



UNIVERSITÄT MÜNSTER

BACHELORARBEIT

**Modellierung und Untersuchung der
Sekundärelektronenemission in einem
Photomultiplier mit COMSOL Multiphysics®**

Autor:
Alissa PUKE

Gutachter:
Prof. Dr. Alexander KAPPES
apl. Prof. Dr. ALFONS KHOUKAZ

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

in der

AG Kappes
Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik

26. November 2024

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Einführung in die Neutrinoastronomie	2
2.1	Eigenschaften von Neutrinos	2
2.2	Neutrinoquellen	3
2.3	Cherenkov-Strahlung	4
2.4	IceCube Neutrino Observatorium	5
2.5	IceCube Upgrade und das mDOM	6
3	Photomultiplier Tube	8
3.1	Funktionsweise	8
3.2	Sekundärelektronenemission	9
3.3	Leistungsparameter	10
3.3.1	Sammeleffizienz	10
3.3.2	Gain	10
3.3.3	Zeitabhängige Parameter	11
3.3.4	Quanten- und Detektionseffizienz	11
4	Simulation mit COMSOL Multiphysics®	12
4.1	PMT Modell	12
4.2	Implementierung der Sekundäremission	13
4.2.1	Sekundärelektronenanzahl	14
4.2.2	Energieverteilung	14
4.2.3	Trajektorien	16
4.2.4	Rechenaufwandbedingte Limitationen	16
5	Simulationsergebnisse	18
5.1	Überprüfung eines Einzeldatensatzes	18
5.1.1	Rückwände	19
5.1.2	Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie	20
5.1.3	Sekundärelektron mit langer Trajektorie	22
5.1.4	Sammeleffizienz	23
5.1.5	Sekundäremissionsfaktor	25
5.1.6	Zeitabhängige Parameter	27
5.2	Kumulative Auswertung verschiedener Emissionsprofile	29
5.2.1	Sammeleffizienz	31
5.2.2	Sekundäremissionsfaktor	33
5.2.3	Zeitabhängige Parameter	35
6	Zusammenfassung und Ausblick	39

A Anhang	41
A.1 Simulationsoutput	41
A.2 Freiheitsgrade und Rechenzeit	41
A.3 Überprüfung eines Einzeldatensatzes	42
A.3.1 Spannungsverteilung	42
A.3.2 Sammeleffizienz	42
A.3.3 Sekundäremissionsfaktor	43
A.4 Dichteverteilung der Emissionspositionen für den Oberflächenscan	43
Literatur	44
Eigenständigkeitserklärung	47

1 Einleitung und Motivation

Die Erforschung des Universums und seiner Bestandteile ist eines der zentralen Themen mit der sich Forschende seit Jahrhunderten beschäftigen. Einen nicht unwesentlichen Teil trägt dabei die Astroteilchenphysik bei, die ihren Start im Jahre 1912 durch die Entdeckung kosmischer Strahlen durch Viktor Hess hatte. Dies war der Startschuss für immer weiterentwickelte Experimente wie auch dem Davis-Experiment in der Homestake-Mine im Jahre 1967, anhand dessen erstmals solare Neutrinos gemessen werden konnten [1]. Seitdem hat das wissenschaftliche Interesse an Neutrinos, den massearmen und schwach wechselwirkenden Elementarteilchen, enorm zugenommen. Für die Wissenschaft sind Neutrinos von besonderer Bedeutung, da sie ungestört durch Materie dringen können und somit Informationen über ihren Ursprungsort liefern. In der vergangenen Zeit wurden dementsprechend zahlreiche Experimente und Detektoren ins Leben gerufen, um diese Teilchen zu studieren.

Einer dieser Detektoren ist das IceCube Neutrino Observatorium am geografischen Südpol, knapp 2,5 km tief im Eis eingelassen mit einer Größe von $\sim 1 \text{ km}^3$. Der zurzeit weltweit größte Cherenkov-Detektor fokussiert sich dabei auf den Nachweis hochenergetischer Neutrinos aus astrophysikalischen Quellen, welche Energien aufweisen können, die um ein Vielfaches höher sind als jene Energien, die mit Teilchenbeschleunigern auf der Erde erzeugt werden.

Mit dem bevorstehenden IceCube Upgrade, welcher als Vorreiter für die nächste Generation des Detektors (IceCube-Gen2) dient, werden unter anderem verbesserte optische Module eingebaut. Während die bisherigen Module durch die digitalen optischen Module (DOM) gegeben sind, werden in Zukunft u.a. multi-PMT digitale optische Module (mDOM) verwendet, die nicht einen, sondern insgesamt 24 Photomultiplier (PMTs) enthalten [2].

Diese PMTs bilden das Herzstück der optischen Module und sind der zentrale Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Unter Verwendung der in der Wissenschaft vielfältig genutzten Simulations Software COMSOL Multiphysics[®] wird die Sekundärelektronenemission in einem simulierten Photomultiplier implementiert und der Einfluss dessen auf charakteristische Leistungsparameter studiert.

2 Einführung in die Neutrinoastronomie

Im folgenden Kapitel wird eine grundlegende Einführung in die Neutrinoastronomie gegeben und die Eigenschaften der Neutrinos erläutert. Im Anschluss werden das IceCube Neutrino Observatorium sowie das bevorstehende IceCube Upgrade vorgestellt und in diesem Zuge die digitalen optischen Module.

2.1 Eigenschaften von Neutrinos

Im Jahre 1930 werden Neutrinos erstmals durch Pauli postuliert, als Konsequenz der Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung beim Beta-Zerfall. Es müssen bis dahin unbekannte neutrale Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ emittiert werden, welche vor der Entdeckung des eigentlichen Neutrons selbigen Namen zugeordnet bekamen. Nachdem jedoch das Neutron 1932 entdeckt wurde, wurde das Teilchen zum Neutrino umbenannt. Einige Jahrzehnte später konnten Neutrinos schließlich erstmals im Rahmen des Cowan-Reines Experiments nachgewiesen werden [3].

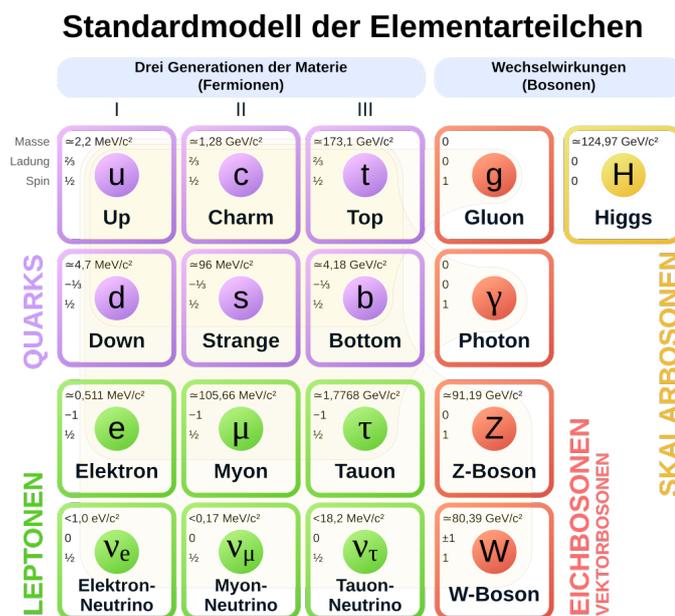


ABBILDUNG 2.1.1: Grafische Darstellung des Standardmodells der Teilchenphysik. Es wird allgemein zwischen Fermionen und Bosonen unterschieden, wobei noch zusätzliche Unterscheidungen in Quarks, Leptonen, Eichbosonen und Skalarbosonen getroffen werden. Entnommen aus [4].

kontinuierlich studiert und angenähert. Die gegenwärtige Obergrenze der Neutrinomasse beträgt dabei $0,45 \text{ eV}$ [6].

Im Standardmodell der Teilchenphysik (siehe Abb. 2.1.1) werden Neutrinos zu den Fermionen mit einem Spin von $\frac{1}{2}$, spezifischer zu den Leptonen, gezählt. Neutrinos sind in drei verschiedenen Arten (engl. *flavours*) vertreten und werden mit den drei Elementarteilchen Elektron, Myon und Tauon assoziiert. Propagieren Neutrinos jedoch durch Materie oder Vakuum, so können sie ihre Art ändern. Dieses Phänomen wird als Neutrino-Oszillation bezeichnet, was zusätzlich als Beweis dafür angesehen wird, dass Neutrinos durchaus eine Masse besitzen, anders als zunächst angenommen wurde. Die Masse der Neutrinos wird dabei sehr viel geringer vermutet als die Masse des Elektrons und ist bis heute noch nicht exakt bekannt, wird aber durch Experimente wie KATRIN¹ [5]

¹Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment

Neben ihrer geringen Masse zeichnen sich Neutrinos aber ebenfalls durch ihre sehr seltene Interaktion mit Materie aus, da sie ausschließlich der schwachen Wechselwirkung und vernachlässigbarer Gravitation unterliegen sind. Neutrinos selbst können dementsprechend nicht direkt detektiert werden. Interagieren sie aber mit ihrer Umgebung, so können geladene Sekundärteilchen emittiert werden, welche wiederum detektiert werden können, wobei dies für Energien oberhalb von 10 GeV von tiefinelastischer Streuung dominiert wird [7].

Bei der schwachen Wechselwirkung wird ferner zwischen geladenen und neutralen Strömen unterschieden. Bei den geladenen Strömen handelt es sich um den Austausch geladener Teilchen mit dem W^+ und W^- Boson, wohingegen es sich bei den neutralen Strömen um das Z^0 Boson als Austauschteilchen handelt, sobald ein (Anti-)Neutrino mit einem Quark innerhalb eines Protons oder Neutrons wechselwirkt. Die Reaktion für geladene Ströme (CC) lautet demnach

$$\nu_l + N \xrightarrow{W^\pm} l + X,$$

während sie für neutrale Ströme (NC)

$$\nu_l + N \xrightarrow{Z^0} \nu_l + X$$

lautet. Mit $l = e, \mu, \tau$ wird das (Anti-)Lepton beschrieben und damit im Falle des geladenen Stroms der Neutrino Flavour. N beschreibt das Proton oder Neutron, mit dem das (Anti-)Neutrino wechselwirkt und X die Hadronenreste, welche sich aus der Fragmentation und Hadronisierung des Rückstoßquarks ergeben. Beim geladenen Strom entsteht demnach ein Lepton, während beim neutralen Strom der Neutrinozustand erhalten bleibt [8, 9]. Da Neutrinos nur schwach mit ihrer Umgebung interagieren, können sie beinahe ungehindert durch Materie propagieren und werden auf ihrer Flugbahn nicht wie geladene Teilchen durch Magnetfelder abgelenkt. Diese Eigenschaften machen Neutrinos zu einzigartigen Informationsquellen über ihre Ursprungsorte, was dessen Kategorisierung ermöglicht.

2.2 Neutrinoquellen

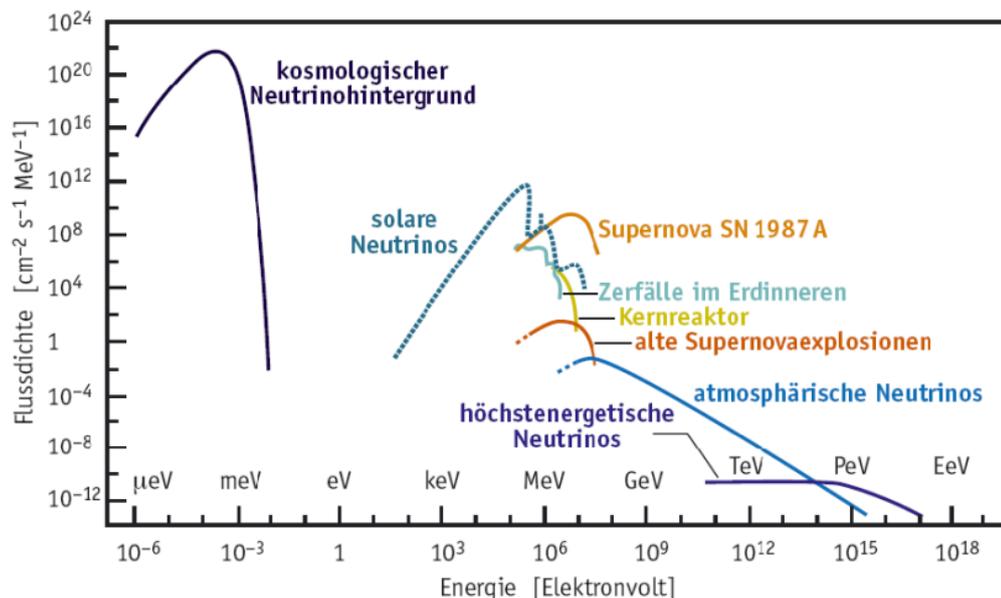


ABBILDUNG 2.2.1: Darstellung der Neutrinoflussdichte in Abhängigkeit der Energie zur Gegenüberstellung der Anteile verschiedener Neutrinoquellen. Entnommen aus [10].

Die Ursprünge der Neutrinos können vielfältig sein, wie Abb. 2.2.1 zeigt. Sie entstammen u.a. aus Fusionsreaktionen in der Sonne (solare Neutrinos), aus dem Urknall bei der Entstehung des Universums (Reliktneutrinos) oder auch durch auf die Erdatmosphäre auftreffende geladene Teilchen (atmosphärische Neutrinos). Die Wahrscheinlichkeit eines erfolgreichen Nachweises dieser Neutrinos hängt stark von deren Anzahl und Energie ab. Während die Reliktneutrinos zwar in einer hohen Menge vorhanden sind, ist bisweilen noch keine Methode zum Nachweis dieser Neutrinos bekannt. Bei kosmischen Neutrinos aus astronomischen Objekten, wie Neutronensternen oder schwarzen Löchern hingegen, erstreckt sich der Energiebereich von TeV bis EeV, wodurch der Wechselwirkungsquerschnitt größer wird, jedoch ist die Anzahl der Neutrinos um einige Größenordnungen kleiner als bspw. bei den Reliktneutrinos [11].

2.3 Cherenkov-Strahlung

Mit einer geringen Wahrscheinlichkeit können Neutrinos dennoch mit Materie wechselwirken. Geschieht dies, so entstehen geladene Teilchen. Wenn diese geladenen Teilchen durch ein dielektrisches Medium propagieren und dabei eine Geschwindigkeit v größer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium c/n erreichen, entsteht Cherenkov-Strahlung. Dabei beschreibt c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n den Brechungsindex des Interaktionsmediums. Es entsteht ein elektrischer Dipol durch den elektromagnetische Strahlung abgestrahlt wird. Bei Teilchengeschwindigkeiten, welche kleiner als die Lichtgeschwindigkeit im Medium sind, überlagern sich die elektromagnetischen Wellen destruktiv, sodass keine Lichtemission folgt. Jedoch bei Geschwindigkeiten schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium, überlagern sich die elektromagnetischen Wellen konstruktiv [3]. Die Emission erfolgt entgegengesetzt der Teilchenflugrichtung unter einem bestimmten Winkel (siehe Abb. 2.3.1), dem Cherenkov-Winkel θ_c :

$$\cos \theta_c = \frac{v \cdot t}{\beta c t} = \frac{1}{n \cdot \beta} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

Cherenkov-Strahlung bildet die Grundlage für zahlreiche Anwendungen, darunter Wasser-Cherenkov-Detektoren, wie der Super-Kamiokande [13], den TRIGA² [14] in Mainz und auch dem IceCube Neutrino Observatorium [15], welches im folgenden Abschnitt detaillierter beschrieben wird.

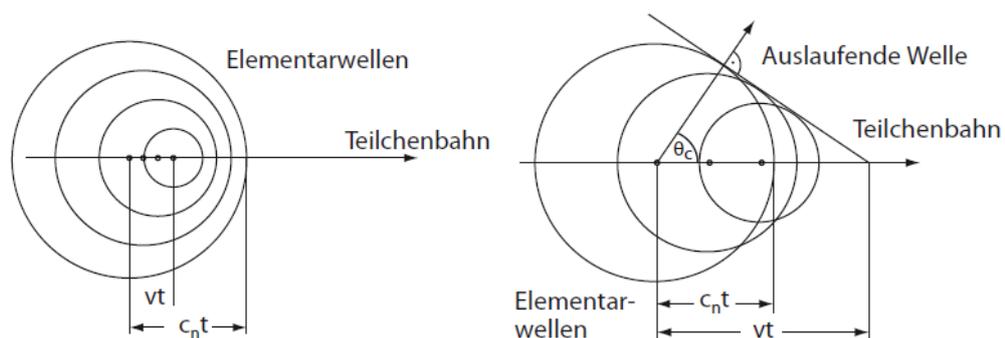


ABBILDUNG 2.3.1: Schematische Darstellung der Cherenkov-Strahlung für $v < c_n$ (links) und für $v > c_n$ (rechts). Entnommen aus [12].

²Training, Research, Isotopes, General Atomics

2.4 IceCube Neutrino Observatorium

Um die seltenen Neutrinoereignisse nachweisen zu können, wird ein großes transparentes und dielektrisches Detektionsvolumen benötigt. Diese Eigenschaften werden dabei insbesondere von Luft und Wasser (bzw. Eis) erfüllt, da diese natürlich vorkommenden Medien in enormen Mengen verfügbar sind. Um die Störung des Untergrunds atmosphärischer Myonen möglichst gering zu halten, werden Neutrinodetektoren für gewöhnlich in großen Tiefen installiert. So befindet sich der Detektor KM3NeT [16] in der mediterranen Tiefsee, wohingegen IceCube antarktisches Eis als Cherenkov-Medium benutzt und im Nachfolgenden näher beschrieben wird.

Bereits das Vorgängerexperiment AMANDA³ [17] hat gezeigt, dass das klare antarktische Eis gut für die Detektion von Neutrinos geeignet ist [18]. Das IceCube Neutrino Observatorium, das sich nahe der Amundsen-Scott-Station am geografischen Südpol befindet, ist mit einer Größe von 1 km³ instrumentalisiertem Detektionsvolumen bis heute das größte Neutrinoteleskop weltweit und liegt in einer Tiefe von bis zu 2450 m [15].

Generell lässt sich der Detektor in drei Bereiche unterteilen: *IceCube Array*, *IceTop* und *Deep Core* wie Abb. 2.4.1 darstellt.

Innerhalb der IceCube Array Komponente des Detektors sind 86 Stränge installiert, von denen jeder Strang mit 60 digitalen optischen Modulen (DOMs) ausgestattet ist. Die DOMs befinden sich in einer Tiefe von 1450 m bis 2450 m und haben jeweils einen Abstand von 17 m zueinander. Um die jeweils 125 m voneinander entfernten Stränge im Eis zu verankern, wird das Eis mit heißem Wasser geschmolzen und friert nach Einlassen der Stränge wieder zu [15].

Acht der 86 Stränge sind im Zentrum des Detektors in einem dichteren Abstand von 70 m zueinander verbaut und bilden die DeepCore Komponente. Neben dem horizontalen Abstand der Stränge ist

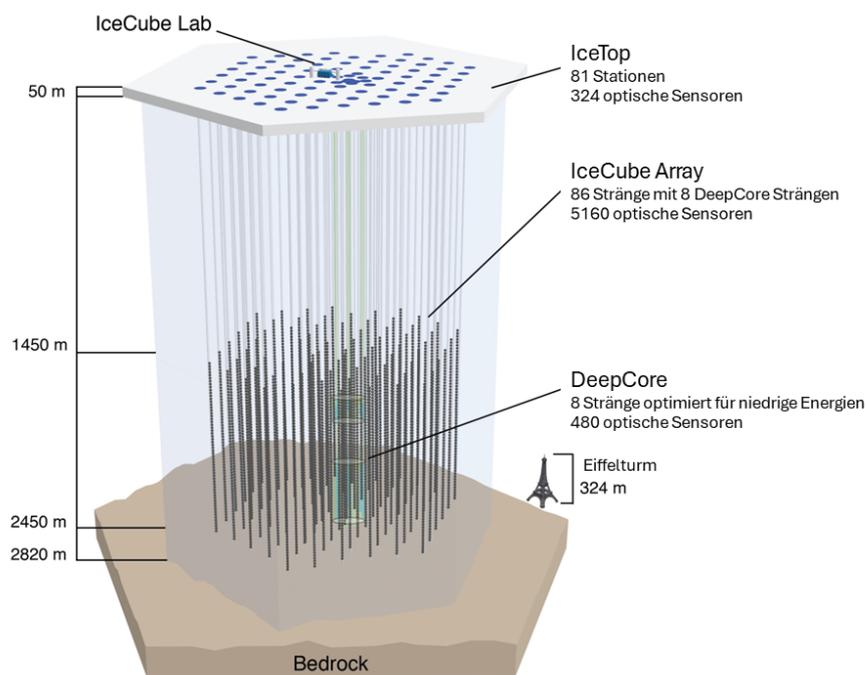


ABBILDUNG 2.4.1: Illustration des Aufbaus des IceCube Neutrino Observatoriums mit zusätzlicher Kennzeichnung der Positionen des IceTops, IceCube Array und DeepCore und zugehöriger Tiefenposition im Eis. Entnommen aus [19], modifiziert.

³ Antarctic Muon And Neutrino Detector Array

zudem der vertikale Abstand zwischen den DOMs auf 7 m reduziert. Durch diese kompakte Anordnung erhöht sich die Sensitivität des Detektors für niedrigerenergetische Neutrinos mit Energien um 10 GeV [15].

Der letzte Teil des Detektors wird durch IceTop gebildet. Auf diesem 1 km^2 großen Bereich befinden sich 81 Stationen mit insgesamt 162 Eistanks, die jeweils mit zwei DOMs ausgestattet sind. Dieses Detektorfeld dient dabei der Detektion von kosmischen Strahlen und ermöglicht es, Aussagen über die Energie und Zusammensetzung dieser Strahlen zu treffen. Es können Energien im Bereich von 1 TeV bis 1 EeV gemessen werden und dient zusätzlich als Veto für IceCube, das hoch-energetische kosmische Strahlung unterdrückt [15]. Zudem umschließt IceTop das IceCube Laboratorium (ICL), in dem die Daten verarbeitet und die Ereignisse rekonstruiert werden.

DOMs bestehen aus Glaskugeln mit einem Durchmesser von 35 cm [15], die jeweils einen großen Photomultiplier (PMT) enthalten. Zusätzlich umfassen sie die notwendige Elektronik zum Betrieb der PMT und zur Digitalisierung und Verarbeitung der aufgezeichneten Signale. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus, der Funktionsweise und weiterer wichtiger Eigenschaften der Photomultiplier wird im nachfolgenden Kap. 3 gegeben.

2.5 IceCube Upgrade und das mDOM

Um die Neutrinoastronomie voranzutreiben, sind Erweiterungen des bestehenden IceCube Detektors notwendig, wie sie in Abb. 2.5.1 dargestellt werden. Eines der bevorstehenden Optimierungen wird durch *IceCube Upgrade* vollzogen. Im Rahmen dessen werden sieben zusätzliche Stränge mit 750 verbesserten optischen Modulen in einem Abstand von nur 3 m zueinander innerhalb der DeepCore Region hinzugefügt [20]. Diese sollen die Sensitivität des momentanen Detektors auf niederenergetische Neutrinos um ein zwei - bis dreifaches erhöhen und somit die Wege zur Messung von Neutrinos bereiten, welche sich bei Interaktionen mit ihrem Umfeld aufgrund von Neutrino-Oszillation in eine andere Art ändern oder oszillieren, wie z.B. Tau-Neutrinos [21].

IceCube Upgrade ist jedoch nur die Vorstufe für die nächste Generation des Neutrino Detektors, *IceCube Gen-2* [22]. Bei dieser Erweiterung soll die Größe des Detektors auf 8 km^3 und die Anzahl der Detektoren um 9600 erhöht werden mit einem Abstand von 250 m zwischen den Sensoren, was ebenfalls den detektierbaren Energiebereich von TeV bis EeV erweitert. IceCube-Gen2 beschränkt sich dabei nicht nur auf die Detektion der Neutrinoereignisse mit optischen Modulen sondern wird ferner mit Radiodetektoren ausgestattet, um den Energiebereich von EeV zu untersuchen [22]. Gen2 ist dabei insbesondere relevant für die Untersuchung hochenergetischer Neutrinos und der Steigerung der jährlichen Detektionsrate, da diese mit Gen2 um das Zehnfache erhöht werden kann [22].

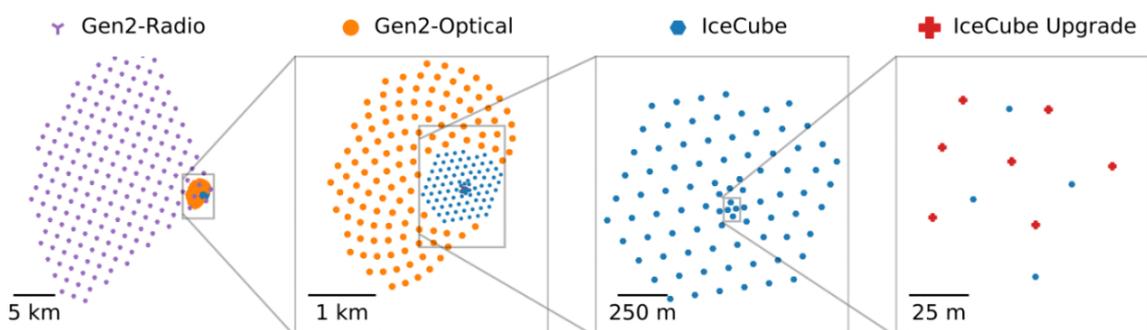


ABBILDUNG 2.5.1: Übersicht über die bevorstehenden Ausmaße des IceCube Upgrades und IceCube Gen-2 im Vergleich zum momentan bestehenden IceCube Projekt. Entnommen aus [22].

Die mit dem Upgrade einhergehende Optimierung der optischen Module ist durch zwei neu entwickelte Sensoren gegeben, dem multi-PMT digitalen optischen Modul (mDOM) und dem D-Egg Sensor, welches aus zwei größeren 200 mm PMTs besteht [24].

Das mDOM hingegen besteht aus 24 PMTs mit einem Durchmesser von 80 mm [2], welche über das gesamte Modul in verschiedene Richtungen orientiert angeordnet sind. Durch diese Anordnung wird die gesamte photosensitive Fläche im Vergleich zum aktuell im Detektor verbauten Modul um einen Faktor von 2,2 vergrößert [22]. Weiterhin kann eine höhere Richtungsauflösung erreicht werden, da die PMTs in unterschiedlichen Raumwinkeln detektieren können, anders als das DOM, dessen Richtungsauflösung durch einen einzelnen verbauten PMT limitiert ist.

Der Aufbau eines mDOMs ist in Abb. 2.5.2 dargestellt. Grundsätzlich besteht das Modul aus zwei Halbkugeln aus Borosilikatglas, die die innere Elektronik umhüllen. Die PMTs sind in zwei Stützstrukturen eingelassen und zusätzlich mit einem Reflektor umrandet. Dieser Reflektor hat dabei die Aufgabe, die sensitive Fläche zu vergrößern. Die PMTs werden durch eine μ -Basis mit der erforderlichen Hochspannung betrieben und an die Hauptplatine verbunden. Zuletzt sind die inneren Komponenten des mDOMs mit einem PCA-Kabel (engl. *penetrator cable assembly*) verbunden, welches die Kommunikationsverbindung herstellt [23]. Der im mDOM verbaute PMT-Typ bildet dabei den zentralen Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

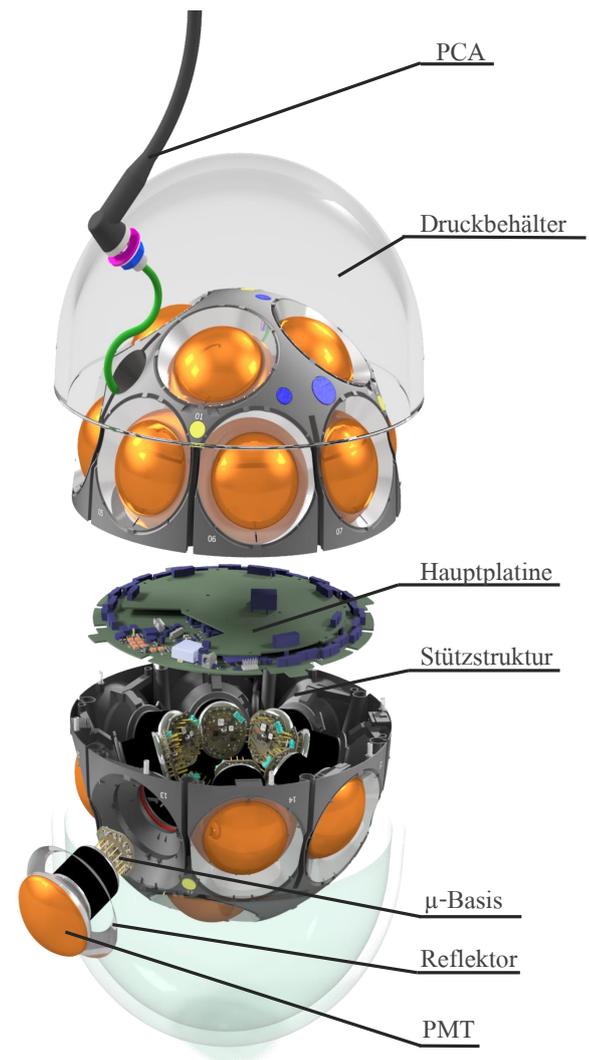


ABBILDUNG 2.5.2: Schematische Darstellung des Aufbaus und des Funktionsprinzips eines PMTs, mit Hervorhebung der wichtigsten Bauteile. Entnommen aus [23], modifiziert.

3 Photomultiplier Tube

Wie zuvor erwähnt, ist das Herzstück der in IceCube verwendeten digitalen optischen Module ein Photomultiplier (PMT), der auch außerhalb der Detektorphysik vielfältige Anwendungen findet und somit ein unerlässliches Instrument zur Lichtdetektion darstellt. Im nachfolgenden Abschnitt soll die grundlegende Funktionsweise eines PMTs sowie dessen Aufbau näher erläutert werden. Weiterhin wird auf die Sekundärelektronenemissionen an den einzelnen Dynoden eingegangen.

3.1 Funktionsweise

Das grundlegende Funktionsprinzip eines PMTs ist die Umwandlung von Licht in ein elektrisches Signal, welches vervielfältigt und dadurch messbar wird.

In der aufgeführten Abb. 3.1.1 wird der Aufbau und die Funktionsweise des PMTs schematisch dargestellt. Ein Photon trifft auf eine Photokathode, aus welcher ein Elektron durch den photoelektrischen Effekt erzeugt wird.

Trifft ein Photon auf ein Material, für gewöhnlich handelt es sich bei den Photokathoden der PMTs um Halbleitermaterialien, so wird dieses reflektiert, transmittiert oder absorbiert. Damit ein Photoelektron im Material erzeugt werden kann, muss das Photon eine Energie haben, welche größer ist als die Bindungsenergie des Elektrons.

Haben die Photonen eine ausreichende Energie, werden Elektronen produziert, welche zunächst durch das Photokathodenmaterial diffundieren und schließlich mit einer kinetischen Energie von $E = h\nu - E_n$ das Photokathodenmaterial verlassen. Dabei entspricht E_n der Bindungsenergie des Elektrons und $h\nu = E_\gamma$ der Photonenenergie [3]. Die Photonenenergie wird aus dem Produkt aus dem Planck'schen Wirkungsquantum h und der Frequenz der Lichtwelle ν gebildet.

PMTs haben im Allgemeinen einen Arbeitsbereich, in welchem sie sensitiv sind, wobei dieser Arbeitsbereich vom Material der Photokathode abhängt (siehe Abs. 3.3.4). Das Photoelektron wird fokussiert, durch ein elektrisches Potential beschleunigt, welches für das Vervielfältigungssystem höher ist als das der Photokathode [23] und trifft auf die Erste einer Reihe von Vervielfältigungsstufen, den Dynoden, auf. Aus diesen Dynoden werden beim Auftreffen des Elektrons mehrere Sekundärelektronen emittiert und durch das stufenweise erhöhte Potential zur nächsten Dynode beschleunigt. Die vervielfältigten Elektronen in Größenordnungen von 1 bis 10 Millionen treffen zuletzt auf die Anode auf und können dort gemessen werden.

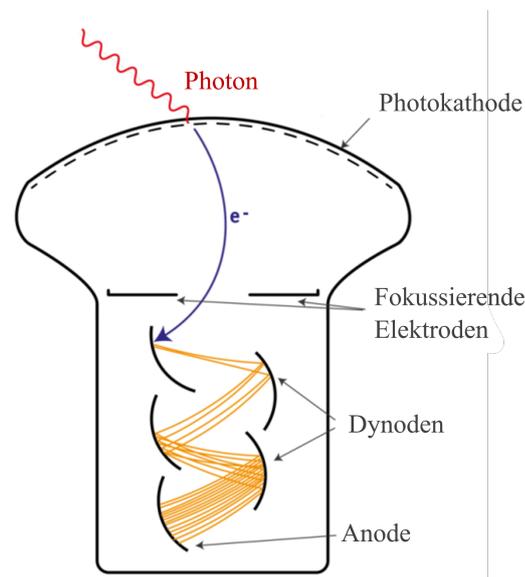


ABBILDUNG 3.1.1: Schematische Darstellung des Aufbaus und des Funktionsprinzips eines PMTs, mit Hervorhebung der wichtigsten Bauteile. Entnommen aus [23], modifiziert.

3.2 Sekundärelektronenemission

Trifft ein Photoelektron weiter auf eine Dynode, resultiert dies in Sekundärelektronenemission, welche im Folgenden näher beleuchtet werden soll und mit unter der relevanteste Prozess eines PMTs ist [25]. Allgemein lässt sich der Prozess der Sekundäremission in drei Schritte unterteilen. Trifft zunächst ein primäres Elektron auf das Dynodenmaterial auf, im Fall des PMTs auf die Beschichtung der Dynoden, so transferiert dieses Elektron einen Teil seiner Energie zu den im Material gebundenen Elektronen. Diese Elektronen diffundieren durch das Material und können dieses, wenn sie die Oberfläche erreichen, ebenfalls verlassen, sollten sie eine genügend hohe Energie aufweisen. Das primär in das Material eintreffende Elektron gibt den Großteil seiner Energie ab, was unterschiedliche Ursachen haben kann, wie bspw. die Ionisierung von Atomen auf sehr niedrigen Energieniveaus oder auch die Erzeugung von Röntgenstrahlung und miteinhergehenden Sekundärprozessen, wie der Emission eines Röntgenquants oder dem Auger-Prozess.

Die im Material ausgelösten Elektronen stoßen auf ihrem Weg außerhalb des Dynodenmaterials mit weiteren gebundenen Elektronen zusammen und geben dadurch einen weiteren Teil ihrer Energie ab. Je näher sich die Elektronen also an der Materialoberfläche befinden, desto wahrscheinlicher ist eine Emission. Der Energieverlust geladener Teilchen in Materie wird allgemein durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben [26]. Elektronen interagieren mit Materie als leichte Teilchen hauptsächlich durch die Ionisierung der Atome im Absorbermaterial und durch die Produktion von Bremsstrahlung. Da die Bethe-Bloch Formel vorrangig für schwere Teilchen definiert ist, müssen für Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse und der Wechselwirkung gleichartiger Teilchen Korrekturen durchgeführt werden, wie sie in [27] detaillierter beschrieben werden.

Es kann weiterhin in drei Elektronenkategorien unterschieden werden: Den echten Sekundärelektronen, inelastisch gestreute Elektronen und elastisch gestreute Elektronen [28]. Die Energieverteilung dieser Elektronenkategorien sei dabei der Abb. 3.2.1 zu entnehmen. Der erste Bereich A ist durch die echten Sekundärelektronen gegeben, bei welchem ein primäres Elektron mehrere Sekundärelektronen produziert, welche eine hohe Wahrscheinlichkeit aufweisen, das Dynodenmaterial zu verlassen. Dieser Prozess ist gegenüber der anderen Prozesse der dominierende, da hierdurch etwa 70-80 % der

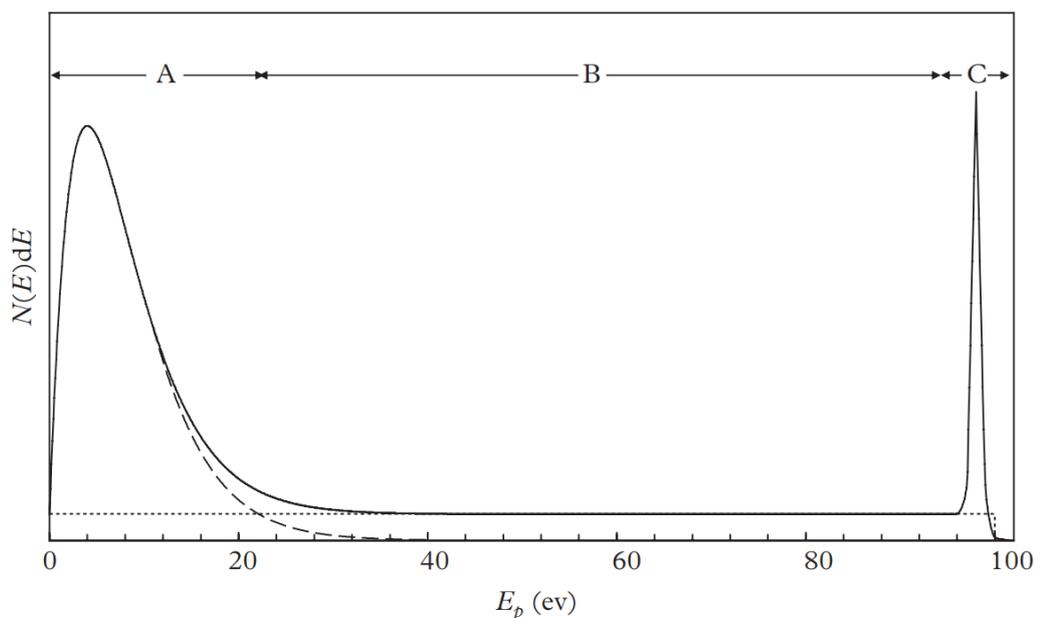


ABBILDUNG 3.2.1: Häufigkeitsverteilung nach Einfallenergie der Elektronen kategorisiert in drei Bereiche: (A) entspricht dem Bereich der echten Sekundärelektronen, (B) dem Bereich der inelastisch gestreuten Elektronen und der letzte scharfe Peak (C) denen der elastisch gestreuten Elektronen. Entnommen aus [28].

gesamten Anzahl der Sekundärelektronen entstehen [28].

Der darauffolgende Bereich B ist durch inelastische Streuung der Elektronen gegeben. Dabei tritt ein primäres Elektron in das Material ein und löst mehrere echte Sekundärelektronen aus. Das primäre Elektron wird dabei wieder zurückgestreut, erfährt jedoch einen Energieverlust. Das rückgestreute Elektron wird durch das lokal anliegende elektrische Feld auf die Dynode zurückgeleitet, wobei es erneut Sekundärelektronen erzeugen kann, während die initial erzeugten Sekundärelektronen als echte Sekundärelektronen das Material verlassen können. Im obigen Energiespektrum ist in diesem Falle der über eine große Energiebandbreite nahezu konstante Bereich und wird auch als *Afterpulsing* (Type I) bezeichnet.

Der letzte Bereich C repräsentiert den Bereich der elastisch gestreuten Elektronen. Hierbei wird das primäre Elektron an der Oberfläche zurückgestreut und behält den Großteil seiner ursprünglichen Energie. Dieser Bereich befindet sich im Spektrum im Bereich hoher Elektronenenergien und macht einige wenige Prozent der gesamten Sekundärelektronenanzahl aus. Somit handelt es sich hierbei um späte Pulse.

3.3 Leistungsparameter

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Charakteristiken eines Photomultipliers erläutert, wobei sich auf jene beschränkt wird, welche auch relevant für den weiteren Verlauf dieser Arbeit sind.

3.3.1 Sammeleffizienz

Die Sammeleffizienz beschreibt quantitativ, wie gut eine Dynode die emittierten Sekundärelektronen aus einer vorherigen Dynode sammeln kann, was grundsätzlich über das elektrische Potential bzw. die Geometrie bestimmt ist. Dementsprechend ergibt sich die Sammeleffizienz mit

$$c_i = \frac{N_i}{N_{i-1}} \quad (3.3.1)$$

und wird aus dem Quotienten zwischen den auf einer Dynode eintreffenden Elektronen N_i und den aus der vorherigen Dynode emittierten Elektronen N_{i-1} gebildet. Eine Sammeleffizienz von 1 bedeutet in diesem Kontext demnach, dass alle Elektronen, welche von einer Dynode emittiert werden, an der darauf folgenden Dynode ankommen und entspräche einem idealen Verhalten des Vervielfältigungssystems im PMT.

3.3.2 Gain

Aus der Kenntnis der oben eingeführten Sammeleffizienz c_i kann der *Gain* (Verstärkungsfaktor zwischen Photokathode und Anode) des Photomultipliers mit

$$G = \prod_i^n \delta_i \cdot c_i \quad (3.3.2)$$

berechnet werden [25]. Dieser bildet sich aus dem Produkt zwischen der Sammeleffizienz c_i und dem Sekundäremissionsfaktor δ_i pro Dynode. Der Sekundäremissionsfaktor ist dabei die durchschnittliche Anzahl an emittierten Elektronen pro auf die Dynode einfallendes Elektron. Wie hoch der Sekundäremissionsfaktor ist, ist abhängig von der Energie des initial eintreffenden Elektrons und des Dynodenmaterials. Diese Energie ist dabei von der Versorgungsspannung bzw. des zwischen zwei Dynoden anliegenden elektrischen Potentials innerhalb des PMTs abhängig. Somit weist auch der Gain eine entsprechende Spannungsabhängigkeit auf.

3.3.3 Zeitabhängige Parameter

Neben den bereits eingeführten Kenngrößen Gain und Sammeleffizienz sind auch diverse zeitabhängige Parameter von besonderem Interesse, da innerhalb von IceCube PMT Signale zeitlich miteinander korreliert werden. Dabei wird im speziellen auf die Signallaufzeit (engl. *Transit Time*) und deren Streuung (engl. *Transit Time Spread*) eingegangen.

Bei der Signallaufzeit handelt es sich um die Zeitspanne zwischen Eintreffen des Photons auf die Photokathode und der Registrierung des Hauptpulses an der Anode. In der Regel liegt diese Zeit in der Größenordnung einiger zehn Nanosekunden [25].

In Realität entspricht die Verteilung der Signallaufzeit nahezu einer Normalverteilung, wie in Abb. 3.3.1 als Hauptpulse (engl. *Main Pulse*) dargestellt wird, da sich die Wegstrecke der Elektronen aufgrund der unterschiedlichen Position des Photons auf der Photokathode und damit auf die Signallaufzeit auswirkt. Jedoch ist nicht nur die Position auf der Photokathode ein beeinflussender Faktor, sondern sowohl die Geometrie der Dynoden als auch die Wellenlänge der Photonen [25].

Diese Streuung in der Signallaufzeit kann durch den Transit Time Spread (TTS) quantisiert werden und ergibt sich aus der Standardabweichung σ der Signallaufzeit. Neben den vorwiegend hier relevanten Hauptpulsen die auf der Dynode ankommen existieren weiterhin frühe Pulse (engl. *early pulses*) die einige Sekunden vor den Hauptpulsen liegen, späte Pulse (engl. *late pulses*), die den Hauptpulsen etwa 100 ns folgen, sowie frühes und spätes Afterpulsing [28]. Diese sind in der vorliegenden Arbeit jedoch nicht von größerer Relevanz, weswegen sie an dieser Stelle nur erwähnt werden sollen.

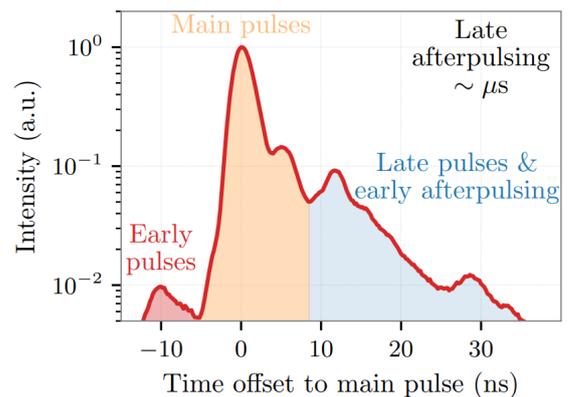


ABBILDUNG 3.3.1: Histogramm der Ankunftszeiten kategorisiert nach verschiedenen Pulsarten. Entnommen aus [29].

3.3.4 Quanten- und Detektionseffizienz

Die Quanteneffizienz wird durch das Verhältnis der einfallenden Photonen N_p zur tatsächlich erzeugten Anzahl an Photoelektronen N_{pe} an der Photokathode bestimmt und lässt sich über

$$QE = \frac{N_{pe}}{N_p}$$

quantitativ beschreiben [25]. Grundsätzlich liegt eine Wellenlängenabhängigkeit der Quanteneffizienz vor, wobei der sensitive Bereich durch das Photokathodenmaterial bestimmt wird. Sind die Quanteneffizienz und die Sammeleffizienz bekannt, so bildet das Produkt der beiden Größen die Detektionseffizienz. Während die Quanteneffizienz gemessen werden kann, sind Informationen über die Sammeleffizienz meist nur aus Simulationen, wie sie hier durchgeführt werden, bekannt. Da in der vorliegenden Arbeit keine Photonen simuliert werden, sondern lediglich die resultierenden Photoelektronen, seien die Quanten- und Detektionseffizienz an dieser Stelle nur als wichtige Parameter erwähnt und werden nicht weiter berücksichtigt.

4 Simulation mit COMSOL Multiphysics[®]

Bei COMSOL Multiphysics[®] (kurz COMSOL) handelt es sich um eine vielseitig in der Wissenschaft und im Ingenieurwesen eingesetzte Simulationssoftware, die die Möglichkeit zur Modellierung und Auswertung verschiedenster physikalischer Modelle und Prozesse bietet. Dafür stehen zahlreiche Möglichkeiten zur Verfügung, die Geometrie der Modelle zu definieren, sowie Materialeigenschaften festzulegen und die für die Studie notwendige Physik aus einer breiten Palette an Modulen anzuwenden und miteinander zu kombinieren [30].

Die meisten physikalischen Problemstellungen, werden durch partielle Differentialgleichungen (PDE) modelliert. Diese sind jedoch nicht analytisch lösbar und benötigen demnach numerische Methoden, mit denen die Lösung angenähert werden kann. COMSOL arbeitet zur Lösung komplexer physikalischer Probleme auf Basis der Finite Element Methode (FEM), welche die Problematik in kleinere Elemente unterteilt und separat löst.

In diesem Kapitel wird ein Überblick über das verwendete Modell eines Photomultipliers gegeben, welches mit dem oben eingeführten Simulationsprogramm erstellt wurde [31, 32]. Dabei wird das verwendete Modell und seine Geometrie kurz vorgestellt und die Schritte der Implementierung der Sekundärelektronenemission in das bestehende Modell einzeln erläutert. Für weiterführende Informationen über COMSOL Multiphysics[®] wird auf [33] verwiesen.

4.1 PMT Modell

Die Geometrie des modellierten PMTs ist in Abb. 4.1.1 schematisch dargestellt. Es handelt sich bei dem hier simulierten Modell um ein mDOM PMT (Hamamatsu R15458), dessen innere Struktur mit einem CT⁴-Scan ermittelt wurde und die Basis für das Modell in der COMSOL Simulation bildet.

Es existieren unterschiedliche Anordnungen des Dynodensystems im Inneren des Photomultipliers, wobei es sich bei der hier verwendeten um eine zirkular-linear fokussierte (engl. *circular-linear-focussed*) Anordnung handelt. Es sind insgesamt zehn Dynoden verbaut, wobei berücksichtigt werden muss, dass die zehnte und damit letzte Dynode in den weiteren Untersuchungen nicht berücksichtigt wird. Die zehnte Dynode liegt, wie in der obigen Abbildung dargestellt, unterhalb der Anode. In dem original mDOM PMT, weist die Anode jedoch ein Lochgitter auf, bzw. hat die Struktur eines Lochgitters, durch das die Elektronen die zehnte Dynode erreichen können. Diese spezielle Anodengeometrie ist jedoch im simulierten Photomultiplier nicht berücksichtigt, weswegen die Elektronen die zehnte Dynode nicht erreichen und dadurch keinen Einfluss auf die Verstärkung haben.⁵

Die Geometrie und weitere Einstellungen die im PMT Modell in COMSOL (Emission der Photoelektronen, Elektrisches Feld etc.) im Rahmen der zuvor durchgeführten Studie verwendet wurden [31], werden beibehalten und bilden somit die Grundlage für die vorliegende Arbeit. Während in der vorherigen Arbeit die Sekundärelektronenemission nicht weiter implementiert wurde, da sich auf die

⁴Computertomographie

⁵Die zehnte Dynode wird zwar bei der Sekundärelektronenemission nicht berücksichtigt, jedoch im elektrischen Feld des PMTs.

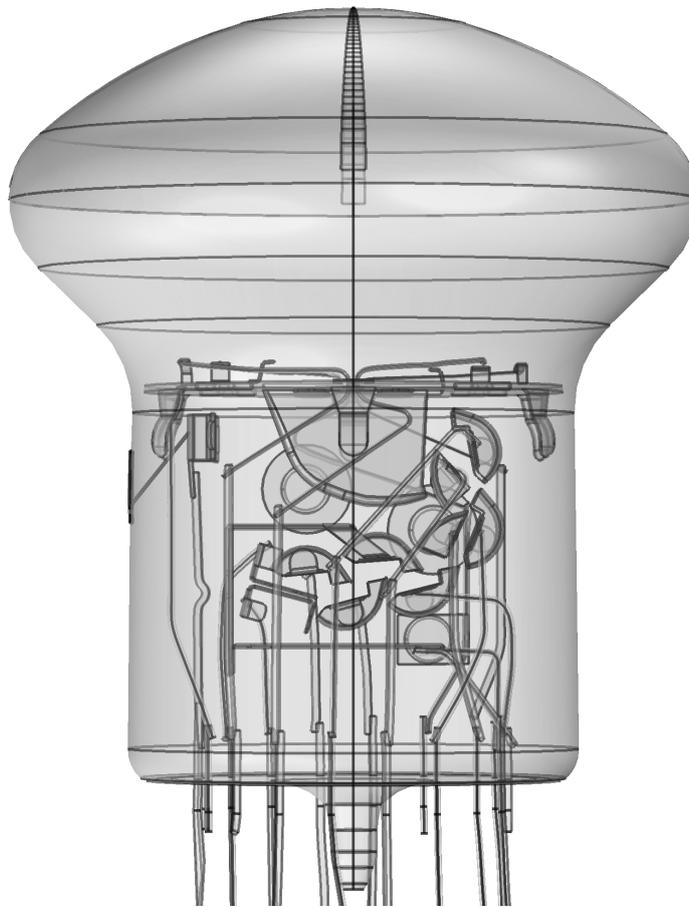


ABBILDUNG 4.1.1: 3D - Modell des simulierten Photomultipliers.

Modellierung des PMTs und der Untersuchung der Leistungsparameter beschränkt wurde, ist dies nun in der vorliegenden Arbeit zentraler Gegenstand. Die Schritte zur Implementierung der notwendigen Anfangsbedingungen, physikalischen Prozesse und Kontrollparameter werden im nachfolgenden Abschnitt erläutert.

4.2 Implementierung der Sekundäremission

Für die Implementierung der Sekundäremission müssen grundlegend drei verschiedene Bedingungen berücksichtigt werden. Dies sind zunächst, die Anzahl der Sekundärelektronen pro einfallendes Elektron, die Anfangsenergie der Sekundärelektronen und die Richtung der emittierten Sekundärelektronen.

COMSOL beinhaltet im Rahmen des *charged particle tracing* eine intrinsische Funktion, welche die Sekundärelektronenemission simuliert. Innerhalb dieser Funktion *Secondary Emission* kann die Anzahl der Sekundärelektronen, sowie deren Geschwindigkeit und Richtung definiert werden. Weiterhin sei hier anzumerken, dass von den drei eingeführten Kategorien von Sekundärpartikeln, lediglich die echten Sekundärelektronen (siehe Abs. 3.2) approximiert werden. Der Einfluss der inelastisch und elastisch gestreuten Elektronen wird im Rahmen dieser Arbeit nicht implementiert, bedarf jedoch in weiterführenden Untersuchungen einer expliziteren Betrachtung.

4.2.1 Sekundärelektronenanzahl

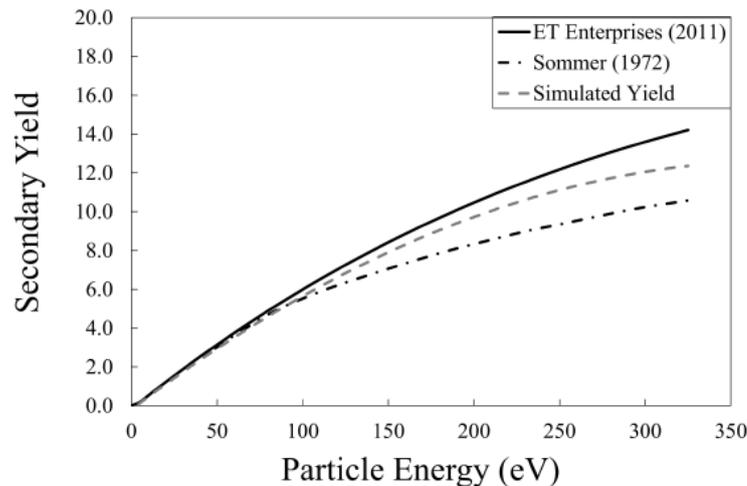


ABBILDUNG 4.2.1: Sekundäremissionsfaktor in Abhängigkeit der Elektronenenergie zur Bestimmung der Anzahl an emittierten Sekundärelektronen pro auf eine Dynode einfallendem Primärelektron [34].

Um die Anzahl der Sekundärelektronen pro einfallendes Elektron zu erhalten, wird die Relation (ET-Enterprises) aus der folgenden Abb. 4.2.1 verwendet. In dieser ist der Sekundäremissionsfaktor (engl. *Secondary Yield*), demnach die Anzahl der Sekundärelektronen pro Primärelektron, in Abhängigkeit der Energie des Primärelektrons aufgetragen. Wie bereits in Abs. 3.3.2 erläutert, ist die Anzahl an Sekundärelektronen von der angelegten Versorgungsspannung des PMTs abhängig, da die Energie der Primärelektronen direkt von dem resultierenden elektrischen Potential abhängt. Die Versorgungsspannung wird in der vorliegenden Arbeit konstant bei 1200 V⁶ gehalten. Die obigen Daten können durch einen Parabelfit mit der nachfolgenden Funktionsvorschrift

$$N_{\text{Sec.}} = 6,7 \cdot 10^{-2} \cdot E - 7,2 \cdot 10^{-5} \cdot E^2 \quad (4.2.1)$$

approximiert werden.

Diese Funktion wird im Weiteren in der Simulation für die Anzahl der Sekundärelektronen in die *Secondary Emission Node* von COMSOL implementiert. Das Argument, von welchem die Funktion abhängt, ist entsprechend die Energie E der Sekundärelektronen (in der Simulation als *cpt.Ep* bezeichnet). Die Anzahl der Sekundärelektronen ist ein ganzzahliger Wert, wobei die Funktion hingegen kontinuierlich ist, wodurch nicht ganzzahlige Werte berechnet werden. In der Simulation wird jedoch nur eine ganzzahlige Anzahl an Sekundärelektronen simuliert, da keine nicht-ganzzahlige Anzahl an Sekundärelektronen simuliert werden kann.

4.2.2 Energieverteilung

Die Anfangsenergie der Sekundärelektronen wird durch die Chung-Everhart Verteilung [34] beschrieben, wie sie in Abb. 4.2.2 dargestellt ist. Diese Verteilung wird in COMSOL durch eine Interpolation hinzugefügt. Neben der Möglichkeit inverse oder primitive zur Interpolation zugehörige Funktionen hinzuzufügen, kann auch eine Zufallsfunktion definiert werden. Dies wird dazu verwendet, um aus der Interpolationsfunktion zu *samplen*, so wie es hier für die Anfangsenergien der Sekundärelektronen durchgeführt wird [35]. Diese Funktion wird im *Secondary Emission Node* in der Simulation für jede Dynode hinzugefügt. Es muss jedoch beachtet werden, dass die Energie nicht explizit hinzugefügt werden kann. Stattdessen kann diese über die kinetische Geschwindigkeit der Elektronen

⁶Die nominale Spannung liegt bei ~ 1183 V [23] wobei hier zum Vergleich zur vorherigen Studie [31] die dort genutzte Spannung von 1200 V beibehalten wird.

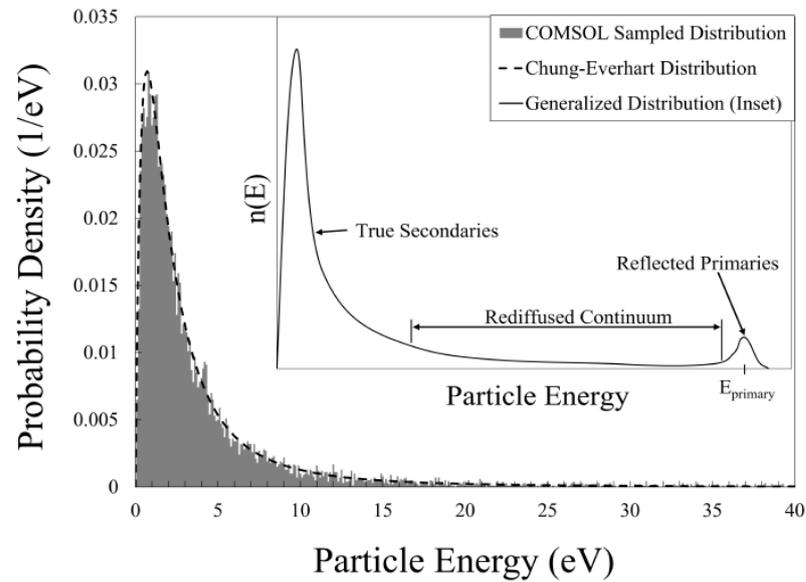


ABBILDUNG 4.2.2: Wahrscheinlichkeitsdichte der Anfangsenergie der Sekundärelektronen. Entnommen aus [34].

ausgedrückt werden. Die kinetische Energie der Elektronen kann über

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m_e v^2 \iff v = \sqrt{\frac{E_{\text{kin}}}{2m_e}}$$

beschrieben werden. Dabei entspricht m_e der Elektronenmasse und v der Geschwindigkeit des Elektrons. Nach Umstellen der bekannten Beziehung kann die Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Elektronenenergien erhalten werden, wobei die rechte Seite der Gleichung in dieser Form in der Simulation explizit hinzugefügt wird. In der nachfolgenden Abb. 4.2.3 kann die Energiehäufigkeitsverteilung

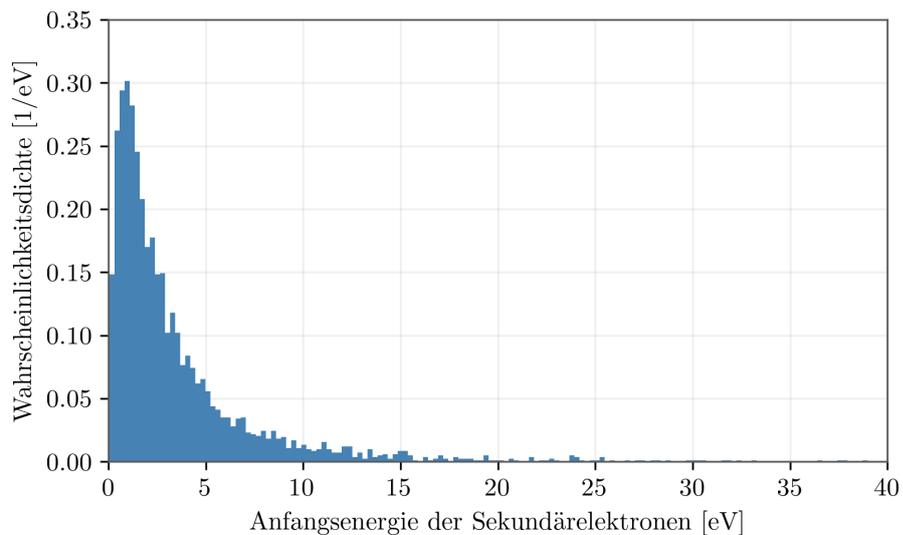


ABBILDUNG 4.2.3: Wahrscheinlichkeitsdichte der Anfangsenergien der Sekundärelektronen extrahiert aus einer durchgeführten COMSOL Simulation mit Emission des Photoelektrons aus dem Zentrum der Photokathode.

betrachtet werden, welche sich durch die implementierte Interpolation ergibt. Das aufgetragene Histogramm entstammt einer durchgeführten Simulation mit Emission des Primärelektrons aus dem Photokathodenzentrum und zeigt die Verteilung der Anfangsenergien der Sekundärelektronen des gesamten Dynodensystems.

Wie zu sehen ist, entspricht die Häufigkeitsverteilung der simulierten Anfangsenergien der theoretisch erwarteten Verteilung und ist eine hinreichende Approximation für die Anfangsenergien der Sekundärelektronen.

4.2.3 Trajektorien

Die Modellierung der Trajektorien der Sekundärelektronen erfolgt analog zur Modellierung der Trajektorien der Photoelektronen [31]. Dabei wird auf das Lambert'sche Kosinusgesetz [28] zurückgegriffen und über eine intrinsische Funktion (*Diffuse Scattering*) direkt in COMSOL gesampled. Bei dem Lambert'schen Kosinusgesetz handelt es sich um eine mathematische Beschreibung der Intensität von Strahlung, welche besagt, dass jene proportional zum Produkt der maximalen Intensität I_0 mit dem Kosinus des Einfallswinkels θ ist:

$$I \propto I_0 \cos \theta.$$

4.2.4 Rechenaufwandbedingte Limitationen

Die Simulation der Sekundärelektronenemission in einem PMT stellt sich als sehr rechenaufwendig heraus, weswegen die in den nachfolgenden beschriebenen Anpassungen getroffen werden. Die Rechenzeit wird somit auf ein praktikables Maß beschränkt, um hinreichende Statistikerhebungen zu ermöglichen.

Jede geometrische Komponente des PMT-Modells, wird für die Studien in COMSOL mit einem Netz (engl. *mesh*) ausgestattet. Dieses Netz teilt das gesamte Modell dabei in kleine Elemente auf, wobei die Auflösung nach Belieben angepasst werden kann. Die Komponenten des PMTs sind im Modell mit unterschiedlich feinen Netzen ausgestattet. So erhalten die Dynoden ein feines Netz und damit eine höhere Auflösung, während die übrigen Komponenten mit weniger hochauflösenden Netzen ausgestattet werden. Da sich zudem gezeigt hat, dass die Simulation der Sekundäremission sehr rechenaufwendig ist, wird ein Netz (*Finer*) gewählt, welches für die vorliegenden Zwecke eine hinreichend genaue Netzpräzision hat. In der zuvor durchgeführten Studie wurden unterschiedliche Netze simuliert und gegenübergestellt. Diese Studie bildet dabei die Grundlage für die Entscheidung bezüglich der Wahl des Netzes [31, S.30-31].

Um weiterhin Rechenzeit zu sparen, wird die Sekundäremission ausschließlich bis zur fünften Dynode durchgeführt, um eine Balance zwischen realistischen Ergebnissen und hinreichender Statistikerhebung zu finden. Ab der sechsten Dynode werden die Teilchen daher nur noch „weitergegeben“, indem der Sekundäremissionsfaktor auf eins gesetzt wird. Das bedeutet in diesem Kontext, dass pro einfallendes Elektron ein Sekundärelektron produziert wird. Zudem wurde in der vorherigen Studie [31] festgestellt, dass ab der fünften Dynode eine geringere Streuung auftritt als bei den vorherigen Dynoden.

Für jede Simulation wird zunächst die Anzahl der zu lösenden Freiheitsgrade berechnet. Diese hängen dabei streng mit der Rechenzeit und dem Rechenaufwand, insbesondere dem benötigten Arbeitsspeicher, zusammen. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist zusätzlich von der Anzahl der Netzelemente des gewählten Netzes abhängig. Für den im Weiteren behandelten Einzeldatensatz wird nach 812.844

Freiheitsgraden gelöst. Wie sich die Anzahl der Freiheitsgrade explizit berechnet, sei [36] zu entnehmen. Eine Simulation mit dieser Anzahl an Freiheitsgraden und den zuvor beschriebenen Anpassungen benötigt etwas mehr als eine Stunde Rechenzeit⁷. Weiterhin benötigt eine Simulation in diesem Umfang ~ 20 GB bis 30 GB an Arbeitsspeicher⁸.

Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass COMSOL eine große Menge an temporären Daten erzeugt. Dies ist insbesondere dann von Interesse, wenn mehrere Simulationen parallel durchgeführt werden. Dabei können $\sim 5,5$ TB an temporären Daten bei 250 parallel durchgeführten Simulationen⁹ generiert werden, die zwischengespeichert werden müssen.

Würden also die der fünften Dynode nachfolgenden Dynoden zusätzlich bei der Emission von Sekundärelektronen berücksichtigt, so würde sich der Rechenaufwand und die benötigte Zeit der Durchführung exponentiell erhöhen, da sich die Anzahl der Freiheitsgrade mit jeder zusätzlichen Dynode erhöht. Des Weiteren muss eingestellt werden, wie viele Elektronen unter Berücksichtigung der Sekundärelektronenemission für die gesamte Simulation generiert werden müssen. Diese Anzahl wird mit

$$N_{\text{tot}} = \delta_1 \cdot N + \delta_1 \cdot \delta_2 \cdot N + \delta_1 \cdot \delta_2 \cdot \delta_3 \cdot N + \dots \quad (4.2.2)$$

berechnet, wobei N der Anzahl der Photoelektronen, welche in dieser Arbeit immer zu Eins gewählt wird und δ_i dem Sekundäremissionsfaktor der Dynoden. Es wird eine großzügige obere Schranke¹⁰ für die gesamte Elektronenanzahl N_{tot} gewählt. Für die erste Dynode wird der Sekundäremissionsfaktor großzügig auf $\delta_1 = 14$ abgeschätzt und die übrigen zu $\delta_{2-9} = 6$. Mit Anpassung der gesamten Elektronenanzahl verändern sich demnach die Freiheitsgrade. Zwecks Statistikerhebung sollen im Rahmen dieser Arbeit bis zu 10.000 Simulationen durchgeführt werden. Es ist jedoch zu erwarten, dass deutlich weniger realisiert werden können, da die verwendete Lizenz von COMSOL auf 30 Personen [37] mit gleichzeitiger Nutzung beschränkt ist und damit auch die Anzahl an parallel durchgeführten Simulationen. Aufgrund dessen schwankt die Anzahl an tatsächlich durchführbaren Simulationen je nach Lizenzauslastung stark, wodurch die initial intendierte Anzahl an Simulationen zur Statistikerhebung im gegebenen Zeitrahmen nicht erreicht wird. Des Weiteren werden die Simulationen parallel auf dem PALMA¹¹ Cluster durchgeführt, wobei dort auch berücksichtigt werden muss, dass sich die Simulationen in einer Warteschlange befinden und Aufträge, die weniger Ressourcen (Dauer, Arbeitsspeicher, CPU etc.) beanspruchen, priorisiert werden. Dadurch verzögert sich die Ausführung der rechenaufwendigen Simulationen mit COMSOL. Dies ist mitunter ein weiterer Grund, weswegen die Simulation der Sekundäremission nur bis zur fünften Dynode erfolgt.

⁷Eine detaillierte Auflistung der benötigten Rechenzeit und zu lösende Freiheitsgrade für jede weitere Dynode sei Tabelle A.2.1 zu entnehmen.

⁸Angabe des vom PALMA Cluster benötigten Arbeitsspeichers für eine Simulation. Das PALMA Cluster wird für die parallele Ausführung mehrerer Simulationen beansprucht.

⁹Bei Simulation mit Emission eines Photoelektrons aus dem Photokathodenzentrum.

¹⁰Für eine großzügige Abschätzung wird ab Simulationen mit der zweiten Dynode eine Dynode zusätzlich hinzugenommen.

¹¹Paralleles Linux-System für Münsteraner Anwender

5 Simulationsergebnisse

In den nachfolgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der durchgeführten Simulationen für die in Abs. 3.3 eingeführten Leistungsparameter vorgestellt. Zuvor werden jedoch Beobachtungen aus einem Einzeldatensatz beschrieben.

5.1 Überprüfung eines Einzeldatensatzes

Die Ergebnisse dieser Simulationen werden hier im Detail anhand eines einzelnen Datensatzes exemplarisch gezeigt. Es muss in diesem Zuge überprüft werden, ob die vorläufigen Simulationsergebnisse den Erwartungen entsprechen und welche Anpassungen sowohl an der Simulation als auch für die weitere Auswertung der Daten getroffen werden müssen. Bei dem im Folgenden untersuchten Datensatz wird ein Photoelektron aus dem Photokathodenzentrum emittiert und bis zur fünften Dynode wie beschrieben vervielfältigt. Die sich daraus ergebenden Trajektorien der Elektronen und ihren Energien sei der Abb. 5.1.1 zu entnehmen.

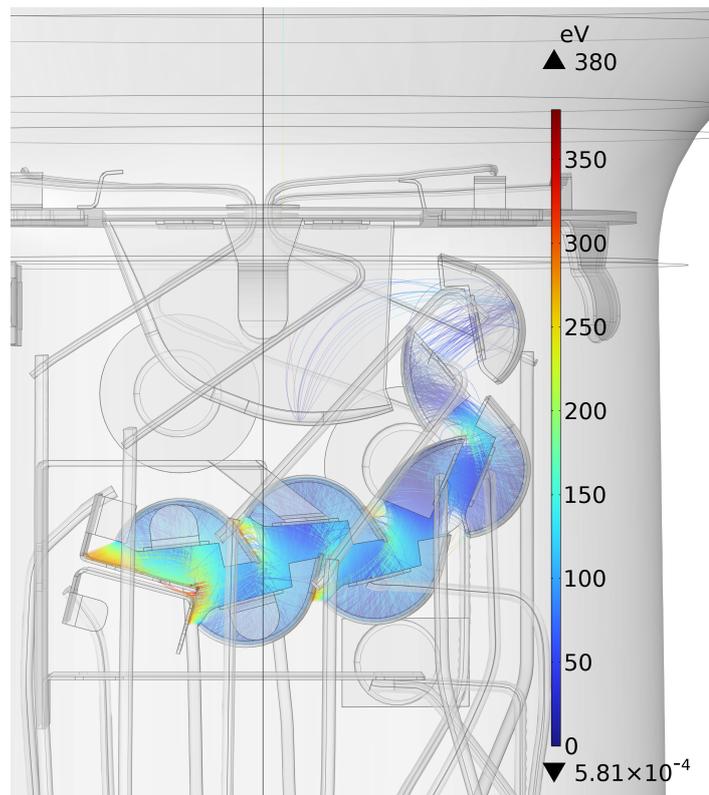


ABBILDUNG 5.1.1: Sekundärelektronenemission im simulierten Photomultiplier mit Sekundäremission bis zur fünften Dynode.

5.1.1 Rückwände

Bei den ersten durchgeführten Simulationen ist aufgefallen, dass einige Sekundärelektronen als „Tref-fer“ auf einer Dynode registriert werden, wenn das Sekundärelektron auf einer Stelle der Dynode auftrifft, an der in Realität keine Sekundäremission stattfindet. Dazu gehören Sekundärelektronen, welche die Rückseite der Dynoden erreichen oder jede weitere Fläche, welche nicht zu den gekrümmten Innenflächen gehören.

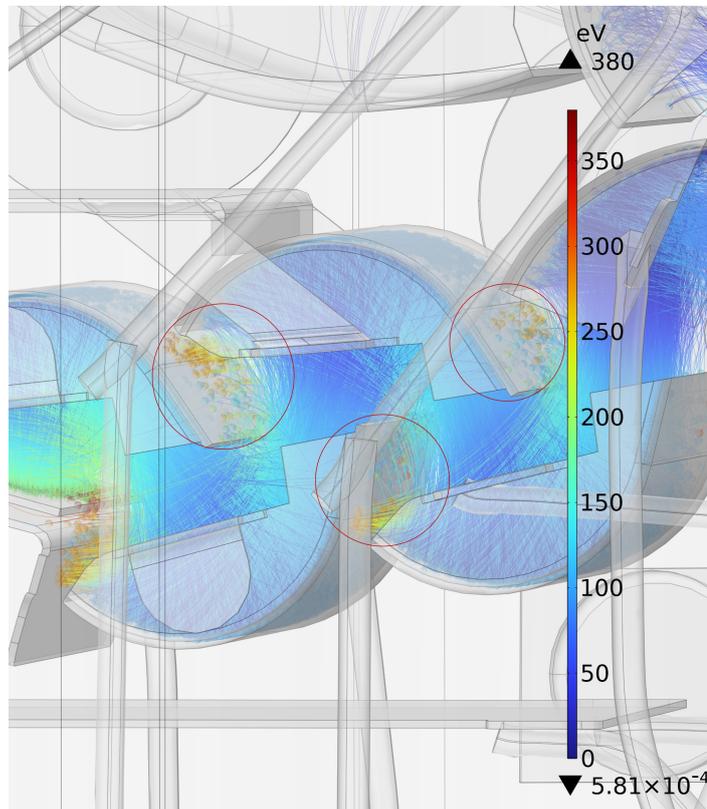


ABBILDUNG 5.1.2: Sekundärelektronen die von ihrem Pfad im Dynodensystem abweichen, können auf die Rückseiten der Dynoden auftreffen. Die Elektronen können dabei von benachbarten Dynoden stammen oder auch Stufen überspringen.

Diese Beobachtung weist demnach darauf hin, dass es mit der implementierten Sekundäremission Sekundärelektronen gibt, welche vom erwarteten Pfad abweichen und in der Diskussion der Ergebnisse berücksichtigt werden müssen.

In Abb. 5.1.2 werden Sekundärelektronen dargestellt, welche auf die Rückwände der siebten, achten und neunten Dynode treffen. Dies ist dabei nicht nur ein Effekt der letzten Dynoden, sondern lässt sich bereits ab der dritten Dynode beobachten, an der Sekundärelektronen aus der ersten Dynode auftreffen. Diese Elektronen würden dabei die Sammeffizienz der Dynoden, auf dessen Rückseite sie auftreffen, verfälschen und werden daher, als nicht an der Dynode ankommende Elektronen behandelt bzw. herausgefiltert, sodass sie weiter keinen Einfluss auf die Sekundäremissionsfaktoren und Signallaufzeit haben. Diese **Rückwandfilterung** erfolgt dabei explizit dadurch, dass nur die Elektronen als auftreffende Elektronen berücksichtigt werden, die einen bestimmten Wert für die Grenzfläche (in COMSOL als *boundary* bezeichnet) aufweisen, welcher zu den beschichteten Innenflächen gehört. Weiterhin sei anzumerken, dass diese Rückwandfilterung auf die gesamten nachfolgenden Ergebnisse angewendet wird und im Nachfolgenden daher nicht erneut erwähnt wird.

5.1.2 Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie

Eine weitere Beobachtung ist, dass bei manchen Dynoden, insbesondere der dritten Dynode, einige Sekundärelektronen die Dynodenoberfläche nicht weit genug verlassen können, um die nächste Dynode zu erreichen und durch das lokal vorherrschende Potential wieder auf die gleiche Dynode auftreffen, von welcher sie entstammen (siehe Abb. 5.1.3).

Dies hat die Konsequenz, dass auf der betrachteten Dynode mehr Sekundärelektronen ankommen, als initial von der vorherigen Dynode emittiert werden. In den nachfolgenden Histogrammen (siehe Abb. 5.1.4) ist die Verteilung der Endenergien der Primärelektronen für sämtliche Dynoden aufgetragen. Dabei fällt insbesondere bei der dritten und fünften Dynode auf, dass viele Elektronen mit einer Energie weit unterhalb der erwarteten Energien von $\sim 92,3 \text{ eV}$ ¹² auf den Dynoden auftreffen. Dies sind jene Sekundärelektronen, welche auf den Dynodenoberflächen gestoppt werden und aufgrund ihrer Position auf der Dynode durch das lokal vorherrschende Potential nicht zur nächsten Dynode geleitet werden.

Um den Effekt der Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie auf die Sammeffizienz und im Folgenden auch für die weiteren untersuchten Parameter zu korrigieren, wird eine **Energiekorrektur** durchgeführt. Aus dem Simulationsoutput kann die Anzahl der Sekundärelektronen, welche auf einer Dynode ankommen, direkt

extrahiert werden, mit zusätzlicher Angabe über ihre Endenergie. Anhand Gl. (4.2.1) wird berechnet, welche Energie ein Primärelektron besitzen muss, um genau ein Sekundärelektron zu emittieren. Dieser Wert beläuft sich dabei auf $\sim 15 \text{ eV}$. Wird nun von den aus einer vorherigen Dynode stammenden Primärelektronen, Sekundärelektronen erzeugt und haben diese eine Endenergie unterhalb des genannten Wertes, so werden effektiv keine Sekundärelektronen in COMSOL simuliert. Anhand dieser Energiekorrektur wird geprüft, ob es sich nun um Sekundärelektronen aus der vorherigen Dynode handelt oder um Sekundärelektronen aus der gleichen Dynode. Diese Art der Energiekorrektur ist dabei in dieser Form notwendig, da in COMSOL nicht explizit nachverfolgt werden kann, aus welcher Dynode ein auf eine andere Dynode auftreffendes Elektron entstammt, da die Start- und Endposition eines expliziten Elektrons unbekannt sind. Daher werden im Weiteren nur die Sekundärelektronen betrachtet, welche eine Energie oberhalb des genannten Wertes haben, da nur diese einen tatsächlichen Beitrag zu den Leistungsparametern leisten. Der Einfluss dieser Elektronen darf zudem nicht bei der Anzahl an emittierten Sekundärelektronen vernachlässigt werden. Da die Sekundärelektronen mit

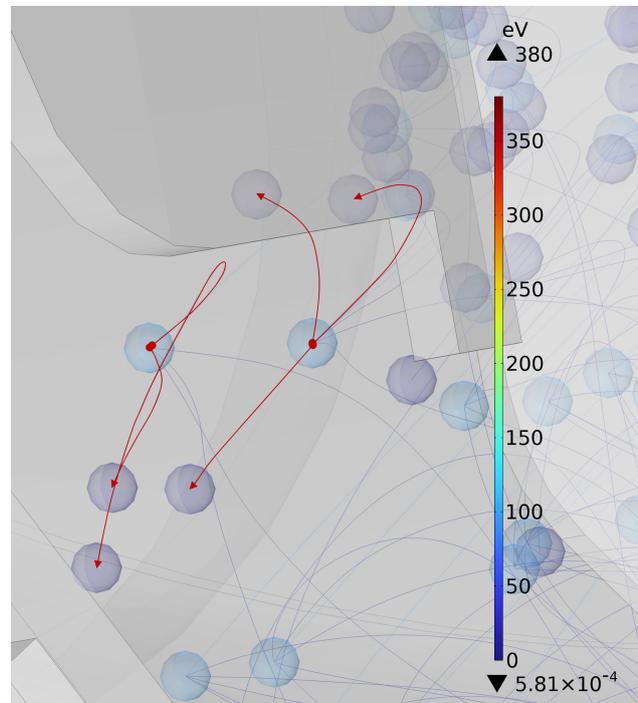


ABBILDUNG 5.1.3: Auf manchen Dynoden, hier exemplarisch für die dritte Dynode dargestellt, kann ein Teil der Sekundärelektronen die Dynode nicht weit genug verlassen, um die nachfolgende Dynode zu erreichen. Stattdessen treffen sie erneut auf die gleiche Dynode auf, wie es hier dargestellt wird. Die Trajektorien der Sekundärelektronen sind zur Veranschaulichung zusätzlich mit roten Pfeilen markiert.

¹²Dieser Wert ergibt sich aus der Potentialdifferenz zwischen zwei benachbarten Dynoden. Die Potentialdifferenz entspricht dabei 1/13 der angelegten Versorgungsspannung mit 1200 V und demnach der Endenergie der Elektronen aus dem Potential. Eine vollständige Auflistung der an den Dynoden anliegenden Spannungen sei Tabelle A.3.1 zu entnehmen.

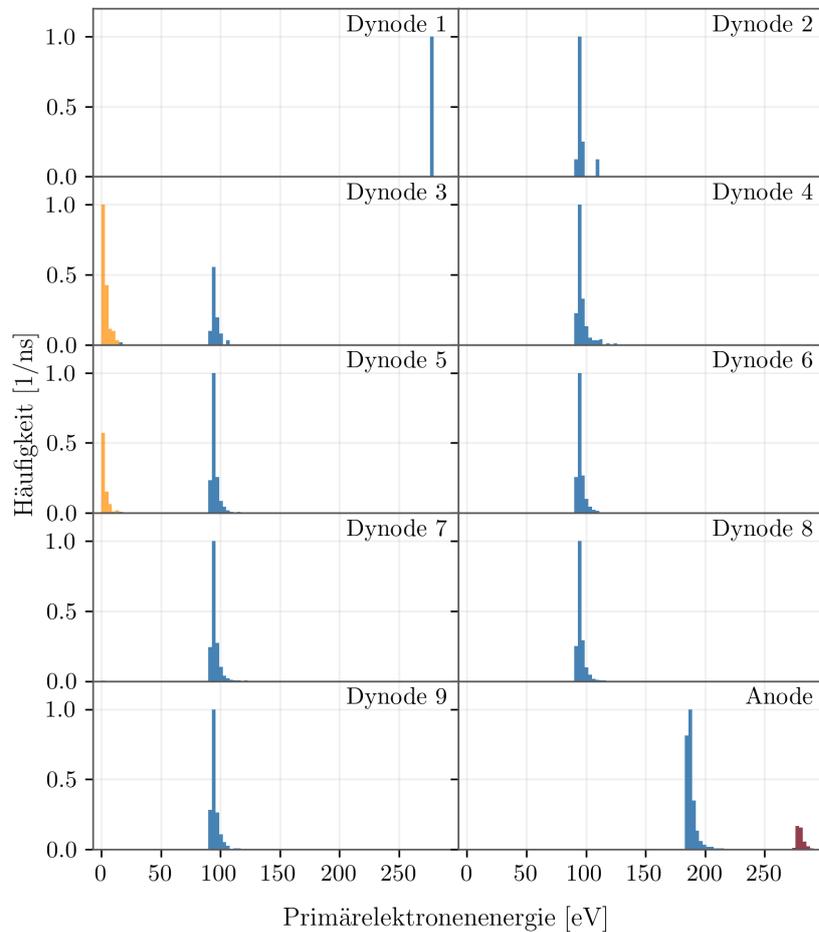


ABBILDUNG 5.1.4: Normierte Verteilung der Endenergien der auf die Dynoden auftreffenden Primärelektronen. In Orange sind die Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie dargestellt, während die Sekundärelektronen mit langer Trajektorie in Rot bei der Anode hervorgehoben sind.

kurzer Reichweite die nachfolgende Dynode nicht erreichen, jedoch im COMSOL Output durch das Aufsummieren aller emittierter Sekundärelektronen N_{i-1} noch beinhaltet sind, muss die Anzahl der Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie N_{low} von der Summe subtrahiert werden. Die korrigierte Gleichung zur Berechnung der Sammeleffizienz lautet folglich:

$$c_{i,\text{korr}} = \frac{N_i}{N_{i-1,\text{corr}} - N_{\text{low}}} \quad (5.1.1)$$

Dabei muss berücksichtigt werden, dass nur die Elektronen für N_i und $N_{i-1,\text{corr}}$ zählen, die auf den gekrümmten Innenflächen der Dynode ankommen respektive von dort emittiert werden. Zudem wird mit $N_{i-1,\text{corr}}$ berücksichtigt, dass nur eine ganzzahlige Anzahl an emittierten Sekundärelektronen in COMSOL simuliert werden. Bei der Berechnung der Sammeleffizienz wird daher auf Gl. (5.1.1) zurückgegriffen und zusätzlich die Energiekorrektur berücksichtigt. Diese gesamte Korrektur wird im Folgenden als **Effizienzkorrektur** bezeichnet.

5.1.3 Sekundärelektron mit langer Trajektorie

Neben den zuvor beschriebenen Sekundärelektronen, welche teilweise in der gleichen Dynode erneut auftreffen, aus welcher sie emittiert werden, können jedoch auch Sekundärelektronen beobachtet werden, welche nicht von der vorherigen Dynode stammen. Dieser Effekt ist hauptsächlich bei den letzten Dynoden, welche die siebte, achte und neunte Dynode, sowie die Anode einschließen, zu beobachten. Diese entstehen dadurch, dass manche Sekundärelektronen eine oder mehrere Dynoden überspringen, was auf die Winkelverteilung, Anfangsenergie und Emissionsposition der Sekundärelektronen auf der Dynode zurückzuführen ist. Des Weiteren hat ebenfalls die vorliegende Dynodengeometrie und das daraus resultierende elektrische Feld einen Einfluss. So kann ein Sekundärelektron von Dynode sieben emittiert werden und direkt auf der Anode ankommen, ohne die achte und neunte Dynode zuvor getroffen zu haben. Dieser Effekt lässt sich in der obigen Abb. 5.1.4 bei der Anode ausmachen, bei Energien weit oberhalb der erwarteten Energie. Dies hat schließlich den Effekt, dass sich die Sammeleffizienz der Anode nicht nur scheinbar verbessert und Werte oberhalb von Eins annehmen kann, sondern auch die Sammeleffizienz der dazwischenliegenden Dynode verschlechtert, da das Sekundärelektron die Dynode nicht erreicht. Dieser Effekt ist jedoch im Vergleich zu den Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie recht klein, weswegen diesbezüglich keine Korrektur durchgeführt wird. Weiterhin kann dieser Effekt auch bei realen PMTs der Fall sein. Andererseits muss hier weiter berücksichtigt werden, dass die Anodengeometrie nicht korrekt simuliert wird und es dadurch schwieriger ist, abzuschätzen, welchen Einfluss die Sekundärelektronen mit langer Trajektorie tatsächlich haben.

Die möglichen Trajektorien, die zuvor beschrieben wurden, sind in Abb. 5.1.5 schematisch dargestellt. Dabei beschreibt die Trajektorie aus der vierten zur fünften Dynode den Pfad eines Elektrons mit kurzer Trajektorie (siehe Abs. 5.1.2), wobei das Sekundärelektron aus der fünften Dynode erneut auf die gleiche Dynode auftrifft. Daran anschließend beschreibt die Trajektorie aus der sechsten in die siebte Dynode den erwarteten Pfad eines Sekundärelektrons. Der Pfad eines Elektrons mit langer Trajektorie wird anhand des Pfades aus der siebten Dynode zur Anode beschrieben, wodurch die achte und neunte Dynode übersprungen werden.

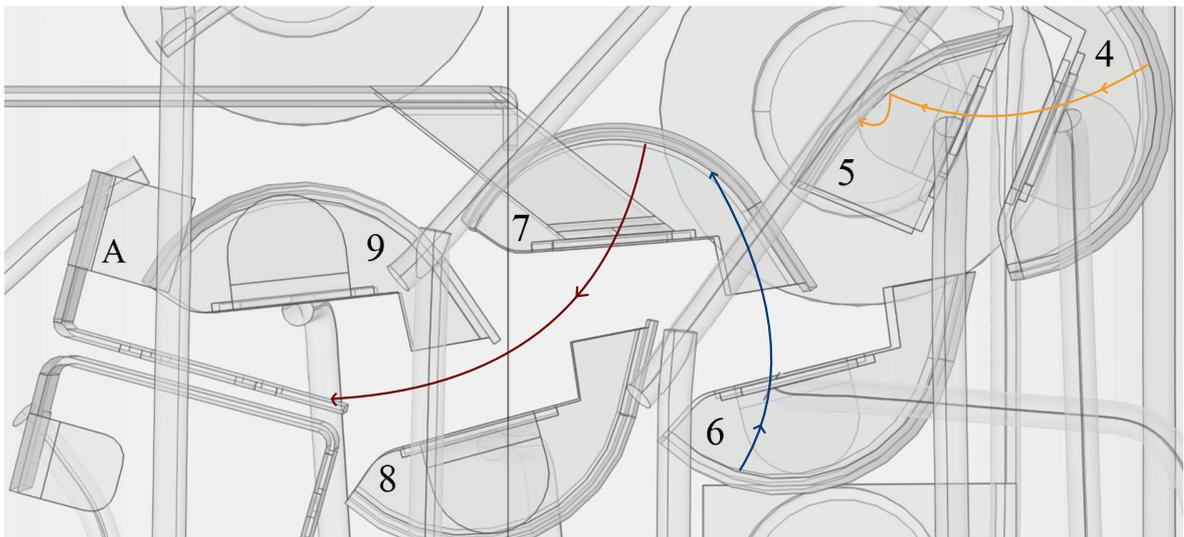


ABBILDUNG 5.1.5: Mögliche Trajektorien der Sekundärelektronen. Der gelbe Pfad beschreibt die Trajektorie eines Sekundärelektrons mit kurzer Trajektorie, blau dem erwarteten Pfad und rot dem Pfad eines Sekundärelektrons mit langer Trajektorie.

5.1.4 Sammeleffizienz

In Abb. 5.1.6 wird der Einfluss auf die Sammeleffizienz unter Anwendung der Gl. (3.3.1) der einzelnen Dynoden durch die mit Gl. (5.1.1) beschriebene Korrektur dargestellt, indem die Sammeleffizienz ohne Effizienzkorrektur direkt mit der Sammeleffizienz mit Effizienzkorrektur für jede Dynode gegenübergestellt wird. Die angegebenen Unsicherheiten ergeben sich aus dem statistischen Fehler von $1/\sqrt{N}$, wobei N der Anzahl an Elektronen entspricht und weiterer Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung¹³.

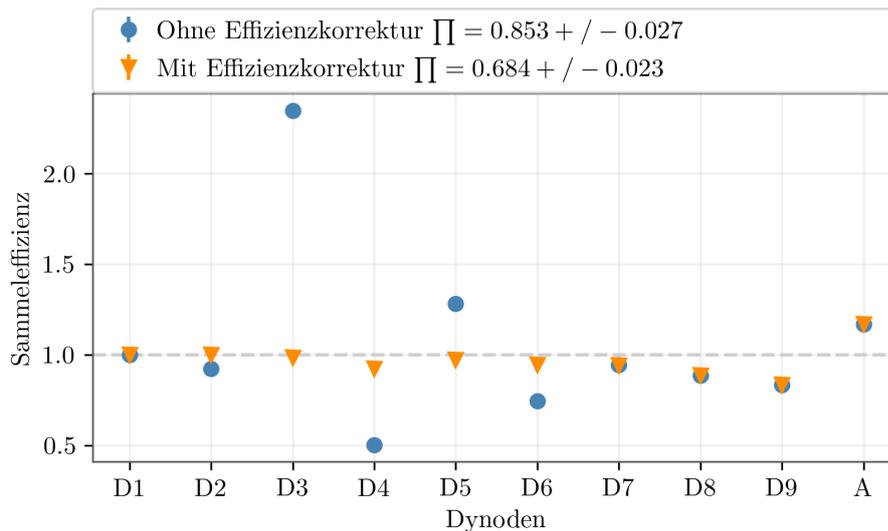


ABBILDUNG 5.1.6: Gegenüberstellung der Sammeleffizienz der einzelnen Dynoden mit und ohne Einfluss der Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie. Die graue Linie markiert eine ideale Sammeleffizienz von Eins.

Für die erste Dynode liegt die Sammeleffizienz für die gezeigten Anfangsbedingungen ohne und mit Effizienzkorrektur bei 1,0, da lediglich ein Photoelektron aus der Photokathode emittiert wird, durch das elektrische Feld auf die erste Dynode geleitet wird und dort auftrifft. Für die nachfolgenden Dynoden kann bereits ein realistischerer Wert der Sammeleffizienz durch die Effizienzkorrektur verzeichnet werden. Die Verbesserung der Sammeleffizienz der zweiten Dynode um $\sim 8\%$ ist hier auf die Anzahl der emittierten Sekundärelektronen zurückzuführen. Der unkorrigierte Wert der Anzahl an Sekundärelektronen beläuft sich für die erste Dynode auf 12,991 Sekundärelektronen. COMSOL verwendet jedoch, wie bereits in Abs. 4.2.1 erwähnt, in der Simulation nur den ganzzahligen Anteil (hier 12), was der tatsächlichen Anzahl an ankommenden Primärelektronen auf der zweiten Dynode entspricht. Da dies in Gl. (5.1.1) berücksichtigt wird, verbessert sich die Sammeleffizienz nicht nur für die zweite Dynode, sondern ebenfalls für die Nachfolgenden. Ferner ist insbesondere die Sammeleffizienz der dritten und fünften Dynode auffällig, da diese ohne Korrektur weit oberhalb von Eins liegt mit $(234,70 \pm 0,40)\%$ für die dritte Dynode und $(128,201 \pm 0,005)\%$ für die fünfte Dynode. Dies ist durch die Anzahl der Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie begründet, da diese in der Berechnung der Sammeleffizienz so behandelt werden, als seien sie von der zweiten bzw. vierten Dynode emittiert. Somit werden effektiv mehr Sekundärelektronen an der dritten respektive fünften Dynode als ankommende Primärelektronen registriert, als ursprünglich von der zweiten respektive vierten

¹³Für die erste Dynode wird hier eine Unsicherheit von Null angenommen, da für diesen Einzeldatensatz lediglich ein Photoelektron auf der ersten Dynode ankommt. Ferner sind die Unsicherheiten insbesondere für die letzten Dynoden verschwindend gering, da N mit jeder weiteren Dynode aufgrund der Sekundäremission zunimmt. Ein vollständiger Überblick sei Tabelle A.3.2 zu entnehmen.

Dynode initial emittiert. Mit der Effizienzkorrektur jedoch, wird der Einfluss dieser Sekundärelektronen herausgefiltert, was die Sammeleffizienz der dritten und fünfte Dynode realistischer macht, da sie in ihrer unkorrigierten Form unphysikalisch sind.

Im Falle der vierten Dynode kann festgestellt werden, dass die Sammeleffizienz trotz der Effizienzkorrektur im Vergleich zu den übrigen Dynoden dennoch gering ist mit $(92,347 \pm 0,028) \%$. Das bedeutet, dass weniger Sekundärelektronen als ursprünglich von der dritten Dynode emittiert werden, tatsächlich an der vierten Dynode ankommen. Dies hängt damit zusammen, dass die Anfangsenergie der Sekundärelektronen für jede Position auf der dritten Dynode gesampled wird, wie in Abs. 4.2.2 beschrieben. Hat ein emittiertes Sekundärelektron eine ungünstige Anfangsenergie oder Emissionsposition, so kann es eine Energie haben, welche ausreicht, um ein einzelnes Sekundärelektron zu emittieren. Dieses Sekundärelektron kann die Dynode verlassen oder auf der gleichen auftreffen. Daher werden diese Sekundärelektronen in der Berechnung der Sammeleffizienz weiter berücksichtigt. Weiterhin können Sekundärelektronen, die die dritte Dynode verlassen auf direktem Wege auf die Rückseite der darunterliegenden fünften Dynode auftreffen. Demnach erreichen sie die Innenfläche der vierten Dynode nicht und verschlechtern dadurch die Sammeleffizienz der vierten Dynode. Analog verhält es sich für die sechste Dynode.

Ab der siebten Dynode kann ein abnehmender Trend der Sammeleffizienz registriert werden. Dieser ergibt sich aus Sekundärelektronen mit langer Trajektorie. Dabei überspringen Sekundärelektronen die nächstfolgenden Dynoden und verschlechtern die Sammeleffizienz der entsprechenden übersprungenen Dynode. Das emittierte Sekundärelektron fließt jedoch in die Berechnung der Sammeleffizienz der nächsten Dynode hinein. Da das emittierte Sekundärelektron die nächste Dynode jedoch nicht erreicht, da es diese überspringt, verschlechtert sich die Sammeleffizienz der Dynode, an der das Sekundärelektron tatsächlich ankommen sollte. Bei der Berechnung der Sammeleffizienz werden jedoch nur direkt benachbarte Dynoden respektive die emittierten und auf der nächsten Dynode auftreffenden Primärelektronen betrachtet. Ob ein Elektron nun von einer anderen Dynode stammt, kann, wie bereits beschrieben, nicht explizit nachgewiesen werden, da es nicht möglich ist, die exakte Start- und Endposition eines Sekundärelektrons nachzuvollziehen. Die Sekundärelektronen, die Dynoden überspringen, kommen zudem nicht zwangsweise auf den Innenflächen der übernächsten Dynode an, sondern auf den Rückseiten der Dynoden und verschlechtern damit die Sammeleffizienz weiter.

Ferner wird die Sammeleffizienz einiger Dynoden nicht nur verschlechtert, sondern auch in wenigen Fällen verbessert, was bei der Anode deutlich zu erkennen ist. Dort liegt die Sammeleffizienz bei $(117,0173 \pm 0,0011) \%$. Dies entstammt daher, dass die Sekundärelektronen mit langer Trajektorie die Anode direkt erreichen können, sodass die dort ankommenden Primärelektronen in der Berechnung nach Gl. (5.1.1) so behandelt werden, als seien sie aus der neunten Dynode emittiert worden, obwohl dies nicht für alle auf der Anode auftreffenden Primärelektronen tatsächlich der Fall ist.

Wird nun die Sammeleffizienz des gesamten Photomultipliers betrachtet, so ist zu erwarten, dass diese $\geq 90 \%$ ¹⁴ [38] beträgt und berechnet sich durch das Produkt der Sammeleffizienzen der einzelnen Dynoden. Wird dies für die Sammeleffizienz ohne Berücksichtigung der Effizienzkorrektur berechnet, so beläuft sich diese auf $(85,3 \pm 2,7) \%$ und liegt demnach unterhalb des erwarteten Wertes. Für die Sammeleffizienz mit Effizienzkorrektur hingegen ergibt sich ein Wert von $(68,4 \pm 2,3) \%$ und ist entgegen der Erwartungen nicht nur niedriger als der erwartete Wert, sondern ebenfalls niedriger als die gesamte Sammeleffizienz ohne Effizienzkorrektur. Dies ist jedoch dadurch zu erklären, dass die Sammeleffizienz der dritten und fünften Dynode einen großen Anteil zu dem Produkt beitragen, wie in Abb. 5.1.6 aufgeführt wird. Dadurch wird die gesamte Sammeleffizienz fälschlicherweise verbessert, da so impliziert wird, dass mehr Primärelektronen an der nächsten Dynode ankommen (im Falle der dritten Dynode mehr als doppelt so viele) als ursprünglich von der vorherigen Dynode emittiert werden, was nicht der Realität entspricht. Das würde demnach bedeuten, dass auf dem Weg zwischen

¹⁴Im Mittel bei Illumination der gesamten Photokathodenoberfläche.

den Dynoden eine zusätzliche Vervielfältigung stattfinden würde. Daher ist an dieser Stelle die Effizienzkorrektur mit Gl. (5.1.1) notwendig, um repräsentativere Ergebnisse zu erhalten. Weiterhin liegt die Sammeleffizienz der achten und neunten Dynode unterhalb von 90 %, durch den Einfluss der Sekundärelektronen mit langer Trajektorie, die an den Rückseiten der Dynoden gestoppt werden oder die Anode direkt erreichen, wie es bereits beschrieben wurde. Da die Sekundäremission lediglich für die ersten fünf Dynoden definiert ist, ist es ebenfalls sinnvoll das Produkt der Sammeleffizienzen für die ersten fünf Dynode zu betrachten. Ohne Effizienzkorrektur ergibt sich damit $(140 \pm 4) \%$ und mit Effizienzkorrektur $(88 \pm 3) \%$ und liegt demnach näher an dem erwarteten Wert von 90 %. Das Produkt der Sammeleffizienz nur bis zur fünften Dynode zu betrachten ist dahingehend zu begründen, dass in den hinteren Dynode eine Sammeleffizienz 99 % zu erwarten ist [38]. Schließlich kann hier festgehalten werden, dass durch die Effizienzkorrektur mit Gl. (5.1.1) die Sammeleffizienz realistischere Werte annimmt, wobei nach wie vor berücksichtigt werden muss, dass die die Sekundärelektronenemission nur bis zur fünften Dynode definiert ist und die durchgeführte Effizienzkorrektur nicht als vollständig korrekt betrachtet werden kann, da die expliziten Start- und Endpositionen eines Sekundärelektrons unbekannt sind. Mit der Möglichkeit einer direkten Nachverfolgung sind realistischere Ergebnisse zu erwarten, als sie die Effizienzkorrektur allein liefern kann.

5.1.5 Sekundäremissionsfaktor

Die Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie haben jedoch nicht nur auf die Sammeleffizienz einen Einfluss, sondern ebenfalls auf die Anzahl der Sekundärelektronen pro auf eine Dynode auftreffendes Elektron, wie es bereits in Abs. 5.1.2 erwähnt wurde.

Die Berechnung der Anzahl an Sekundärelektronen erfolgt durch die bereits eingeführte Gl. (4.2.1). COMSOL berechnet für jedes Elektron, das auf einer Dynode auftrifft, die Anzahl an Sekundärelektronen, die dabei emittiert werden können. Bei den Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie liegt die Anzahl an Sekundärelektronen jedoch unterhalb von Eins und werden daher effektiv nicht simuliert. Der extrahierte COMSOL Output entspricht demnach nicht dem tatsächlich simulierten Ergebnis, weswegen eine zusätzliche **Emissionskorrektur** durchgeführt werden muss. Dafür werden ausschließlich die ganzzahligen Sekundäremissionsfaktoren oberhalb von Eins im Mittelwert berücksichtigt. In Abb. 5.1.7 wird der Einfluss der Emissionskorrektur ersichtlich. Ferner sei anzumerken, dass sich die hier angegebenen Unsicherheiten aus der Standardabweichung des Mittelwerts berechnen¹⁵. Der Sekundäremissionsfaktor ist für die erste Dynode mit $\delta_1 = 13$ mehr als doppelt so hoch als für die übrigen Dynoden. Dies ist dahingehend zu erklären, dass zwischen der Photokathode und der ersten Dynode ein höheres Potential anliegt, mit 3/13 der Versorgungsspannung. Dadurch erhält das Photoelektron eine Endenergie von $\sim E_{pe} = 276,9 \text{ eV}$. Da, wie bereits beschrieben, der Sekundäremissionsfaktor direkt von der Endenergie der Primärelektronen abhängig ist, ist ein entsprechend höherer Wert zu erwarten im Vergleich zu den nachfolgenden Dynoden. Insbesondere fällt auf, dass für die dritte Dynode mit $2,22 \pm 0,21$ und fünfte Dynode mit $3,88 \pm 0,07$ der Sekundäremissionsfaktor weit unterhalb des erwarteten Wertes von ~ 5 liegt, weswegen der betrachtete Mittelwert für die jeweiligen Dynoden insgesamt variiert. Durch die Emissionskorrektur verändert sich das Ergebnis der dritten und fünften Dynode merklich. Sodass sich der Sekundäremissionsfaktor für die dritte Dynode um $\sim 123\%$ und für die fünfte Dynode um $\sim 29\%$ verbessert. Ab der sechsten Dynode wird aufgrund des hohen Rechenaufwands der Sekundäremissionsfaktor manuell auf Eins gesetzt. Würde jedoch eine Sekundäremission auch bei diesen Dynoden definiert werden, wie es bei realen PMTs der Fall ist, ist zu erwarten, dass der Sekundäremissionsfaktor annähernd gleich der Sekundäremissionsfaktoren der vorherigen Dynoden ist.

Um dies zu überprüfen, wird der Mittelwert der Endenergie für die Primärelektronen der sechsten,

¹⁵Eine vollständige Übersicht der Ergebnisse sei Tabelle A.3.3 zu entnehmen.

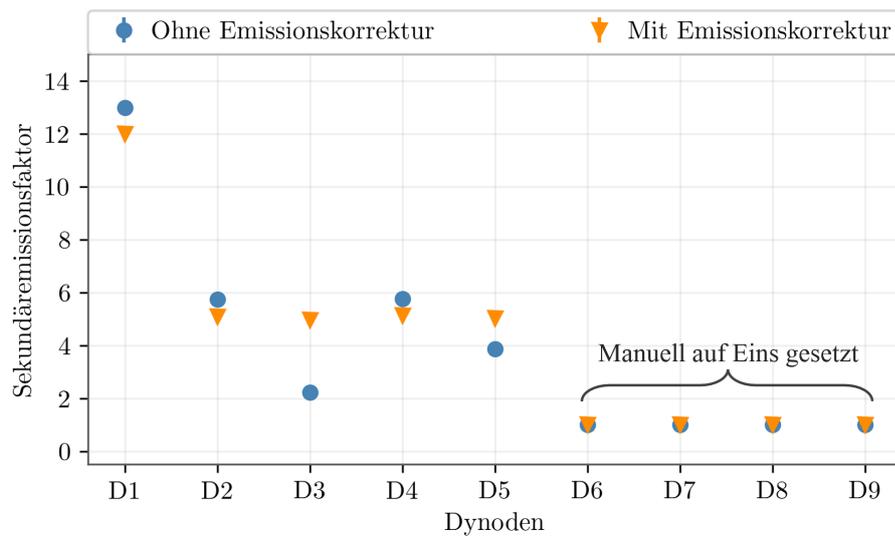


ABBILDUNG 5.1.7: Durchschnittlicher Sekundäremissionsfaktor der einzelnen Dynoden an denen Sekundäremission stattfindet mit und ohne Korrektur.

siebten, achten und neunten Dynode gebildet und in (4.2.1) eingesetzt:

$$D6 : E = (95,6946 \pm 0,0012) \text{ eV} \rightarrow \delta = 5,7315 \pm 0,0064$$

$$D7 : E = (95,2203 \pm 0,0018) \text{ eV} \rightarrow \delta = 5,7063 \pm 0,0064$$

$$D8 : E = (95,5127 \pm 0,0017) \text{ eV} \rightarrow \delta = 5,7218 \pm 0,0064$$

$$D9 : E = (95,6905 \pm 0,0016) \text{ eV} \rightarrow \delta = 5,7313 \pm 0,0064$$

Den Erwartungen entsprechend sind die Sekundäremissionsfaktoren in der gleichen Ordnung wie die der vorherigen Dynoden. Es kann festgehalten werden, dass die Sekundäremissionsfaktoren durch die Emissionskorrektur realistischer sind, wobei eine hinreichend genaue Aussage nur über die ersten fünf Dynoden getroffen werden kann, da die Anzahl an emittierten Sekundärelektronen ab der sechsten Dynode nicht bekannt ist. Mit der Kenntnis der Sammeleffizienz aus Abs. 5.1.2 und den erhaltenen Sekundäremissionsfaktoren, kann mit Gl. (3.3.2) der Gain des PMTs berechnet werden. So ergibt sich ein Gain von $(3,17 \pm 0,32) \cdot 10^3$ ohne Korrektur und $(5,33 \pm 0,22) \cdot 10^3$ mit Korrektur. Dies gilt jedoch nur für die Sekundäremission bis zur fünften Dynode. Für den gesamten PMT muss berücksichtigt werden, dass dieser aus zehn Dynoden besteht. Da zum einen die exakten Werte für den Sekundäremissionsfaktor für die sechste bis neunte Dynode und zum anderen der Sekundäremissionsfaktor sowie die Sammeleffizienz der zehnten Dynode nicht bekannt sind, müssen diese approximiert werden. Dafür wird für die sechste bis neunte Dynode der Mittelwert des Sekundäremissionsfaktors der zweiten bis fünften Dynode gebildet und jeweils mit den bekannten Werten der Sammeleffizienz für diese Dynoden multipliziert. Für die zehnte Dynode wird ebenfalls der Mittelwert des Sekundäremissionsfaktors verwendet und für die Sammeleffizienz der zehnten Dynode wird der Mittelwert der Sammeleffizienzen der sechsten bis neunten Dynoden verwendet. Schließlich wird die Sammeleffizienz der Anode an das bisherige Produkt multipliziert. Dadurch ergibt sich ein Gain ohne Korrektur von $(4,5 \pm 0,7) \cdot 10^6$ und mit Korrektur von $(1,58 \pm 0,10) \cdot 10^7$ und liegt über den Erwartungen. Es wird ein Gain von $\sim 5 \cdot 10^6$ [23] erwartet, wobei dieser Wert für eine niedrigere Versorgungsspannung von $\sim 1183 \text{ V}$ gilt. Daher ist zu erwarten, dass der Gain hier höher ist. Jedoch muss berücksichtigt werden, dass dieser Gain überwiegend approximiert wird, da die gesamte PMT-Geometrie nicht korrekt simuliert werden kann. Zudem hat die hohe Sammeleffizienz der Anode einen großen Einfluss auf den Gain, wo nicht exakt abgeschätzt werden kann, inwieweit diese der Realität entspricht.

5.1.6 Zeitabhängige Parameter

Für die Betrachtung der in Abs. 3.3.3 eingeführten Signallaufzeit und deren Streuung werden neben den absoluten Werten ebenfalls die relativen Werte betrachtet.

Dafür wird wie zuvor der direkte COMSOL Output mit den korrigierten Werten verglichen. Dabei beschränkt sich die Korrektur auf die zuvor eingeführte Energiekorrektur. Dies ist notwendig, da die Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie den gebildeten Mittelwert für die absolute Signallaufzeit ohne die Energiekorrektur fälschlich erhöhen respektive für die relative Signallaufzeit fälschlich erniedrigen. Die Erhöhung der absoluten Signallaufzeit hängt mit einer längeren Flugzeit zusammen, zwischen der Emission aus der Photokathode und dem Auftreffen auf der Dynode, während die Verringerung mit der geringen Zeit zwischen dem Zeitpunkt der Emission des spezifischen Sekundärelektrons und dessen Auftreffen zusammenhängt. In Abb. 5.1.8 ist die Häufigkeitsverteilung der absoluten Signallaufzeit aufgetragen. Anhand dessen kann der Anteil an Elektronen mit kurzer Trajektorie und demnach kurzer Signallaufzeit ausgemacht werden. Weiterhin wird deutlich, dass die absolute Signallaufzeit mit jeder weiteren Dynode zunimmt.

In der nachfolgenden Abb. 5.1.9a ist die absolute Signallaufzeit eines Photoelektrons aufgetragen, wohingegen in Abb. 5.1.9b die relative Signallaufzeit aufgetragen ist. Die angegebenen Werte ergeben sich aus dem Mittelwert der Signallaufzeiten und der Standardunsicherheit des Mittelwertes. Die absolute Signallaufzeit nimmt den Erwartungen entsprechend mit jeder weiteren Dynode zu, da sich der Weg des Elektrons durch den Photomultiplier effektiv verlängert. Der zuvor beschriebene

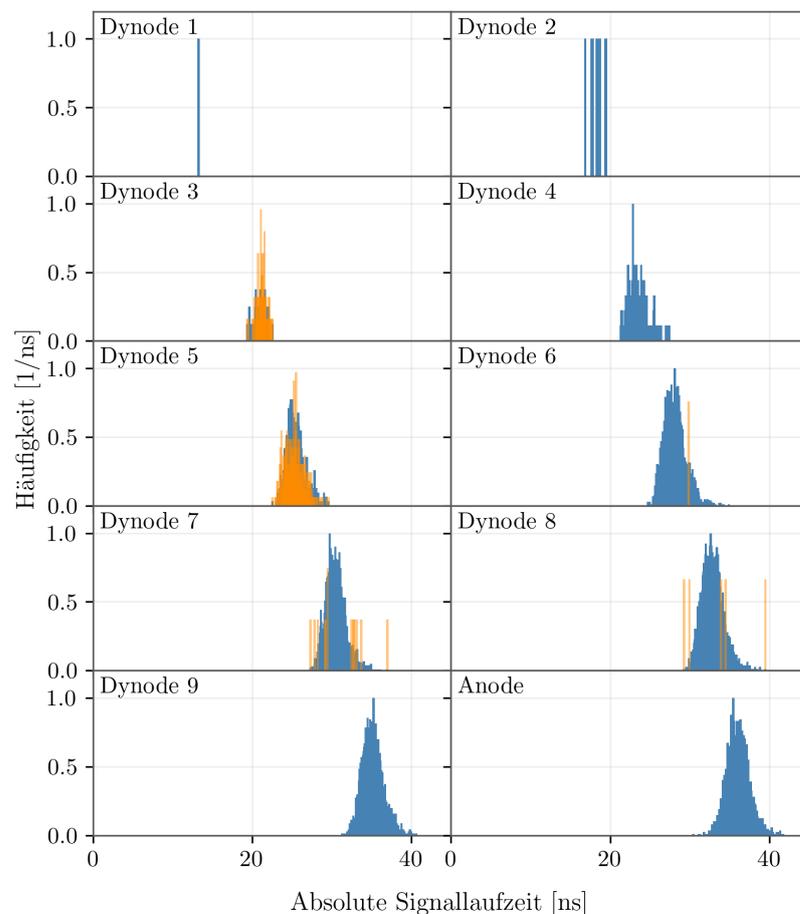


ABBILDUNG 5.1.8: Normierte Häufigkeitsverteilung der absoluten Signallaufzeit pro Dynode. In Orange werden die absoluten Signallaufzeiten der Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie separat hervorgehoben.

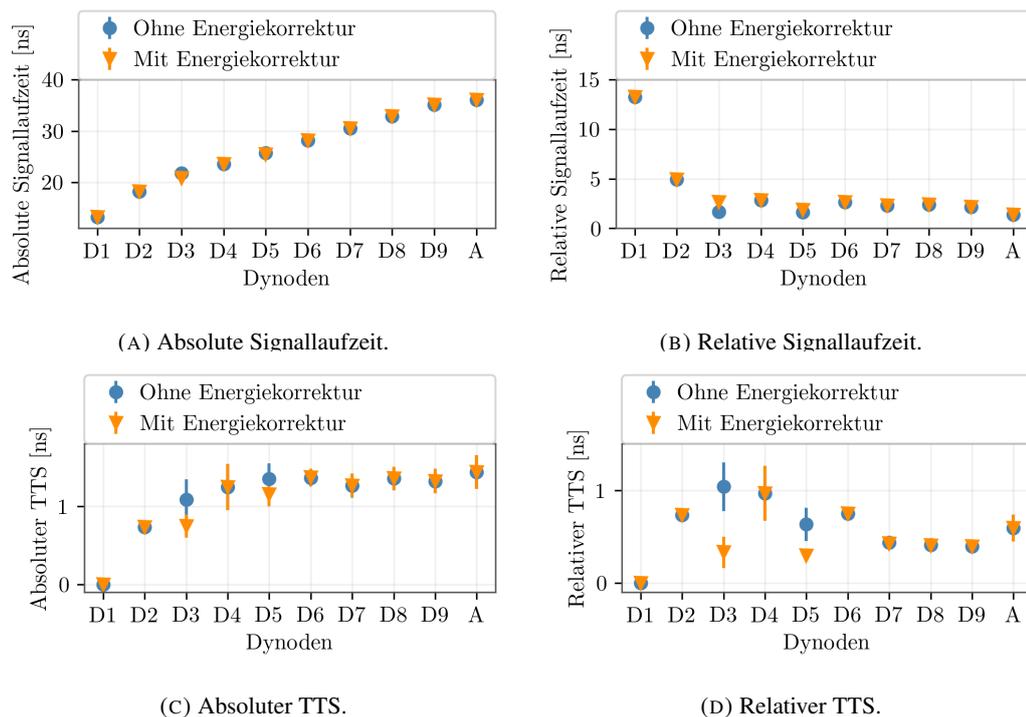


ABBILDUNG 5.1.9: Gegenüberstellung der absoluten Signallaufzeit (A) und der relativen Signallaufzeit (B) mit und ohne durchgeführter Korrektur, sowie dem absoluten TTS (C) und dem relativen TTS (D).

Effekt der Energiekorrektur auf die absolute Signallaufzeit kann insbesondere bei der dritten Dynode und marginal für die fünfte Dynode erkannt werden. Die Auswirkungen der Energiekorrektur auf die relative Signallaufzeit hingegen sind deutlicher zu sehen, was auf die größere Differenz zwischen den Datenpunkten zurückzuführen ist.

Die benötigte Zeit, die ein Photoelektron zurücklegen muss, um an der Anode anzukommen und dort registriert zu werden, beläuft sich hier auf $(36,1 \pm 1,5)$ ns. Verglichen zu einem nahezu bauähnlichem PMT, bei welchem die Signallaufzeit 43 ns^{16} [39] beträgt, ist die hier berechnete Signallaufzeit geringer, da die Versorgungsspannung im simulierten PMT höher ist. Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass die Elektronen direkt von der neunten Dynode auf die Anode auftreffen und somit den Weg über die zehnte Dynode nicht passieren. Mit Hinzunahme der zehnten Dynode zur Sekundärelektronenemission und der korrekt implementierten Anodengeometrie ist zu erwarten, dass die Signallaufzeit zunimmt.

In Abb. 5.1.9c und Abb. 5.1.9d seien ferner die absolute respektive relative Streuung der Signallaufzeit (TTS) aufgetragen, welche sich nach Abs. 3.3.3 durch die Standardabweichung der Signallaufzeit ergibt. Die angegebene Unsicherheit errechnet sich aus dem numerischen Fehler des TTS.

Wird zuerst der absolute TTS betrachtet (siehe Abb. 5.1.9c), fällt auf, dass die Streuung ohne Energiekorrektur bis zur fünften Dynode ansteigt. Für die darauffolgenden Dynoden bis zur Anode ist der TTS hingegen bis auf einige Schwankungen für jede Dynode ähnlich und beträgt im Mittel $(1,35 \pm 0,07)$ ns. Wird die Energiekorrektur hinzugezogen, nimmt der TTS für die dritte und fünfte Dynode sichtlich ab und ist im Falle der dritten Dynode mit $(0,74 \pm 0,15)$ ns ungefähr bei der gleichen Streuung, wie sie für die zweite Dynode vorhanden ist. Der Anstieg im absoluten TTS kann dadurch begründet werden, dass die Trajektorien der Sekundärelektronen bis zur fünften Dynode stärker streuen. Demnach variieren die Signallaufzeiten stärker, wohingegen sie bei den der fünften nachfolgenden Dynode im gleichen Maße streuen.

¹⁶Bei einer angelegten Spannung an der Photokathode von 1000 V.

Im Vergleich zu einem bauähnlichen PMT beträgt der absolute TTS an der Anode ($1,11 \pm 0,01$) ns [23] bei Emission aus dem Photokathodenzentrum, während der TTS mit Berücksichtigung der Sekundärelektronenemission hier mit und ohne Energiekorrektur bei ($1,44 \pm 0,21$) ns liegt und dadurch $\sim 29\%$ größer ist. Bei näherer Betrachtung des relativen TTS (siehe Abb. 5.1.9d) nimmt der TTS zunächst bis zur dritten Dynode deutlich zu, wobei ab der vierten Dynode bis zur neunten Dynode ein absteigender Trend beobachtet werden kann. Für die Anode hingegen, nimmt der TTS erneut zu und beträgt dort ($0,59 \pm 0,15$) ns. Wie auch zuvor beim absoluten TTS kann eine deutliche Verringerung des TTS für die dritte und fünfte Dynode unter Berücksichtigung der Energiekorrektur registriert werden. So beträgt der relative TTS vor der Energiekorrektur für die dritte Dynode respektive fünfte Dynode ($1,04 \pm 0,26$) ns und ($0,63 \pm 0,18$) ns. Nach durchgeführter Energiekorrektur beläuft sich der TTS schließlich auf ($0,33 \pm 0,17$) ns und ($0,295 \pm 0,033$) ns. Ab der siebten Dynode kann ein relativer TTS im Mittel von ($0,425 \pm 0,022$) ns ohne Energiekorrektur und ($0,416 \pm 0,021$) ns mit Energiekorrektur festgestellt werden. An dieser Stelle sei zudem angemerkt, dass der absolute und relative TTS für die erste Dynode in beiden Fällen Null beträgt. Dies ist dadurch zu begründen, dass lediglich ein Elektron auf diese Dynode auftrifft und daher keine Streuung vorhanden ist.

An dieser Stelle lässt sich festhalten, dass durch die durchgeführte Energiekorrektur die absolute respektive relative Signallaufzeit und der TTS realistischere Werte annimmt, wobei dennoch auffällt, dass die absolute Signallaufzeit geringer ist als der erwartete Wert und der TTS hingegen höher. Da jedoch ein einzelner Datensatz keine statistisch repräsentativen Ergebnisse liefert, ist es notwendig ausreichende Statistik zu sammeln, um eine präzisere Aussage über den Einfluss der Sekundäremission zu treffen. Daher werden im nachfolgenden Abschnitt verschiedene Emissionspositionen auf der Photokathodenoberfläche betrachtet. Dabei werden ausschließlich die Ergebnisse vorgestellt, welche sich unter Anwendung der zuvor eingeführten Korrekturen ergeben.

5.2 Kumulative Auswertung verschiedener Emissionsprofile

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus den parallel durchgeführten Simulationen zwecks Statistikerhebung dargestellt. Dabei werden für die Betrachtung der Emission vom Photokathodenzentrum (im Folgenden als Zentrum abgekürzt) insgesamt 1167 Simulationen, für die Betrachtung

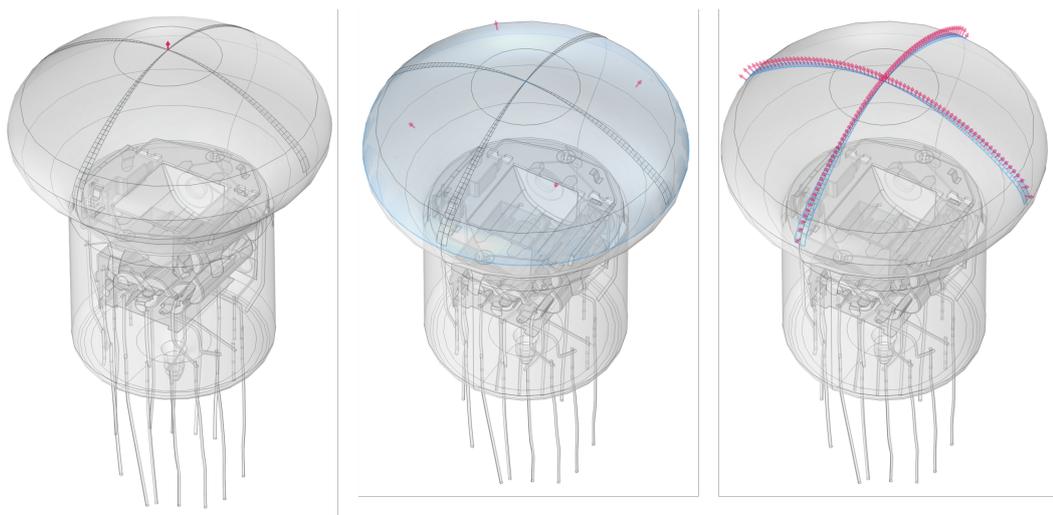


ABBILDUNG 5.2.1: Analyzierte Emissionspositionen auf der Photokathode. Links wird das Photoelektron aus dem Photokathodenzentrum emittiert, mittig aus der gesamten Photokathodenoberfläche und rechts aus der x - und y -Achse der Photokathodenoberfläche. Die blau markierten Flächen zeigen die Flächen, aus denen das Photoelektron emittiert werden kann.

der gesamten Bestrahlung der Photokathode (im Folgenden als Oberfläche abgekürzt) 1598 Simulationen und einem Oberflächenscan 754 Simulationen durchgeführt. In Abb. 5.2.1 werden die betrachteten Positionen auf der Photokathode dargestellt, aus welcher ein Photoelektron für die nachfolgenden Studien emittiert wird. An dieser Stelle sei erwähnt, dass die Oberfläche hier anhand des Oberflächenscans approximiert werden muss. Dies hat den Hintergrund, dass die Datensätze, welche aus der Oberfläche stammen, fehlerhaft und damit nicht verwendbar sind. Werden die Positionen, aus welchen ein Photoelektron aus der Photokathodenoberfläche emittiert wird, in einem 3D-Plot in Abb. 5.2.2 dargestellt, so wird deutlich, dass bei einem Großteil der durchgeführten Simulationen das Photoelektron im Inneren des PMTs emittiert wird, anstatt aus der Photokathodenoberfläche.

Dies deckt sich jedoch in keinster Weise mit den Erwartungen weswegen die folgende Annahme getroffen wird: Würden die abgetasteten Punkte des Oberflächenscans um den Mittelpunkt des PMTs um die z -Achse rotiert werden, so ist zu erwarten, dass sich die Ergebnisse bei der Betrachtung der Leistungsparameter nicht stark verändern¹⁷. Daher lässt sich die Oberfläche durch den Oberflächenscan approximieren. Wird demnach im Folgenden von der Oberfläche gesprochen, ist dies als reine Approximation durch den Oberflächenscan zu verstehen.

In den nachfolgenden Abschnitten werden die bereits im vorherigen Abschnitt untersuchten Leistungsparameter untersucht und für die Emission aus unterschiedlichen Positionen aus der Photokathode gegenübergestellt. Bei den aufgetragenen Daten handelt es sich für alle Leistungsparameter um den Mittelwert der Einzelsimulationen, wobei sich die angegebenen Unsicherheiten aus der Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung der Einzelunsicherheiten ergeben.

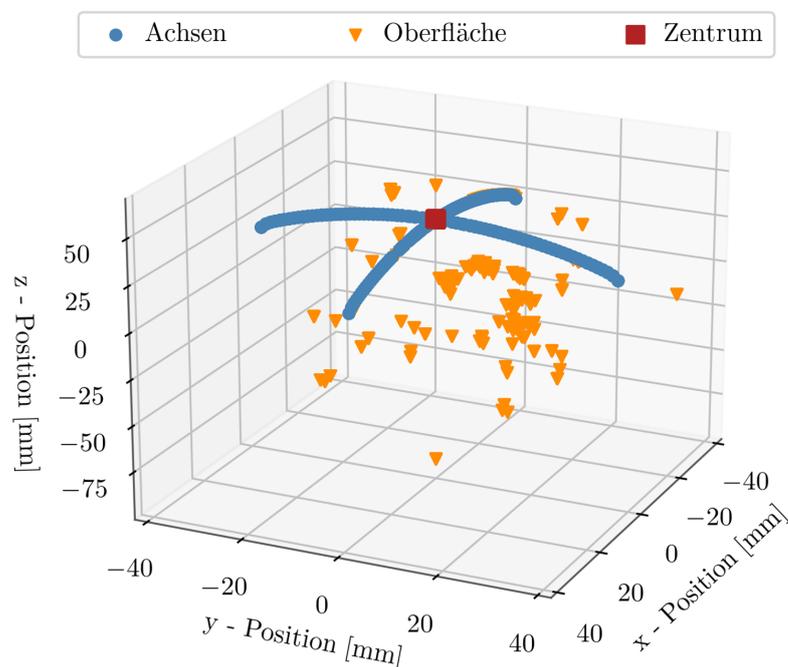


ABBILDUNG 5.2.2: Veranschaulichung der Positionen auf der Photokathode, aus denen ein Photoelektron emittiert wird.

5.2.1 Sammeleffizienz

In Abb. 5.2.3 ist die Sammeleffizienz für die Emission aus dem Zentrum und der Oberfläche dargestellt. Dabei wird direkt aus dem Produkt der einzelnen Sammeleffizienzen ersichtlich, dass das Zentrum mit $(66,81 \pm 0,07) \%$ größer ist als für die Oberfläche mit $(64,33 \pm 0,08) \%$. Weiterhin kann festgestellt werden, dass die Sammeleffizienz für die ersten vier Dynoden höher ist für die Emission aus dem Zentrum verglichen zur Oberfläche. Die größte Differenz ergibt sich hier für die Sammeleffizienz der zweiten Dynode, welche sich für das Zentrum auf $(97,31 \pm 0,10) \%$ beläuft, während sie für die Oberfläche nur $(95,51 \pm 0,12) \%$ beträgt. Ab der fünften Dynode sind die Sammeleffizienzen zwischen den beiden betrachteten Fällen annähernd gleich, mit einer Differenz im Mittel von lediglich $(0,05744 \pm 0,00032) \%$.

Des Weiteren wird deutlich, dass die Sammeleffizienzen ähnlich wie beim Einzeldatensatz ab der sechsten Dynode fortlaufend abnimmt, wobei sich die geringste Sammeleffizienz für die neunte Dynode auf $\sim 83\%$ beläuft. In beiden Fällen kann weiterhin festgestellt werden, dass es nach wie vor Sekundärelektronen mit langer Trajektorie innerhalb des PMTs gibt, welche sich negativ auf die Sammeleffizienz der siebten bis neunten Dynode auswirken und fälschlicherweise positiv auf die Anode. Für beide Emissionsvarianten liegt die Sammeleffizienz oberhalb von Eins mit $\sim 117\%$ für beide Emissionsprofile.

Im Vergleich zu der vorherigen Studie [31] fällt auf, dass sich die Sammeleffizienz insgesamt unter Berücksichtigung der Sekundärelektronenemission aus dem Zentrum für die zweite, dritte und vierte Dynode verbessert, während sie für die nachfolgenden Dynoden insgesamt schlechter wird. Während die Sammeleffizienz des gesamten PMTs in der vorherigen Studie bei $\sim 51\%$ ¹⁸ lag, liegt sie nun mit Berücksichtigung der Sekundärelektronenemissionen und der Effizienzkorrektur bei $(66,81 \pm 0,07) \%$ und hat sich damit effektiv verbessert. Wird ausschließlich das Produkt der Sammeleffizienz bis zur fünften Dynode betrachtet bis zu der die Sekundäremission definiert ist, ist eine weitere Verbesserung

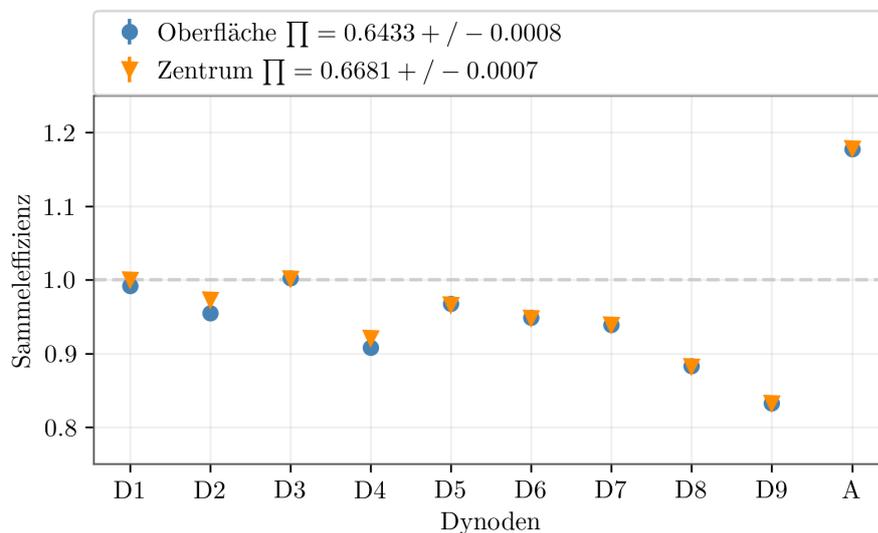


ABBILDUNG 5.2.3: Gegenüberstellung der Sammeleffizienz für die Emission aus dem Photokathodenzentrum und der approximierten Illumination der gesamten Photokathodenoberfläche. Die graue Linie markiert die ideale Sammeleffizienz von Eins.

¹⁷Veränderungen im Allgemeinen sind jedoch zu erwarten, da der Photomultiplier als Ganzes nicht rotationssymmetrisch ist.

¹⁸Hierbei trafen jedoch viele Sekundärelektronen der ersten Dynode auf der Rückseite der dritten Dynode auf, da dort keine Anfangsenergie der Sekundärelektronen definiert wurden. Zudem wird die Sammeleffizienz der dritten Dynode erhöht bzw. für die vierte Dynode durch die Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie verringert.

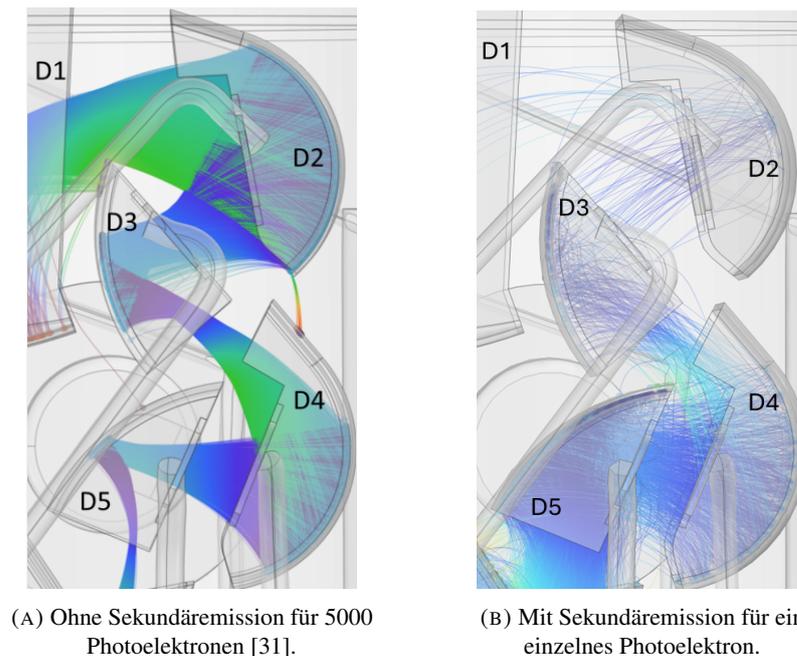


ABBILDUNG 5.2.4: Gegenüberstellung der Pfade der Sekundärelektronen mit und ohne Berücksichtigung der Sekundärelektronenemission.

zu verzeichnen mit $(86,77 \pm 0,09) \%$. Für die Oberfläche lag die Sammeleffizienz des gesamten PMTs bei der vorherigen Studie bei $\sim 44\%$, während sie hier unter Berücksichtigung der Sekundäremission bei $(64,33 \pm 0,08) \%$ respektive bis zur fünften Dynode bereits $(83,42 \pm 0,10) \%$ beträgt. Somit nähert sich der Wert des Produktes der Sammeleffizienz unter Berücksichtigung der Sekundärelektronenemission dem erwarteten Wert von 90% insbesondere für das Produkt bis zur fünften Dynode an.

Die Variationen zwischen den Sammeleffizienzen der einzelnen Dynoden ist weiterhin dadurch zu begründen, dass durch die Sekundärelektronenemission der Elektronenstrahl aufgrund der Anfangsbedingungen für die Sekundärelektronen an den Dynoden weniger stark gebündelt ist. Dies sei der Abb. 5.2.4 zu entnehmen, in welcher der Pfad der Elektronen am Beispiel der ersten fünf Dynoden aufgetragen ist. Zuletzt muss weiter berücksichtigt werden, dass dies die Ergebnisse für die Sekundäremission bis zur fünften Dynode sind. In Realität findet die Sekundäremission an allen verbauten Dynoden statt, wobei dies aufgrund der Hardware bedingten Limitationen (siehe Abs. 4.2.4) nicht vollständig umgesetzt werden kann.

Anders als bei den vorherigen Betrachtungen der Sammeleffizienz wird nun beim Oberflächenscan eine andere Darstellung gewählt. Dazu wird die Sammeleffizienz in Abhängigkeit der x - respektive y -Position aufgetragen, wie es in der nachfolgenden Abb. 5.2.5 für die ersten vier Dynoden vorgestellt wird. Dafür werden die x - und y -Positionen gebinnt, wobei sich in einem Bin für die x -Achse durchschnittlich 12 Simulationen befinden und für die y -Achse durchschnittlich acht Simulationen¹⁹. Für die erste Dynode wird deutlich, dass die Sammeleffizienz für die äußerste Position der y -Achse verhältnismäßig gering ist und nur bei $\sim 53\%$ liegt. Dies hängt damit zusammen, dass bei der äußersten Position der negativen y -Achse, was dem Rand der Photokathode entspricht, Photoelektronen emittiert werden, die die erste Dynode nicht erreichen. Bei näherer Untersuchung der verantwortlichen Datensätze kann festgestellt werden, dass die emittierten Photoelektronen die Rückseite der dritten Dynode erreichen und dadurch die Sammeleffizienz der ersten Dynode verschlechtern. Für die restlichen Positionen auf beiden Achsen liegt die Sammeleffizienz jedoch konstant bei Eins. Für die zweite Dynode kann eine größere Variation zwischen den Sammeleffizienzen verzeichnet werden, als bei der

¹⁹Die Dichteverteilung des Oberflächenscans sei Abb. A.4.1 zu entnehmen.

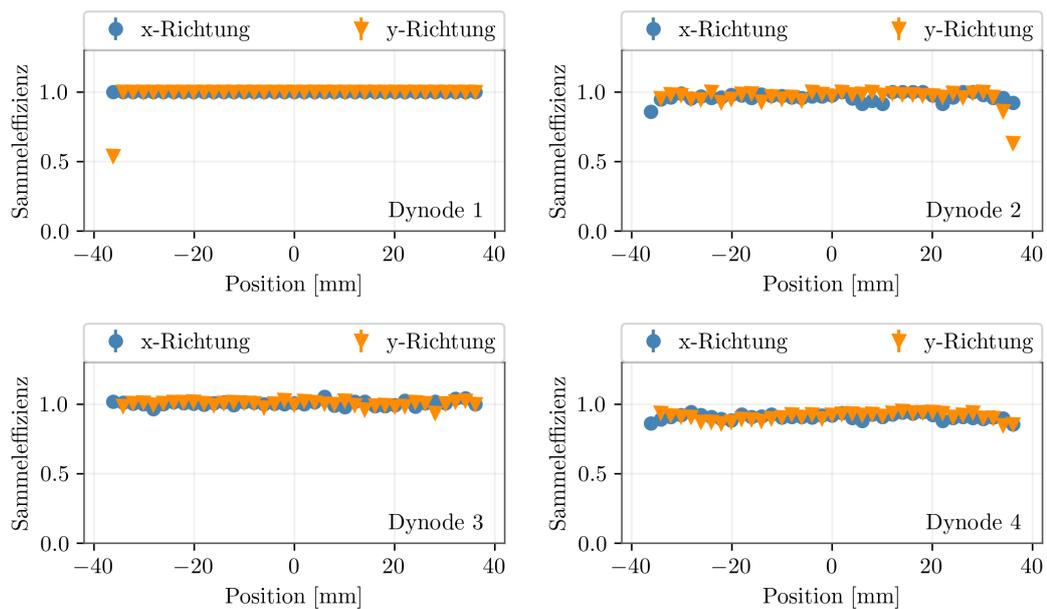


ABBILDUNG 5.2.5: Sammeleffizienz für den Oberflächenscan für die ersten vier Dynoden.

ersten Dynode, was jedoch zu erwarten ist. Dies hängt damit zusammen, dass die Sammeleffizienz der zweiten Dynode von der Anzahl der emittierten Sekundärelektronen aus der ersten Dynode abhängt. Je nach Position und Anfangsbedingungen der Sekundärelektronen besteht die realistische Möglichkeit, dass nicht alle Sekundärelektronen die zweite Dynode erreichen. Ferner kann für die zweite und alle nachfolgenden Dynoden festgestellt werden, dass die Sammeleffizienz für die x -Achse nahezu symmetrisch um den Mittelpunkt ist. Für die zweite Dynode kann ein Einbruch der Sammeleffizienz am positiven Ende der y -Achse verzeichnet werden, was darauf hinweist, dass einige Photoelektronen auf der ersten Dynode auf einer solch ungünstigen Position auftreten oder ungünstige Anfangsbedingungen erhalten, dass die emittierten Sekundärelektronen die zweite Dynode nicht erreichen können. Weiterhin hängt dies damit zusammen, dass die erste Dynode in y -Richtung gekrümmt ist. Für die nachfolgenden Dynoden ist die Sammeleffizienz für beide Richtungen überwiegend flach und um Eins zentriert, wobei für die y -Richtung deutlich wird, dass der PMT dort anders als in x -Richtung antisymmetrisch um den Mittelpunkt ist. Im Vergleich zur vorherigen Studie [31] fällt jedoch auf, dass die Antisymmetrie hier in y -Richtung schwächer ausgeprägt ist und dass in x -Richtung bei den äußeren Positionen höhere Sammeleffizienzen erzielt werden können. Insgesamt kann jedoch festgehalten werden, dass die Sammeleffizienz insbesondere für die äußeren Positionen ist im Vergleich zur vorherigen Studie unter Berücksichtigung der Sekundäremission und der durchgeführten Korrekturen, aber dennoch nicht ausschließlich bei Eins liegt, was zu erwarten ist. Für die übrigen Dynoden werden die Sammeleffizienzen für den Oberflächenscan nicht aufgetragen, da diese keine starke Abhängigkeit von der Emissionsposition auf der Photokathode aufweisen und überwiegend konstant sind.

5.2.2 Sekundäremissionsfaktor

In Abb. 5.2.6 können die durchschnittlichen Sekundäremissionsfaktoren pro Dynode betrachtet werden für die Emission aus dem Photokathodenzentrum und der Oberfläche. Die größte Differenz ergibt sich bei dem Sekundäremissionsfaktor der ersten Dynode, welcher für das Zentrum $11,901 \pm 0,015$ beträgt und im anderen Fall $12,390 \pm 0,026$. Für die übrigen Dynoden, was die zweite bis fünfte Dynode einschließt, kann den Erwartungen entsprechend festgestellt werden, dass die Sekundäremissionsfaktoren nahezu identisch sind und im Mittel für das Zentrum $5,0541 \pm 0,0012$ und für die Oberfläche $5,0455 \pm 0,0032$ betragen. Die der fünften Dynode nachfolgenden Dynoden sind, wie zuvor beschrieben, manuell auf Eins gesetzt und damit absolut identisch. Für den Oberflächenscan

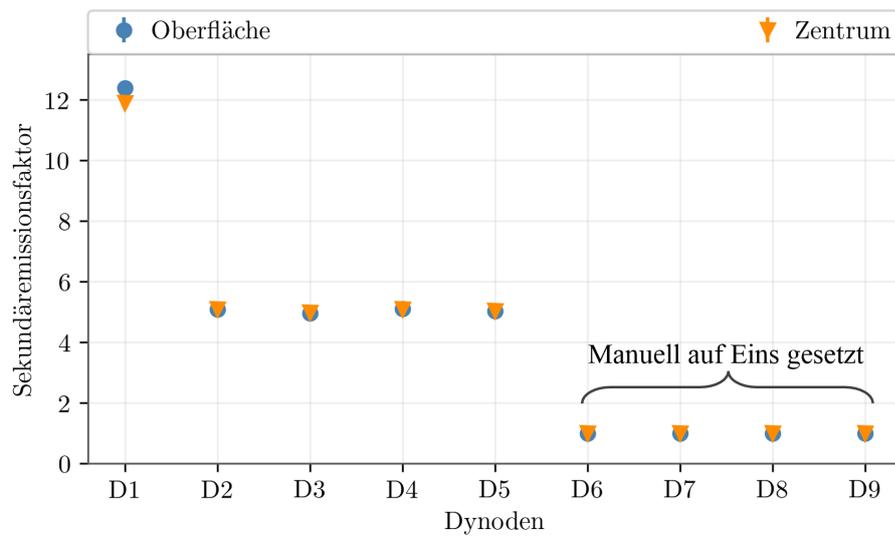


ABBILDUNG 5.2.6: Gegenüberstellung der Sekundäremissionsfaktoren pro Dynode für die Emission aus dem Photokathodenzentrum und der Oberfläche.

in Abb. 5.2.7 kann festgehalten werden, dass bis auf die erste Dynode der Sekundäremissionsfaktor für alle betrachteten Positionen auf der x - und y -Achse für jede Dynode nahezu konstant. Dies wird beispielhaft für die zweite Dynode dargestellt, bei welcher der Sekundäremissionsfaktor für die x -Richtung im Mittel $5,088 \pm 0,008$ und für die y -Position $5,086 \pm 0,005$ beträgt. Für die Dynoden drei bis fünf sind nur geringfügige Schwankungen im Mittelwert zu verzeichnen, weswegen diese nicht zusätzlich mit aufgeführt werden. Dies gilt analog für die Dynoden sechs bis neun, da dort der Sekundäremissionsfaktor aufgrund der benannten Limitationen bei Eins liegt. Bei Betrachtung der ersten Dynode wird hingegen deutlich, dass dort mehr Streuung für den Sekundäremissionsfaktor vorliegt, wobei dieser im Mittel für die x -Richtung bei $12,396 \pm 0,028$ und für die y -Position bei $12,486 \pm 0,035$ liegt. Diese Streuung ist dadurch zu erklären, dass sich die Weglänge des Photoelektrons verändert, je nachdem aus welcher Position es kommt. Durch das anliegende elektrische Feld ändert sich ebenfalls die Endenergie der Elektronen, wovon die Anzahl der Sekundärelektronen abhängt. Aufgrund der unterschiedlichen Endenergien für die Photoelektronen, ergeben sich demnach unterschiedliche Sekundäremissionsfaktoren. Insgesamt kann jedoch festgehalten werden, dass außer bei der ersten Dynode keine starke Abhängigkeit des Sekundäremissionsfaktor von den Emissionspositionen vorliegt.

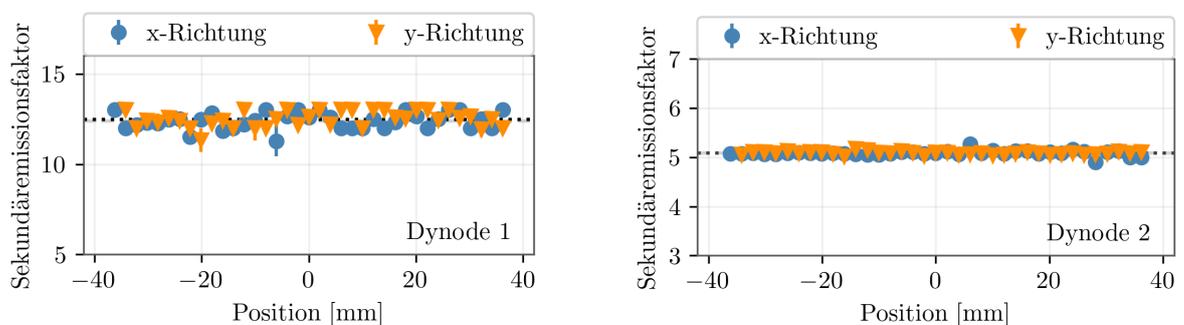


ABBILDUNG 5.2.7: Sekundäremissionsfaktor für die ersten beiden Dynoden des Oberflächenscans. Mit zwei horizontalen Linien wird der Mittelwert des Sekundäremissionsfaktors für die x -Achse (grau) und die y -Achse (schwarz) verdeutlicht.

5.2.3 Zeitabhängige Parameter

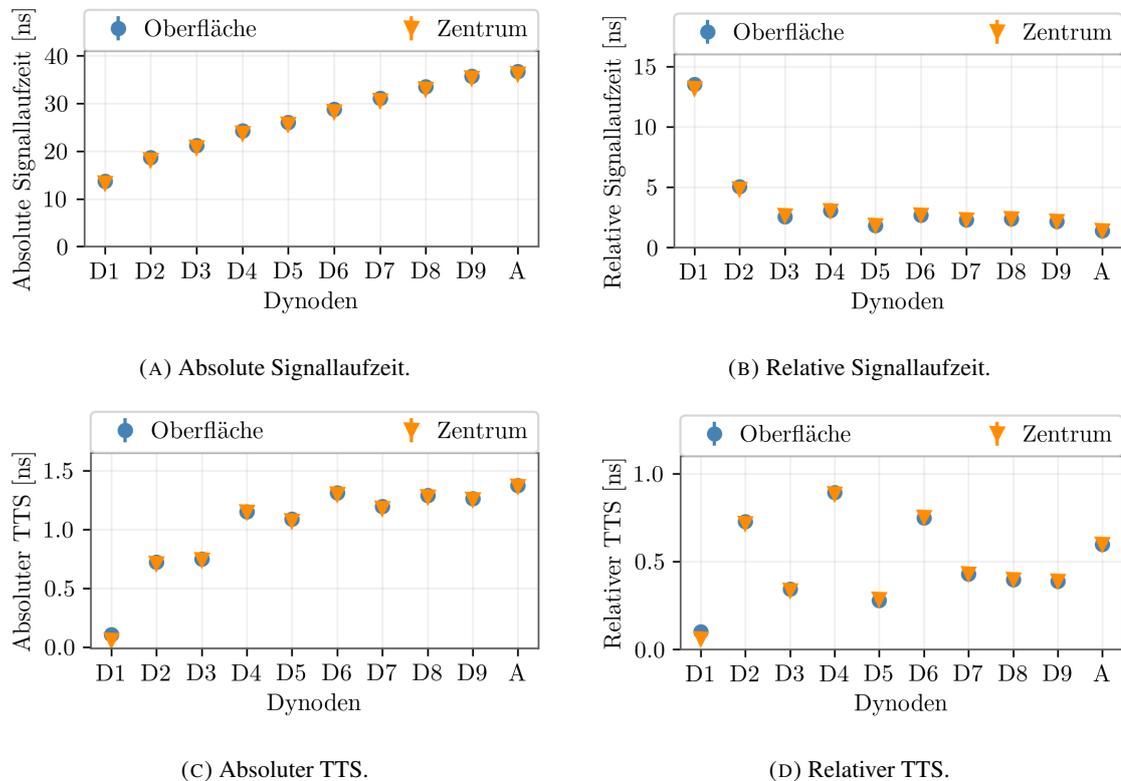


ABBILDUNG 5.2.8: Gegenüberstellung der absoluten (A) und relativen (B) Signallaufzeit für die Emission aus dem Photokathodenzentrum und den Achsen der Photokathode und des absoluten (C) und relative TTS (D).

Im Folgenden sollen die Signallaufzeit und der TTS für die unterschiedlichen Emissionspositionen vorgestellt werden. Dafür sind in Abb. 5.2.8a und Abb. 5.2.8b die absolute und relative Signallaufzeit aufgetragen. Für die absolute Signallaufzeit ist zunächst eine gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der untersuchten Emissionspositionen zu registrieren. Bei näherer Betrachtung wird jedoch deutlich, dass die absolute Signallaufzeit für alle Dynoden bei Emission aus dem Photokathodenzentrum um $(0,5085 \pm 0,0023)$ ns im Mittel geringer ist. So beträgt die absolute Signallaufzeit für das Zentrum $(36,2309 \pm 0,0007)$ ns und für die Oberfläche $(36,7378 \pm 0,0009)$ ns. Im Vergleich zu der vorherigen Studie [31], wo die absolute Signallaufzeit für das Zentrum $(38,86 \pm 0,06)$ ns beträgt, ist die hier berechnete Signallaufzeit niedriger. Ähnlich zeigt es sich für die Signallaufzeit für die Oberfläche welche ohne Sekundärelektronenemission bei $(39,48 \pm 0,04)$ ns und mit bei $(36,7378 \pm 0,0009)$ ns liegt. So kann insgesamt festgestellt werden, dass die absolute Signallaufzeit mit Berücksichtigung der Sekundärelektronenemission geringer ist als ohne, da die Sekundärelektronen durch die Anfangsenergie schneller sind. Die absolute Signallaufzeit verlängert sich zudem geringfügig, wenn die Photoelektronen aus der Oberfläche emittiert werden statt aus dem Zentrum, da ein längerer Weg zurückgelegt werden muss. Dennoch ist auch hier die Signallaufzeit geringer als beim bereits in Abs. 5.1.6 erwähnten bauähnlichem PMT mit einer Signallaufzeit von 43 ns. Da die korrekte Anodengeometrie jedoch nicht simuliert wird und die zehnte Dynode dadurch nicht in diese Auswertung einfließt ist zu erwarten, dass die Signallaufzeit hier geringer ist. Insbesondere im Vergleich zur vorherigen Studie sind die Ergebnisse wenig überraschend, da die Sekundärelektronen nun Anfangsbedingungen haben, die zuvor nicht implementiert waren und einen nicht zu vernachlässigen Einfluss haben. Bei der relativen Signallaufzeit sind hingegen geringfügige Schwankungen zu verzeichnen. So ist die relative Signallaufzeit für die erste, zweite und vierte Dynode für das Zentrum

geringer als für die Oberfläche, wobei die größte Differenz mit $(0,317 \pm 0,019)$ ns für die erste Dynode vorliegt. Für die übrigen Dynoden hingegen ist eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden betrachteten Fällen zu registrieren, mit einer maximalen Differenz von $(0,0956 \pm 0,0021)$ ns für die dritte Dynode und einer minimalen Differenz von $(0,00200 \pm 0,00089)$ ns für die siebte Dynode.

Bei der Betrachtung des absoluten und relativen TTS können ähnliche Beobachtungen gemacht werden, wie sie für die Signallaufzeiten gemacht wurden. So wird in Abb. 5.2.8c deutlich, dass auch die absolute Streuung der Signallaufzeit aus dem Photokathodenzentrum im Vergleich zu den Ergebnissen der Oberfläche geringer ist, wobei die größte Differenz bei der ersten Dynode mit $0,05$ ns vorliegt, während bei der vierten Dynode die geringste Differenz zwischen den betrachteten Fällen mit $(0,040 \pm 0,010)$ ns gegeben ist und dadurch eine gute Übereinstimmung für beide Emissionspositionen vorliegt. Insgesamt kann demnach festgehalten werden, dass der absolute TTS aus dem Zentrum um $(0,0162 \pm 0,0022)$ ns im Mittel geringer ist als für die Emission aus der gesamten Photokathode. Der absolute TTS an der Anode betrug in der vorherigen Studie [31] $(1,36 \pm 0,06)$ ns bei Emission aus dem Zentrum und $(1,64 \pm 0,04)$ ns aus der Oberfläche. Hier hingegen beträgt der absolute TTS für das Zentrum $(1,364 \pm 0,006)$ ns und ist damit nahezu identisch zu dem absolutem TTS aus der vorherigen Studie. Anders jedoch verhält es sich für die Emission aus der Oberfläche. Dort ergibt sich hier ein absoluter TTS von $(1,375 \pm 0,008)$ ns, welcher deutlich unterhalb des Wertes ohne implementierter Sekundäremission liegt. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Oberfläche hier nur approximiert wird und daher zu erwarten ist, dass der hier aufgeführte Wert nicht der tatsächliche absolute TTS ist.

Für den relativen TTS dargestellt in Abb. 5.2.8d sind wie auch zuvor bei der relativen Signallaufzeit größere Schwankungen zu erkennen, als bei dem absoluten TTS respektive der absoluten Signallaufzeit. So ist die Streuung für die ersten vier Dynoden bei Emission aus dem Photokathodenzentrum geringer im Vergleich zur Emission aus der Oberfläche. Die größte Differenz ergibt sich dabei für die erste Dynode, wo der relative TTS für das Zentrum $0,06$ ns und für die Oberfläche $0,10$ ns beträgt. Für die übrigen Dynoden hingegen ist der TTS für die Emission aus dem Zentrum im Mittel um lediglich $(0,0008 \pm 0,0017)$ ns höher als für die Emission aus der Oberfläche. Im Vergleich zur vorherigen Studie [31] fällt weiterhin auf, dass der relative TTS insbesondere ab der sechsten Dynode eine höhere Streuung aufweist, als sie ohne implementierter Sekundäremission vorhanden war. Dort betrug der relative TTS im Mittel $(0,066 \pm 0,007)$ ns und war nahezu konstant. Hier hingegen kann diese Beobachtung nicht bestätigt werden. Dies hängt damit zusammen, dass der Elektronenstrahl in der vorliegenden Arbeit durch die Anfangsbedingungen der Sekundärelektronen nicht mehr im gleichen Maße stark gebündelt ist, wie bereits festgestellt wurde.

In Abb. 5.2.9 wird die relative Signallaufzeit für die ersten vier Dynoden des Oberflächenscans dargestellt. Da die Abhängigkeit der Emissionsposition fortlaufend mit jeder weiteren Dynode abnimmt und die relative Signallaufzeit ab der fünften Dynode bereits nahezu konstant ist, werden diese hier nicht näher betrachtet. Diese geringe Abhängigkeit der Emissionspositionen ist jedoch zu erwarten. Für die erste Dynode kann die stärkste Abhängigkeit registriert werden. Dort wird deutlich, dass die Photoelektronen, die aus den Rändern des PMTs emittiert werden, eine höhere relative Signallaufzeit haben, bis sie auf der ersten Dynode auftreffen. Dies ist dabei nahezu unabhängig davon, ob die Photoelektronen nun aus der x -Achse oder y -Achse emittiert werden. Anders verhält es sich jedoch für die nachfolgenden Dynoden. So wird für die zweite Dynode und analog auch für die vierte Dynode deutlich, dass die Sekundärelektronen ebenfalls eine höhere relative Signallaufzeit haben, wenn diese aus den Rändern des PMTs emittiert werden. Für die y -Achse hingegen zeigt sich ebenfalls für die zweite und vierte Dynode, dass die relative Signallaufzeit für negative y -Positionen abnimmt, während sie für positive y -Richtungen zunimmt, was durch die gekrümmte Form der ersten Dynode zu begründen ist. Für die dritte Dynode hingegen ergibt sich der umgekehrte Fall. Wird ein Photoelektron aus den Rändern des PMTs auf der x -Achse emittiert, so erreichen die zugehörigen Sekundärelektronen aus der zweiten Dynode die dritte Dynode mit einer geringen Signallaufzeit. Für die y -Achse hingegen gilt, dass die Photoelektronen, die aus den Rändern der negativen y -Richtung stammen und

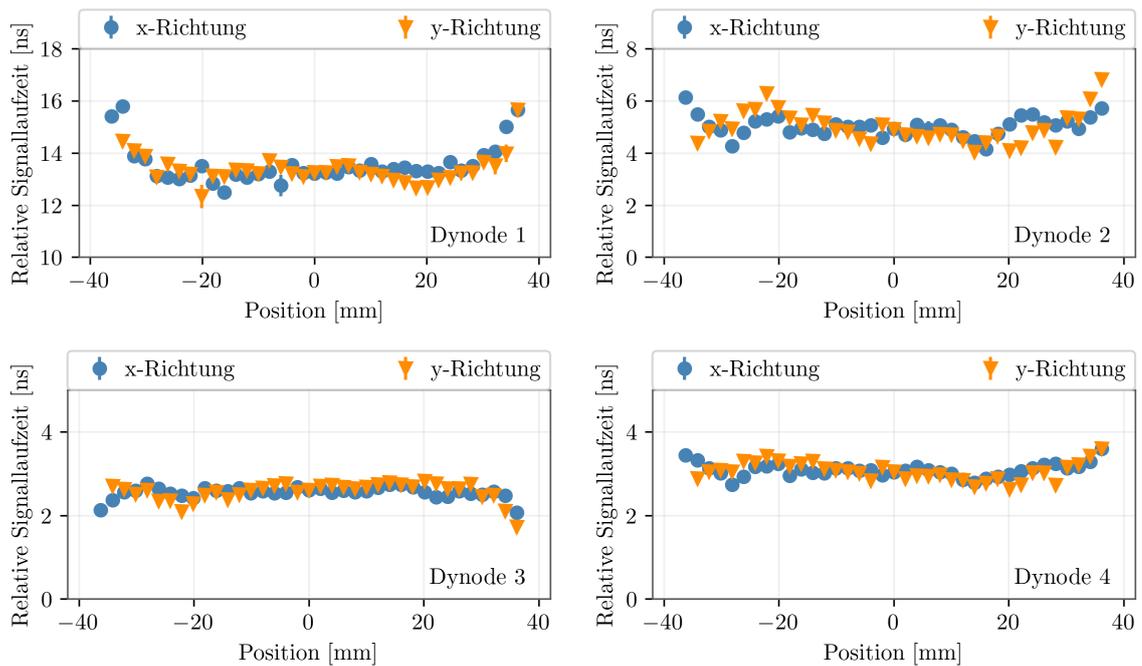


ABBILDUNG 5.2.9: Relative Signallaufzeit für den Oberflächenscan der ersten vier Dynoden.

die dazu gehörigen Sekundärelektronen aus der zweiten Dynode mit einer geringen Signallaufzeit, nun eine höhere Signallaufzeit haben im Vergleich zu den anderen Sekundärelektronen. Besonders deutlich wird dies für $y = -22$ mm. Während die zugehörigen Sekundärelektronen auf der zweiten Dynode eine relative Signallaufzeit von $(6,287 \pm 0,095)$ ns haben, erhalten sie auf der dritten Dynode schließlich eine Signallaufzeit von $(2,091 \pm 0,017)$ ns. Haben die Sekundärelektronen jedoch eine hohe relative Signallaufzeit auf der zweiten Dynode, so kommen sie auf der dritten Dynode mit einer deutlich geringeren Signallaufzeit an.

Werden nun die relativen Signallaufzeiten mit und ohne Sekundäremission [31] verglichen, so kann für die Form eine generelle Übereinstimmung festgestellt werden. Aus Gründen der Vergleichbarkeit sind die Ergebnisse des Oberflächenscans aus der vorherigen Studie mit zusätzlicher Angabe über eine Messung in Abb. 5.2.10 dargestellt. Wird die erste Dynode betrachtet, so fällt auf, dass die x - und y -Positionen der vorherigen Simulationen gut übereinstimmen, wohingegen die Messung für die y -Positionen für negative y -Richtungen zunimmt, während sie hier analog zu der vorherigen Simulation abnimmt. Die dritte Dynode liefert hier ebenfalls für die Simulation und die Messung andere Ergebnisse, wobei in der vorherigen Studie für die Simulation die Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie nicht rausgefiltert wurden. Während die vorherige Studie und Messung zeigt, dass die Signallaufzeit an den Rändern des PMTs für die x -Richtung abnimmt respektive für die y -Richtung zunimmt, nimmt hier die relative Signallaufzeit in x -Richtung zu und nimmt für die y -Richtung ab. Für positive x - und y -Richtung nimmt die Signallaufzeit zu, während sie hier abnimmt. Der Ursprung der beschriebenen Abweichungen ist nicht bekannt und bedarf tieferer Untersuchungen, um in Erfahrung zu bringen, ob es sich hierbei um einen Effekt durch die implementierte Sekundäremission handelt oder einen anderweitigen Ursprung hat. In der vorherigen Studie beläuft sich die *Peak-to-Peak* Differenz für die dritte Dynode auf $(14,05 \pm 0,06)$ ns und ist damit deutlich größer als sie hier mit $(4,424 \pm 0,031)$ ns vorliegt. Dies hat jedoch den Hintergrund, dass die Signallaufzeiten der Elektronen die auf der Rückseite der dritten Dynode ankommen, dort weiter mit berücksichtigt wurden, während sie hier durch die Rückwandfilterung nicht hinzuzählen. Weiterhin ist zu erwarten, dass eine korrekte Implementierung der Sekundäremission auf den weiteren Dynoden, die Berücksichtigung der zehnten Dynode sowie die korrekte Anodengeometrie einen starken Einfluss auf die zeitabhängigen Parameter haben wird. Insbesondere ist die korrekte Anodengeometrie von besonderer Relevanz,

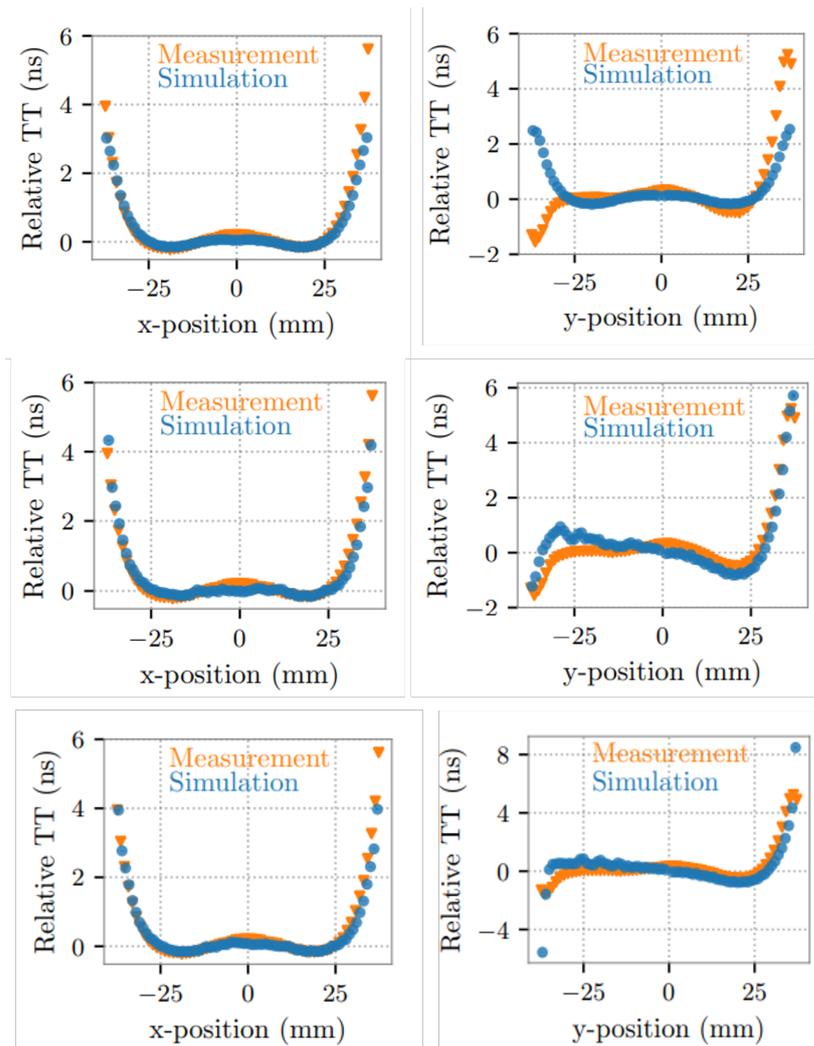


ABBILDUNG 5.2.10: Relative Signallaufzeit der vorherigen Studie [31]. In der ersten Reihe sind die x - und y -Positionen der ersten Dynode aufgetragen, in der zweiten Reihe die Ergebnisse für die zweite Dynode und zuletzt die Ergebnisse für die dritte Dynode. Für die dritte Dynode liegt die *Peak-to-Peak* Differenz bei $(14,05 \pm 0,06)$ ns. Für die Anode hingegen, beträgt die *Peak-to-Peak* Differenz für die vorherige Studie $(6,3 \pm 0,1)$ ns und für die tatsächliche Messung an der Anode $6,8$ ns [23]. Entnommen aus [31].

da die tatsächlichen Messergebnisse realer PMTs von der Anode stammen und erst mit korrekter Implementierung der PMT-Geometrie vergleichbar werden. Es ist zu erwarten, dass sich die absolute Signallaufzeit bis zur Anode verlängert, da die Elektronen die zehnte Dynode passieren müssen, um an der Anode registriert zu werden. Zudem sind die hier aufgeführten Ergebnisse für die Oberfläche eine reine Approximation.

Zusammengefasst wird deutlich, dass bereits die hier vorliegende Implementierung der Sekundärelektronenemission auf den ersten fünf Dynoden, einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf die untersuchten Leistungsparameter hat, was den Erwartungen entspricht.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit ist die Implementierung der Sekundärelektronenemission in einem Photomultiplier mit COMSOL Multiphysics® und der Untersuchung der Leistungsparameter. Aufbauend auf einer vorhergehenden Studie werden in einem 3D-Modell unterschiedliche Anfangsbedingungen für die Sekundärelektronen implementiert. Die Anzahl der Sekundärelektronen wird durch die Funktionsvorschrift einer Parabelfunktion approximiert, wobei diese von der Endenergie des Primärelektrons abhängt. Die Anfangsenergien der Sekundärelektronen werden auf Basis der Chung-Everhart Verteilung gesampled. Die Trajektorien der Sekundärelektronen folgen zuletzt dem Lambert'sche Kosinusetz. Aufgrund verschiedenster rechenaufwandbedingter Limitationen, wie dem enormen Bedarf an Arbeitsspeicher und Rechenzeit, wird die Sekundärelektronenemission ausschließlich bis zur fünften Dynode definiert.

Anhand der Auswertung eines Einzeldatensatzes werden verschiedenste Korrekturen eingeführt, mit dem Ziel die tatsächliche Simulation aus dem COMSOL Output zu rekonstruieren. Elektronen, die auf die Rückseiten der Dynoden auftreffen und dadurch die Ergebnisse verfälschen, werden mit der Rückwandfilterung aussortiert, da nur auf den gekrümmten Innenflächen Sekundäremission stattfindet. Zum anderen wird aufgrund von Sekundärelektronen mit kurzer Trajektorie eine Energiekorrektur eingeführt, die Sekundärelektronen mit einer Energie unterhalb von ~ 15 eV rausfiltert. Diese Korrektur wird insbesondere bei der Betrachtung der zeitabhängigen Leistungsparameter wie den Signallaufzeiten und deren Streuung relevant. Zur Untersuchung der Sammeleffizienz wird eine Effizienzkorrektur eingeführt, welche sich aus der Energiekorrektur und einer Korrektur der Anzahl an emittierten Sekundärelektronen zusammensetzt. Der Einfluss der Sekundärelektronen mit langer Trajektorie, die mehrere Dynoden überspringen können, wird hingegen nicht korrigiert, da nicht ausgeschlossen werden kann, dass dies ein realer Effekt ist. Der tatsächliche Einfluss auf die Sammeleffizienz, insbesondere der Anode kann aufgrund der unvollständigen Simulation der korrekten Anodengeometrie nicht exakt abgeschätzt werden. Da COMSOL nur ganzzahlige Sekundäremissionsfaktoren simuliert wird zuletzt eine Emissionskorrektur durchgeführt, die nur den ganzzahligen Anteil des Sekundäremissionsfaktors berücksichtigt. Anhand des Einzeldatensatzes kann festgehalten werden, dass die eingeführten Korrekturen realistischere Ergebnisse liefern und daher für die kumulative Auswertung verschiedener Emissionsprofile anwendbar sind.

Es werden insgesamt drei unterschiedliche Emissionsprofile untersucht. Die Oberfläche wird jedoch aufgrund fehlerhafter Datensätze aus dem Oberflächenscan angenähert. Die Sammeleffizienz des gesamten PMTs liegt entgegen der Erwartung für das Zentrum und der Oberfläche unterhalb von 90%. Dies hängt jedoch damit zusammen, dass die Sekundäremission nur bis zur fünften Dynode definiert ist und die tatsächliche Sammeleffizienz der sechsten bis neunten Dynode nicht bekannt ist und hier fortlaufend abnimmt. Wird in diesem Zuge nur das Produkt bis zur fünften Dynode betrachtet, so wird sich dem Grenzwert mit 90 % weiter angenähert. Dahingegen ist die Sammeleffizienz der Anode deutlich über 100%, wobei nicht exakt abgeschätzt werden kann, wie realistisch dieser Wert ist. Eine Sammeleffizienz von über 100 % ist unphysikalisch, wird jedoch durch die Sekundärelektronen mit langer Trajektorie erreicht. Zwar ist die zehnte Dynode im elektrischen Feld berücksichtigt, aufgrund der inkorrekten Anodengeometrie jedoch nicht für die Sekundärelektronen erreichbar und wird demnach auch hier nicht für die Sekundärelektronenemission berücksichtigt. Aus den Ergebnissen des Oberflächenscans wird weiterhin deutlich, dass die Position, aus welcher ein Photoelektron

emittiert wird, insbesondere am Rand des PMTs Einfluss auf die Sammeleffizienz hat. Für den Sekundäremissionsfaktor hingegen kann für kein Emissionsprofil eine starke Abhängigkeit festgestellt werden. Für die zeitabhängigen Parameter kann für die Emission aus dem Zentrum und der Oberfläche insgesamt eine gute Übereinstimmung gefunden werden. Für die absolute Signallaufzeit wird jedoch ein Ergebnis geliefert, welches unterhalb der Erwartung liegt, wobei der absolute TTS höher ist als erwartet. Dies hängt jedoch ebenfalls mit der unvollständigen Simulation des PMTs zusammen. Für den TTS gilt dabei, dass aufgrund der unvollständigen Simulation der Sekundäremission ab der fünften Dynode nicht die tatsächlichen Signallaufzeiten und dementsprechend auch deren Streuung bekannt sind. Für die Untersuchungen für den Oberflächenscan kann festgehalten werden, dass vorwiegend die relative Signallaufzeit eine deutliche Abhängigkeit der Emissionsposition aufweist. Anders ist dies für die absolute Signallaufzeit und dem absoluten respektive relativen TTS zu erkennen. Abgesehen von der stärkeren Streuung für die erste Dynode sind die übrigen Dynoden für die jeweiligen Leistungsparameter untereinander gleich.

Anhand der zuvor präsentierten Ergebnisse wird jedoch deutlich, dass nur wirklich repräsentative Ergebnisse bis zur fünften Dynode getroffen werden können. Um jedoch valide Vergleiche mit Messdaten durchführen zu können, müssen noch weitere Anpassungen in der Simulation getroffen werden. Dazu gehört die korrekte Implementierung der Anode, welche die Geometrie eines Lochgitters aufweist, sodass auch die zehnte Dynode erreicht werden kann. Dadurch könnte evaluiert werden, welche Zeit die Elektronen tatsächlich benötigen, um an der Anode anzukommen. Weiterhin könnte dadurch der Einfluss der Sekundärelektronen mit langer Trajektorie studiert werden. Des Weiteren ist im PMT auf der Frontplatte eine spinnennetzartige Struktur, die fokussierende Elektrode, verbaut, dessen Einfluss in weiterführenden Studien ebenfalls untersucht werden sollte [32]. Ein weiterer zentraler Aspekt ist die Implementierung der vollständigen Sekundäremission auf allen Dynoden, um allgemein einen besseren Überblick über die untersuchten Leistungsparameter zu erhalten und einen besseren Vergleich mit dem realen PMT durchzuführen. Insbesondere sind dabei die Sammeleffizienzen der letzten Dynoden interessant, und damit auch der Gain. Die Sammeleffizienzen können hier nur begrenzt als korrekt angenommen werden, da die Sekundäremission lediglich bis zur fünften Dynode aus rechenaufwandsbedingten Limitationen definiert ist. Generell ist eine vollständige Simulation der Illumination der Photokathodenoberfläche notwendig, um den tatsächlichen Einfluss auf die Leistungsparameter zu studieren, da diese in dieser Arbeit lediglich durch den Oberflächenscan approximiert werden können und daher nur eine begrenzte Aussagekraft aufweisen. Zuletzt sei angemerkt, dass die Implementierung verschiedener Pulstypen, wie das frühe Afterpulsing und die späten Pulse, ein weiterer wichtiger Aspekt sind sowie die Untersuchung des Einflusses eines magnetischen Feldes auf den PMT und die nähere Betrachtung der Sekundärelektronen mit kurzer und langer Trajektorie, sodass die beschriebenen Korrekturen nicht mehr notwendig sind.

Abschließend kann festgehalten werden, dass die Implementierung der Sekundärelektronenemissionen mit den genannten Limitationen möglich ist und sich gut mit den Erwartungen deckt. Darüber hinaus bietet sie weiteres Potential für tiefergehende Untersuchungen in der Zukunft.

A Anhang

A.1 Simulationsoutput

Hier soll ein kurzer Einblick in die Form des Simulationsoutputs gegeben werden. Dieser setzt sich aus den folgenden Bestandteilen zusammen:

- Endposition [dom]: Angabe über den Index (Domain) einer Fläche (*boundary*) an der ein Elektron gestoppt wird
- Koordinaten (x,y,z) der Emissionsposition [mm] des Photoelektron auf der Photokathode
- Koordinaten (x,y,z) der Endposition [mm] des Elektrons
- Endenergie [eV] des Elektrons
- Zeitpunkt [ns] zu dem ein Elektron gestoppt wird und ggf. ein Sekundärelektron emittiert wird
- Flugzeit [ns] des einzelnen Elektrons
- Anfangsenergie [eV] der Sekundärelektronen
- Anzahl der emittierten Sekundärelektronen

Die emittierten Sekundärelektronen sind jedoch keinem Primärelektron eindeutig zuordenbar. Weiterhin ist nur die Boundary bekannt an der das Elektron ankommt, jedoch nicht aus welcher es stammt.

A.2 Freiheitsgrade und Rechenzeit

Die Simulationen mit implementierter Sekundärelektronenemission ist sehr rechenaufwendig, weswegen in der nachfolgenden Tabelle A.2.1 ein Überblick über den benötigten Rechenaufwand gegeben werden soll:

TABELLE A.2.1: Von der Simulation zu berechnenden Freiheitsgrade und notwendige Rechenzeit für jede zusätzliche Dynode, die in der Sekundäremission berücksichtigt wird.

Dynoden	Freiheitsgrade ^a	Rechenzeit ^b
1	564	3 min 2 s
2	4.764	3 min 20 s
3	26.604	6 min 10 s
4	147.564	16 min 14 s
5	812.844	1 h 23 min 42 s
6	4.441.644	~ 6 h 33 min 54 s
7	24.037.164	~ 1 d 6 h 57 min 36 s
8	128.546.604	~ 6 d 20 h 24 min 0 s
9	~ 688.037.290	~ 28 d 16 h 48 min 0 s

^aDer Wert für die neunte Dynode wird anhand einer Exponentialfunktion approximiert, da die Berechnung der Freiheitsgrade zu rechenaufwendig ist.

^bDie Werte ab der sechsten Dynode werden ebenfalls anhand einer Exponentialfunktion approximiert, da die Hardware dort bereits ausgelastet ist und die Simulation nicht beendet wird.

A.3 Überprüfung eines Einzeldatensatzes

Im nachfolgenden werden die berechneten Ergebnisse einiger Leistungsparameter mit und ohne Korrektur vorgestellt.

A.3.1 Spannungsverteilung

In der nachfolgenden Tabelle A.3.1 wird ein Überblick über die Spannungen gegeben, die an jeder Komponente des simulierten Photomultipliers angelegt ist.

TABELLE A.3.1: An den einzelnen relevanten Bauteilen angelegte Spannung. Das Spannungsverhältnis wird nach Herstellerempfehlungen [39] auf 3:1:1:...:1 gesetzt, sodass an der Photokathode 3/13 und an den übrigen Dynoden 1/13 der Versorgungsspannung anliegen.

Komponenten	Angelegte Spannung [V]
Kathode	- 1200
Dynode 1	- 923,08
Dynode 2	- 830,77
Dynode 3	- 738,46
Dynode 4	- 646,15
Dynode 5	- 553,85
Dynode 6	- 461,54
Dynode 7	- 369,23
Dynode 8	- 276,92
Dynode 9	- 184,62
Dynode 10	- 92,30
Anode	0

A.3.2 Sammeleffizienz

Zur Veranschaulichung des Einflusses der Effizienzkorrektur ist in der nachfolgenden Tabelle A.3.2 die berechneten Sammeleffizienzen mit und ohne Effizienzkorrektur für die einzelnen Dynoden aufgetragen.

TABELLE A.3.2: Sammeleffizienzen der einzelnen Dynoden mit und ohne Korrektur des untersuchten Einzeldatensatzes.

Dynode	Ohne Effizienzkorrektur	Mit Effizienzkorrektur
1	$1,0 \pm 0$	$1,0 \pm 0$
2	$0,924 \pm 0,030$	$1,000 \pm 0,034$
3	$2,347 \pm 0,004$	$0,9836 \pm 0,0030$
4	$0,50248 \pm 0,00022$	$0,92347 \pm 0,00028$
5	$1,28201 \pm 0,00005$	$0,973060 \pm 0,000050$
6	$0,747030 \pm 0,000004$	$0,946764 \pm 0,000005$
7	$0,945591 \pm 0,000006$	$0,942481 \pm 0,000006$
8	$0,886556 \pm 0,000006$	$0,888342 \pm 0,000006$
9	$0,833282 \pm 0,000007$	$0,834566 \pm 0,000007$
A	$1,170173 \pm 0,000011$	$1,170173 \pm 0,000011$

A.3.3 Sekundäremissionsfaktor

Der Einfluss der Emissionskorrektur auf die Sekundäremissionsfaktoren sind in der folgenden Tabelle A.3.3 dargestellt.

TABELLE A.3.3: Durchschnittlicher Sekundärelektronenemissionsfaktor für die einzelnen Dynoden mit und ohne Korrektur des untersuchten Einzeldatensatzes.

Dynode	Ohne Emissionskorrektur	Mit Emissionskorrektur
1	$12,99 \pm 0$	12 ± 0
2	$5,75 \pm 0,06$	$5,08 \pm 0,08$
3	$2,22 \pm 0,21$	$4,97 \pm 0,07$
4	$5,77 \pm 0,02$	$5,127 \pm 0,026$
5	$3,88 \pm 0,07$	$5,018 \pm 0,018$
6	1 ± 0	1 ± 0
7	1 ± 0	1 ± 0
8	1 ± 0	1 ± 0
9	1 ± 0	1 ± 0

A.4 Dichteverteilung der Emissionspositionen für den Oberflächenscan

Anhand der Dichteverteilung in Abb. A.4.1 soll die Verteilung der erhaltenen Datensätze des Oberflächenscans für jede Raumrichtung dargestellt werden. Dabei wird deutlich, dass die höchste Datendichte auf der x -Achse der Photokathode liegt, für negative x -Positionen. Für positive x -Werte hingegen, ist die geringste Datendichte zu verzeichnen. Diese ungleichmäßige Verteilung der Datensätze ist dabei auf die parallele Durchführung der Simulationen zurückzuführen. Aufgrund der Limitationen durch die verwendete Lizenz und den begrenzten Ressourcen auf dem Cluster, werden nicht alle Positionen gleich oft simuliert.

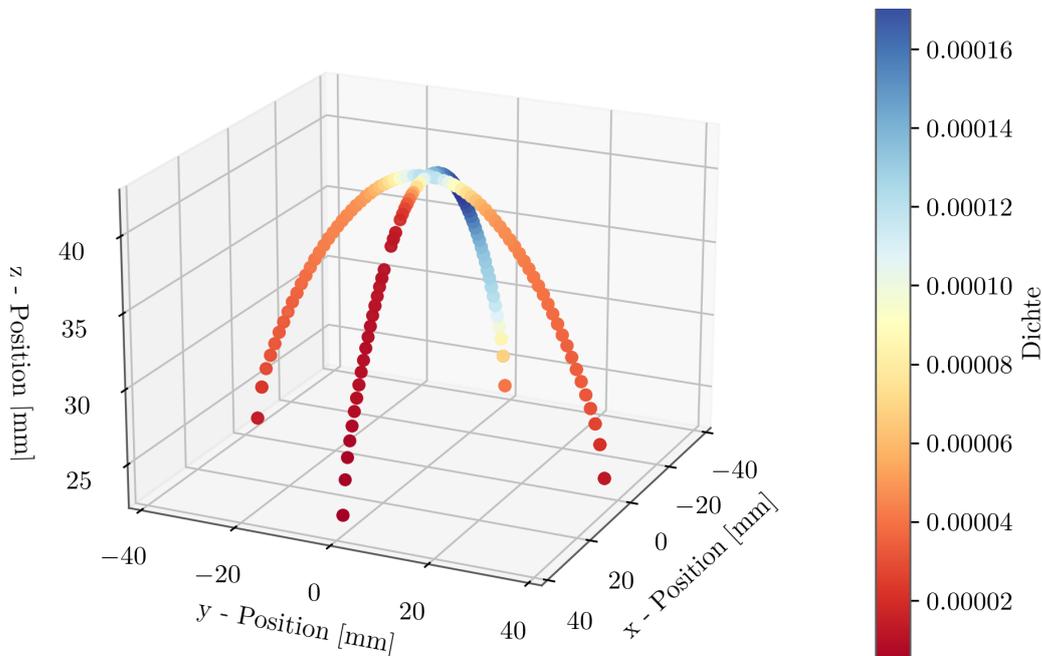


ABBILDUNG A.4.1: Die Dichteverteilung in alle drei Raumrichtungen veranschaulicht die räumliche Herkunft der Datensätze für die Emission aus der x - und y -Achse und hebt Bereiche mit der höchsten Datendichte farblich hervor.

Literatur

- [1] H. Kolanoski. *Einführung in die Astroteilchenphysik*. Vorlesungsskript. 2009/10. URL: <https://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/astro0910/skripte/astro.pdf>.
- [2] Lew Classen u. a. „A multi-PMT Optical Module for the IceCube Upgrade“. In: *PoS ICRC2019* (2019), S. 855. DOI: 10.22323/1.358.0855. URL: <https://pos.sissa.it/358/855/pdf>.
- [3] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4. Kern,-Teilchen-und Astrophysik*. Fifth Revised Edition. Springer-Verlag GmbH Berlin Heidelberg, 2017, S. 45,98. ISBN: 978-3-662-52884-6.
- [4] MissMJ und Cush. *Standardmodell der Elementarteilchen*. 2010. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particle_s-de.svg. (Zuletzt aufgerufen am 20.08.2024).
- [5] KATRIN collaboration. „The design, construction, and commissioning of the KATRIN experiment“. In: *Journal of Instruments* 16.T08015 (Aug. 2021). DOI: 10.1088/1748-0221/16/08/T08015. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/16/08/T08015>.
- [6] M. Aker u. a. *Direct neutrino-mass measurement based on 259 days of KATRIN data*. 2024. eprint: arXiv:2406.13516.
- [7] J. A. Formaggio und G. P. Zeller. „From eV to EeV: Neutrino Cross Sections Across Energy Scales“. In: (2013). DOI: 10.1103/RevModPhys.84.1307. arXiv: 1305.7513.
- [8] J. Oberauer und L. Oberauer. *Neutrino-physik. Grundlagen, Experimente und aktuelle Forschung*. Springer-Verlag GmbH, 2019, S. 2–10. ISBN: 978-3-662-59334-9.
- [9] C. Grupen. *Einstieg in die Astroteilchenphysik. Grundlagen, Messungen und Ergebnisse aktueller Forschung*. Springer-Verlag GmbH, 2018, S. 34–38. ISBN: 978-3-662-55270-4.
- [10] M. Schupp. „Inbetriebnahme des Monitorspektrometers und erste Messungen“. Diplomarbeit. 2011. URL: <https://www.katrin.kit.edu/downloads/dth-schupp.pdf>.
- [11] C. Spiering. *Neutrinoastronomie. Blick in verborgene Welten*. Springer-Verlag GmbH, 2021, S. 31–36. ISBN: 978-3-662-63294-9.
- [12] H. Kolanoski und N. Wermes. *Teilchendetektoren. Grundlagen und Anwendungen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2016, S. 439. ISBN: 978-3-662-45350-6.
- [13] Y. Suzuki. „The Super-Kamiokande experiment“. In: *The European Physical Journal C* 79 (Apr. 2019). DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-6796-2.
- [14] K. Eberhardt und A. Kronenberg. „Research reactor TRIGA Mainz - a neutron source for versatile applications in research and education“. In: *Kern-technik* 65 (Nov. 2000), S. 269–274. DOI: <https://doi.org/10.1515/kern-2000-655-621>.
- [15] F. Halzen und S. R. Klein. „Invited Review Article: IceCube: An instrument for neutrino astronomy“. In: *Review of Scientific Instruments* 81.8 (Aug. 2010), S. 081101. DOI: 10.1063/1.3480478.

- [16] The KM3NeT Collaboration: P. Bagley et al. *KM3NeT: Conceptual Design Report for a Deep-Sea Research Infrastructure Incorporating a Very Large Volume Neutrino Telescope in the Mediterranean Sea*. 2008. URL: <https://www.km3net.org/wp-content/uploads/2015/07/CDR-KM3NeT.pdf>.
- [17] E. Andres et al. „The AMANDA neutrino telescope: principle of operation and first results“. In: *Astroparticle Physics* 13.1 (2000), S. 1–20. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0927-6505\(99\)00092-4](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(99)00092-4). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650599000924>.
- [18] IceCube Collaboration. *IceCube Detector*. URL: <https://icecube.wisc.edu/science/icecube/>. (Zuletzt aufgerufen am 20.08.2024).
- [19] IceCube Collaboration. *Detector*. URL: <https://icecube.wisc.edu/gallery/detector/#modulagallery-7032-9784>. (Zuletzt aufgerufen am 20.08.2024).
- [20] Aya Ishihara. *The IceCube Upgrade – Design and Science Goals*. 2019. arXiv: 1908.09441 [astro-ph.HE].
- [21] IceCube Collaboration. *NSF mid-scale award sets off the first extension of IceCube*. URL: <https://icecube.wisc.edu/news/press-releases/2019/07/nsf-mid-scale-award-sets-off-first-extension-of-icecube/>. (Zuletzt aufgerufen am 20.08.2024).
- [22] The IceCube-Gen2 Collaboration u. a. *IceCube-Gen2: The Window to the Extreme Universe*. *J.Phys.G* 48 (2021) 6, 060501. 2020. DOI: 10.1088/1361-6471/abbd48. eprint: arXiv:2008.04323.
- [23] Martin Antonio Unland Elorrieta. „Development, simulation, and characterisation of a novel multi-PMT optical module for IceCube Upgrade with emphasis on detailed understanding of photomultiplier performance parameters“. Doktorarbeit. Universität Münster, 2023. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/doktorarbeiten/phd_thesis_unland.pdf.
- [24] Y. Makino. „D-Egg: A next-generation optical module for IceCube“. In: *EPJ Web of Conferences* 207.06005 (2019). DOI: 10.1051/epjconf/201920706005. URL: https://www.epj-conferences.org/articles/epjconf/pdf/2019/12/epjconf_vlvnt2018_06005.pdf.
- [25] S-O.Flyckt und C.Marmonier. *Photomultiplier Tubes: Principles & Applications*. 2002, A1–33–A1–36, 2–4–2–6, 2–11, 4–14. URL: https://medphysics-irk.ru/teaching/shendrik/materials/shendrik/%20photodetectors/literature/Flyckt_Marmonier.pdf.
- [26] F. Bloch. „Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie“. In: *Annalen der Physik* 408.3 (1933), S. 285–320. DOI: <https://doi.org/10.1002/andp.19334080303>. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.19334080303>.
- [27] H. Bethe. „Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie“. In: *Annalen der Physik* 397.3 (1930), S. 325–400. DOI: <https://doi.org/10.1002/andp.19303970303>. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.19303970303>.
- [28] A.G.Wright. *The Photomultiplier Handbook*. Oxford University Press, 2017, S. 210–214, 79–81. DOI: 10.1093/oso/9780199565092.001.0001. URL: <https://academic.oup.com/book/27426>.

- [29] M. Dittmer. „Characterisation of scintillation light induced by radioactive excitation in the mDOM glass pressure vessel“. Masterarbeit. Universität Münster, 2020. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/masterarbeiten/dittmer.pdf.
- [30] COMSOL Multiphysics. *The Finite Element Method (FEM)*. 2017. URL: <https://www.comsol.de/multiphysics/finite-element-method?parent=physics-pdes-numerical-042-62>. (Zuletzt aufgerufen am 20.08.2024).
- [31] W. Achtermann. „Replication of a photomultiplier in COMSOL Multiphysics® to study PMT performance parameters for the mDOM in IceCube“. Masterarbeit. Universität Münster, 2023. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/masterarbeiten/masterarbeit_willem_achtermann.pdf.
- [32] J. Averbeck. „Nachbau eines Photomultipliers in COMSOL Multiphysics® und Untersuchung der Elektronentrajektorien zwischen Photokathode und erster Dynode“. Bachelorarbeit. Universität Münster, 2022. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/bachelorarbeiten/bachelor_janis.pdf.
- [33] COMSOL Multiphysics. *COMSOL Documentation*. 2023. URL: <https://doc.comsol.com/6.2/docserver/#!/com.comsol.help.comsol/helpdesk/helpdesk.html>. (Zuletzt aufgerufen am 20.08.2024).
- [34] J. Beavers et al. „Modeling electron transport and multiplication in photomultiplier tubes using COMSOL Multiphysics®“. In: *Journal of Instrumentation* 17.P12015 (Dez. 2022). DOI: 10.1088/1748-0221/17/12/P12015. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/17/12/P12015/meta>.
- [35] COMSOL Multiphysics. *Interpolation*. URL: https://doc.comsol.com/5.5/doc/com.comsol.help.comsol/comsol_ref_definitions.12.050.html. (Zuletzt aufgerufen am 21.08.2024).
- [36] COMSOL Multiphysics. *How to Estimate the Number of Degrees of Freedom in a Model*. URL: <https://www.comsol.com/support/learning-center/article/How-to-Estimate-the-Number-of-Degrees-of-Freedom-in-a-Model-51451>. (Zuletzt aufgerufen am 21.08.2024).
- [37] COMSOL Multiphysics. *Running COMSOL® in Parallel on Clusters*. URL: <https://www.comsol.de/support/knowledgebase/1001>. (Zuletzt aufgerufen am 12.09.2024).
- [38] M. Dittmer. Private Kommunikation.
- [39] Hamamatsu Photonics K.K. *Photomultiplier Tube R12199*. 2015. URL: https://hamamatsu-su/files/uploads/pdf/1_%D1%84%D1%8D%D1%83_%D0%B8_%D0%BC%D0%BE%D0%B4%D1%83%D0%BB%D0%B8/%D1%81%D0%BF%D0%B5%D0%BA%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BC%D0%B5%D1%82%D1%80%D0%B8%D1%87%D0%B5%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B5_%D1%84%D1%8D%D1%83/%D1%81%D0%BF%D0%B5%D1%86%D1%84%D0%BE%D1%80%D0%BC%D0%B0/r12199_tpmh1356e.pdf.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über „Modellierung und Untersuchung der Sekundärelektronenemission in einem Photomultiplier mit COMSOL Multiphysics®“ selbstständig von mir und ohne fremde Hilfe 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. Mir ist bekannt, dass es sich bei einem Plagiat um eine Täuschung handelt, die gemäß der Prüfungsordnung sanktioniert werden kann.

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.

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit oder Teile daraus nicht anderweitig als Prüfungsarbeit eingereicht habe.

(Datum, Unterschrift)