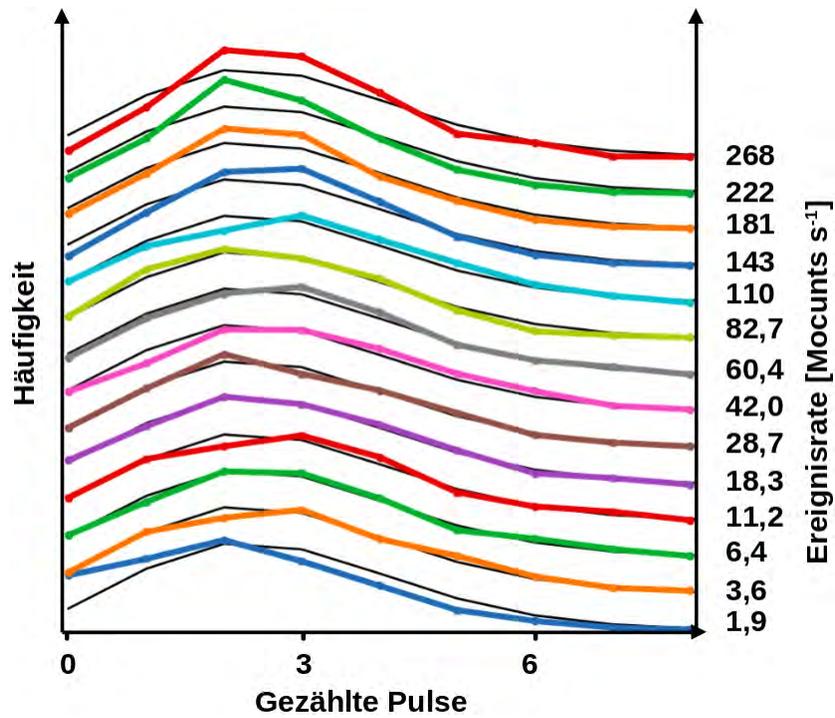


Abbildung 4.11: Verteilung der gezählten Pulse der Diskriminormethode (56 mV) PMT2. Die erwartete Anzahl der Ereignisse beträgt 2,81.

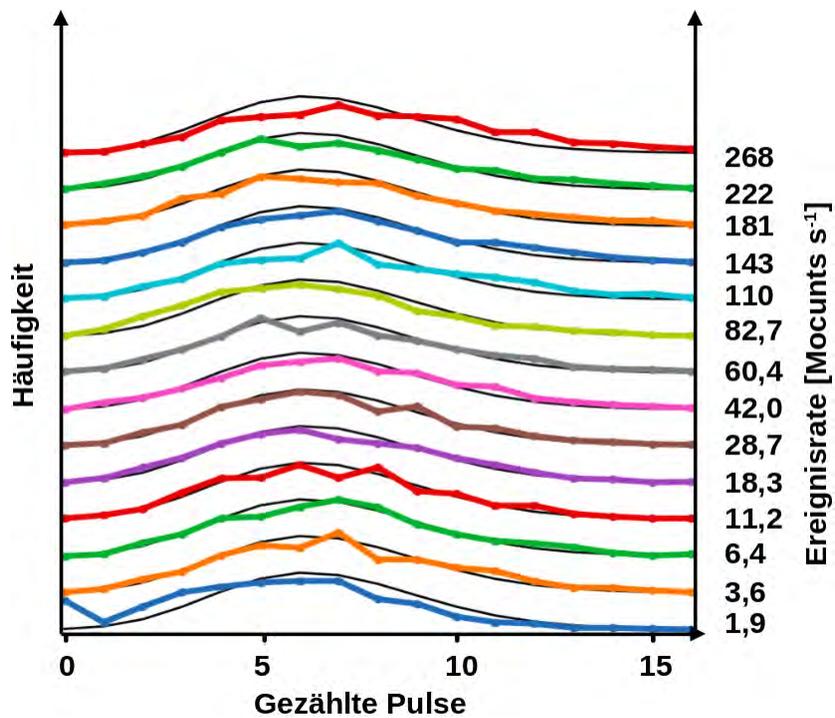


Abbildung 4.12: Verteilung der gezählten Pulse der Integrale methode PMT2

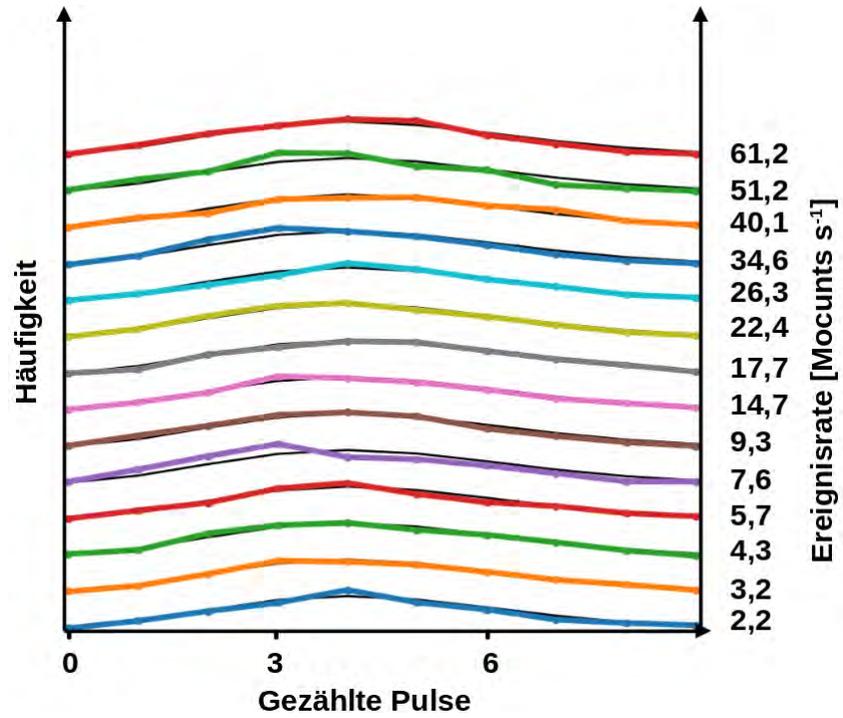


Abbildung 4.13: Verteilung der gezählten Pulse der Diskriminormethode (36 mV) PMT3. Die erwartete Anzahl der Ereignisse ist 4,5.

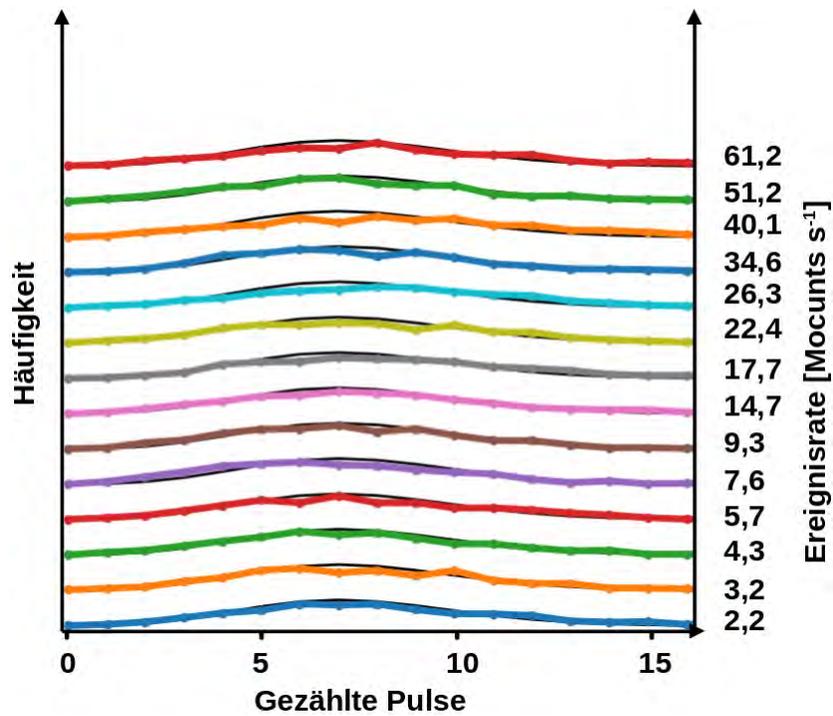


Abbildung 4.14: Verteilung der gezählten Pulse der Integralmethode PMT3

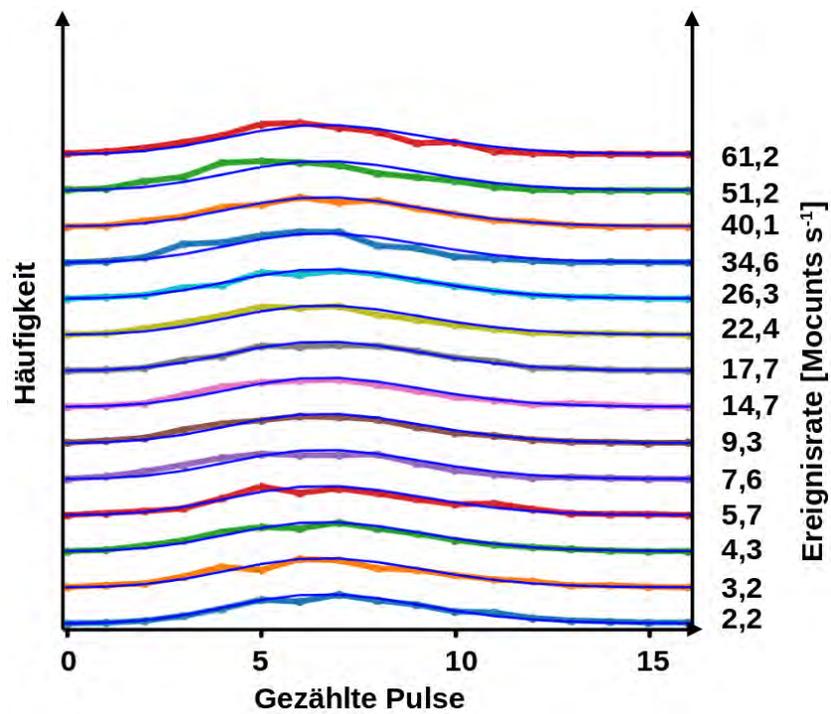


Abbildung 4.15: Verteilung der gezählten Pulse der Ableitungsmethode PMT3. Die so ermittelte nichtparalysierbare Totzeit beträgt 0.59 ns, die tatsächliche 1,00 ns.

Kapitel 5

Diskussion

Die Auswertung der üblichen Diskriminormethode hat ergeben, dass die gemessene Zählrate aus den Oszilloskopdaten mit der Zählrate des CNT80 übereinstimmt. Deswegen lassen sich die anderen Methoden prinzipiell auch umsetzen. Es wurde gezeigt, dass es Diskriminatoren mit höheren Schwellenwerten gibt, die länger linear mit der wahren Zählrate verlaufen, als der übliche Diskriminator von 20 mV. Für den üblichen Diskriminator verläuft die gemessene Zählrate bis zu Ereignisraten von ungefähr $20 \text{ Mcounts s}^{-1}$ recht linear mit der wahren Zählrate. Bei der Diskriminormethode mit einem höheren Schwellenwert verläuft die Zählrate bis zu Ereignisraten von $280 \text{ Mcounts s}^{-1}$ linear mit dieser. Dafür werden allerdings nur 42% der Ereignisse gezählt, entspricht also einer tatsächlichen Zählrate von $118 \text{ Mcounts s}^{-1}$ bei PMT2 für den Diskriminator mit dem Schwellenwert 56 mV.

Die Pulshöhenverteilungen für die PMT2 und PMT3 sind verschieden. Dies bedeutet, dass es möglicherweise anspruchsvoll ist, einen optimalen Diskriminator für verschiedene PMTs einzustellen. Dies könnte von dem individuellen PMT abhängen, oder aber von dem PMT-Modell.

Die Entwicklung der Pulshöhenverteilung zeigt, dass höhere Pulse für größere Ereignisraten wahrscheinlicher werden. Dies liegt an den Doppelpulsen die sich addieren und somit höhere Spannungswerte erreichen. Im Bereich in denen sie selten sind (für die Ereignisrate von 6 Mcounts s^{-1} und einer paralyisierbaren Totzeit von 2,5 ns liegt die Abweichung der gemessenen Zählrate von der wahren Zählrate bei 1,5%), dominieren Einfachpulse. Danach

überlappen sie sich und ermöglichen größere Maxima. Außerdem wird eine allgemeine Verschiebung aus dem Bereich der Einfachpulse, hin zu größeren Pulshöhen beobachtet. Grund hier für ist vermutlich, dass, da die Pulse für eine längere Zeit abfallen, sich dieser abfallende Teil des Pulses mit dem danach eintreffenden addiert. Sie bilden also einen kleineren Doppelpuls und sind von Einfachpulsen nicht zu trennen.

Die Pulsanzahlstatistik für die übliche Diskriminormethode verläuft für steigende Ereignisraten so, dass sich die Verteilung verschmälert und hin zu weniger gezählten Pulsen verschiebt. Das gleiche gilt für die Ableitungsmethode. Da die Ableitungsmethode jedoch, nach Konstruktion dieser, weniger von dem paralyzierbaren Totzeiteffekt beeinflusst wird, bietet sich für diese die Auswertung durch die Glg. 2.7 nach Johnson et al. [1966] an. Die angepasste Verteilung stimmt auch relativ gut überein. Dennoch kommt es zu einer Abweichung, die durch den paralyzierbaren Fehler verursacht wird.

Bei der üblichen Diskriminormethode ist die Abweichung von dem paralyzierbaren Totzeiteffekt deutlich größer, sodass diese Anpassung nicht funktioniert. Der Fehler ist größtenteils durch den paralyzierbaren Fehler verursacht (Abb. 4.9). Eine zur nichtparalyzierbaren Verschiebung kongruente Gleichung für die Verschiebung der paralyzierbaren Totzeit wurde in der Literatur nicht gefunden, weswegen sich aus dieser Verformung keine paralyzierbare Totzeit berechnen lässt.

Für die Pulsanzahlstatistik der Integralmethode (Abb. 4.12) hat sich gezeigt, dass sie relativ gut einer Poissonverteilung folgt. Für Ereignisraten ab $110 \text{ Mcounts s}^{-1}$ bei PMT2 beginnt sie sich hin zu einer größeren Zahl an gezählten Pulsen zu verschieben. Das ist zu erwarten, aufgrund des in Kap. 3.2.4 beschriebenen Effekts, dass für zunehmende Ereignisraten zusätzliche Fläche gezählt wird.

Für die Diskriminormethode eines höheren Schwellenwertes (4.11) hat sich ergeben, dass für Ereignisraten ab ungefähr $110 \text{ Mcounts s}^{-1}$ die Pulsanzahlstatistik schmaler wird, und sich stärker um den Erwartungswert konzentriert. Dies gilt bis zu der höchsten gemessenen Ereignisrate. Da der statistische Fehler durch diese Methode kleiner ist, haben bereits Donovan et al. [1993] gezeigt. Dies bedeutet, dass auch hier paralyzierbarer Totzeiteffekt, aber auch durch Pulsüberlappungen ein antagonistischer Effekt wirkt. Mit weiter steigender Ereignisrate wird

einer dieser beiden Effekte den anderen dominieren, und die Verteilung deutlich verformen. Aber bis zu dieser Ereignisrate, bleibt der Erwartungswert relativ konstant.

Bei der Analyse der Totzeitfunktionen hat sich gezeigt, dass die Diskriminormethode des üblichen Schwellenwertes durch den paralyisierbaren Totzeiteffekt dominiert wird. Wie erwartet ist der Totzeiteinfluss auf die Ableitungsmethode geringer als für die übliche Diskriminormethode, aber hier wirken beide Totzeiteffekte deutlich. Für die Diskriminormethode eines höheren Schwellenwertes weicht die vorhergesagte Zählrate wenig ab, bei beiden PMTs zeigt sie einen geringen, inversen paralyisierbaren Totzeiteffekt. Die Integralmethode überschätzt die wahre Zählrate jeweils. Der Grund hierfür wurde bereits erläutert.

Bei PMT2 stimmen die Totzeitfunktionen besser mit den Daten überein als für PMT3. Hierfür kann die größere Spanne an Ereignisraten, oder eine geringere Streuung der gemessenen Zählraten verantwortlich sein.

Bei der Pulsanzahlstatistik kommt es zu einer Überschätzung der Intervalle mit Null Ereignissen pro Zeitintervall für geringe Ereignisraten. Der Grund hierfür liegt vermutlich darin, dass das Licht der im Gehäuse der PMT-Einheit des PMT2 verbauten LED im Niedrigstrombereich kein poissonverteiltes Licht erzeugt. Bei der Bestimmung der Zählraten kam es zu einer teilweise relativ großen Streuung der Zählraten. Die Ursache hierfür ist vermutlich die Erwärmung und deswegen veränderten Zählratenbestimmung der Messung.

Der Versuchsaufbau mittels zwei verschiedener PMTs hat es ermöglicht die Sättigungsdynamik eines PMT zu untersuchen. Das PMT-Signal des untersuchten PMT konnten aufgezeichnet und mit der linearen Zählrate des Referenz-PMT verglichen werden. Daraus konnte die Ereignisrate an dem untersuchten PMT bestimmt, und daraus die Totzeiteinflüsse auf die Messung ausgewertet werden. Um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen, sollte in einem nachfolgenden Experiment, statt mit einer konstanten Lichtquelle mit gepulstem Licht gearbeitet werden. Dies hätte mehrere Vorteile. Zunächst wird der PMT einer geringeren Belastung ausgesetzt. Des Weiteren erhöht sich die Genauigkeit der Messung, da Nachpulse durch Ionen, die bis zu einigen Mikrosekunden später ausgelöst werden können, nicht mehr ge-

zählt werden. Außerdem ist dadurch der Einfluss auf die Temperatur des PMT geringer, was zu einer geringeren Streuung der Zählrate führt. Aus dem selben Grund sollte zwischen den Messungen der einzelnen Lichtstufen eine längere Zeit der PMT auf eine möglichst konstante Temperatur gebracht werden. Durch wiederholte Messungen randomisierter Lichtstufen könnte der statistische Fehler weiter reduziert werden.

Für die Messungen und anschließenden Auswertungen wurden Python 3-Programme geschrieben. Dies hat einen relevanten Teil der Arbeit verursacht. Die Auswertung der gesammelten Daten hat sich als zeitintensiv herausgestellt. Für zukünftige Anwendungen könnte der Code stellenweise optimiert werden. Auch eine Auswertung der Oszilloskopdaten mit einer für numerische Operationen besser geeigneten Programmiersprache wäre möglich.

Es konnte gezeigt werden, dass es prinzipiell möglich ist, aus dem PMT-Signal eine bessere Annäherung an die wahre Zählrate zu erhalten. Die Methode der Benutzung eines Diskriminators dessen Schwellenwert nicht an das Signal/Rauschen-Verhältnis ist eine Möglichkeit, die keine neue Technik erfordert. Sie liefert allerdings ein schwächeres Signal, sodass die Lichtfilter die der Optik des Lidar vorgeschaltet sind, verringert werden müssten, um für wachsende Ereignisraten eine zur wahren Zählrate proportionale gemessene Zählrate bestimmen zu können. Der Einbruch dieser Zählrate lässt sich allerdings nicht so einfach wie für den üblichen Einbruch der Zählrate für den paralyisierbaren Totzeiteffekt beschreiben. Außerdem sollte der höhere Diskriminatorschwellenwert ausgehend von der Pulshöhenstatistik eingestellt werden. Aus den Ableitungen des Signals konnte ein größerer Teil der Pulse bestimmt werden. Dadurch ist es möglich, für Ereignisraten in denen die übliche Diskriminatorenmethode bereits einbricht, ein brauchbares Signal zu erhalten. Hier ist dann der nichtparalyisierbare Totzeiteffekt relevanter, da dieser nicht durch den paralyisierbaren Totzeiteffekt dominiert wird, wie für die übliche Diskriminatorenmethode. Grundbedingung hierfür ist eine veränderte Komparatorschaltung, die kein digitales Signal erzeugt, sondern für ein Überschreiten des eingestellten Schwellenwertes ein Signal das gleich ist mit der Eingangsspannung und für ein Unterschreiten dieser den Schwellenwert selbst sendet. Dies ist vermutlich nötig, um das Rauschen des Signals zu unterdrücken. Anschließend würde dieses analoge Signal abgeleitet werden. Eine elektronische Umsetzung per Schwingkreis oder Ähnlichem ist vermutlich komplex, bedingt

durch das hochfrequente und unharmonische Signal. Ein ADC für die Auswertung müsste eine Abtastrate von mindestens $1,2 \text{ Gsamples s}^{-1}$ gebrauchen und dieses Signal würde anschließend über einen FPGA differenziert werden. Diese Abtastrate wird erhalten, wenn angenommen wird, dass ein Einzelpuls eine Dauer von $2,5 \text{ ns}$ besitzt und durch mindestens drei Datenpunkte abgebildet werden sollen.

Die Interalmethode ließe sich analog zu der Klebe-Methode umsetzen. Über einen Spannungsteiler werden per PZS und per ADC das PMT-Signal analysiert. Um die Fläche eines Pulses zu berechnen, muss für einen festen Zeitraum per PZS und per ADC das Signal bei geringer Ereignisrate analysiert werden und anschließend per FPGA aneinander angepasst werden. Um jeden einzelnen Puls mit drei Datenpunkten zu erfassen, muss wieder ein ADC mit einer Frequenz von $1,2 \text{ Gsample s}^{-1}$ gewählt werden. Es kann auch ein ADC mit einer geringeren Bandbreite verwendet werden, dann erhöht sich der benötigte Zeitraum, eine durchschnittliche Pulsfläche zu bestimmen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, die Sättigungsdynamik zu untersuchen und dadurch die Datenerfassung für ein Lidarsystem zu verbessern. Ein Problem bei der Lidarmessung ist, dass die Rückstreuung des Lasers in der Atmosphäre für mehrere Kilometer Höhe beobachtet werden kann und die allgemeine Signalintensität mit R^{-2} abfällt. Dadurch ist es notwendig eine Messmethode zu finden, die in verschiedenen Größenordnungen der Lichtintensität gute Ergebnisse liefert. Im Labor wurde das Signal verschiedener PMTs anhand eines Oszilloskops untersucht. So soll eine Messmethode gefunden werden, die später in ein System zur Erfassung der Lichtintensität integriert werden kann. Verschiedene Methoden ein PMT-Signal auszuwerten werden vorgeschlagen, um die Totzeiteinflüsse auf die gemessenen Zählraten zu reduzieren.

Kapitel 7

Quellen und Referenzen

1. U. Wandinger, Kapitel 1 aus, C. Weitkamp, (2005), Lidar Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere
2. Hamamatsu Photonics KK., (2017), Photomultiplier Tubes Basics and Applications Fourth Edition
3. D.P. Donovan, J.A. Whiteway, A. I Carswell, (1993), Correction for nonlinear photon-counting effects in lidar systems
4. F.A. Johnson, R. Jones, T.P. McLean, E.R. Pike, (1966), Dead-time corrections to photon counting distributions
5. C. Feng, B. Liu , J. Liu , S. Wu, (2016). Gluing Lidar signals detected in analog-to-digital and photon counting modes
6. J. Quinn, (2006). Development of a pattern recognition approach for analyzing flow cytometric data
7. PMT R9880U-110 und R9880U-01 Datenblatt abrufbar unter https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/pmt/pmt_tube-alone/metal-package-type/R9880U-110.html
8. PMT-Modul H10721P-110 und H10721P-01 Datenblatt abrufbar unter <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/pmt/pmt-module/current->

output-type/H10721-01.html

9. Licel TR80-16bit-3U Units https://licel.com/transient_overview.html
10. MSO 8000 https://www.rigol.eu/Public/Uploads/uploadfile/files/20230701/20230701144012_649fca4ce5c7b.pdf
11. netCDF, <https://www.unidata.ucar.edu/software/netcdf/>
12. RIGOL Programming Guide MSO8000 Series Digital Oscilloscope, https://www.rigol.eu/Public/Uploads/uploadfile/files/ftp/%E6%96%B0%E8%B5%84%E6%96%99%E5%BA%93-%E5%90%AB%E6%89%8B%E5%86%8C%E5%9B%BA%E4%BB%B6%E8%BD%AF%E4%BB%B6/%E5%AE%98%E7%BD%91%E8%B5%84%E6%96%99/DS/%E6%89%8B%E5%86%8C/MSO8000/EN/MSO8000_ProgrammingGuide_EN.pdf

Selbstständigkeitserklärung

Selbstständigkeitserklärung:

Hiermit versichere ich, Anton Wimmer, dass ich diese Bachelorarbeit mit dem Titel „Untersuchung der Sättigungsdynamik von Einzelphotonenpulsen verschiedener Photomultiplier mit dem Ziel der Erhöhung der maximalen Zählrate für eine Lidardatenerfassung“, welche ich am 12. Oktober 2023 als PDF eingereicht, selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Referenzen benutzt habe.

Leipzig, 12. Oktober 2023