WESTFÄLISCHE WILHELMS-UNIVERSITÄT MÜNSTER

BACHELORARBEIT

Nachbau eines Photomultipliers in COMSOL Multiphysics® und Untersuchung der Elektronentrajektorien zwischen Photokathode und erster Dynode

Autor:
Janis AVERBECK

Gutachter:
Prof. Dr. Alexander KAPPES
Prof. Dr. CHRISTIAN WEINHEIMER

Wissenschaftliche Arbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science

in der

AG Kappes
Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik

16. August 2022

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Neutrinos **2**
2.1 Cherenkov Strahlung 2
2.2 Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie 3

3 IceCube Neutrino Observatorium **5**
3.1 Digitale optische Module 5
3.2 Zukünftige Erweiterungen des IceCube Detektors 7

4 Photomultiplier **8**
4.1 Eigenschaften der Photokathode 9
4.2 Eigenschaften des Multipliersystems 10
4.3 Pulsarten 12

5 Einführung COMSOLMultiphysics® **14**
5.1 Photomultiplier in COMSOL Multiphysics® 16
5.1.1 Aufbau des Photomultipliers 16
5.1.2 Physik des Photomultipliers 17
5.1.3 Ausgabeparameter 20

6 Simulationsergebnisse **23**
6.1 Einfluss der Photomultiplier Komponenten 23
6.1.1 Teilchenverlauf 24
6.1.2 Sammeleffizienz 24
6.1.3 Transit Time Verteilung und Streuung 27
6.1.4 Elektronenenergie an der ersten Dynode 28
6.1.5 Trajektorienlänge 30
6.1.6 Alternative Berechnung der Standardabweichung 31
6.1.7 Fazit 34
6.2 Einfluss der Startposition der Elektronen 35
6.3 Einfluss der Wellenlänge 39

7 Zusammenfassung und Ausblick **43**

Literatur **45**

Plagiatserklärung **47**

1 Einleitung

Für 26 Jahre war das Neutrino nur ein theoretisches Konstrukt, das im Jahr 1930 von Wolfgang Pauli postuliert wurde, um die Drehimpulsbilanz des β-Zerfalls zu erklären. Lange Zeit war ein experimenteller Nachweis dieses "Geisterteilchens"nicht möglich, da es weder stark- noch elektromagnetisch wechselwirkt und nur eine verschwindend geringe Masse besitzt, sodass zur Detektion auf die kurzreichweitige schwache Wechselwirkung zurückgegriffen werden muss. Erst im Jahr 1956 gelang der experimentelle Nachweis im Poltergeistexperiment, das von Cowan und Reines durchgeführt wurde [1].
Obwohl der geringe Wirkungsquerschnitt der Neutrinos die Detektion dieser Teilchen erschwert, kann diese Eigenschaft auch positiv genutzt werden. Denn dadurch werden die Neutrinos kaum von ihrer Flugbahn abgelenkt und selbst Objekte wie Sterne, kosmische Nebel oder elektromagnetische Felder können von einem Großteil der Neutrinos ungehindert passiert werden. Somit kann durch die Detektion von Neutrinos auch auf die Position weit entfernter Neutrinoquellen geschlossen werden, während dies mit herkömmlichen Teleskopen nicht möglich ist, da beispielsweise elektromagnetische Strahlung leichter abgelenkt wird und somit ungenaue Messergebnisse liefert [2].
Aufgrund der geringen Wechselwirkung der Neutrinos wird zur Detektion ein großes und dichtes Medium benötigt, da hierdurch der Wirkungsquerschnitt erhöht wird. Ähnlich wie bei dem Poltergeistexperiment werden die Neutrinos dabei nicht direkt gemessen, sondern indirekt über die Detektion von Cherenkov Strahlung, die von den Sekundärteilchen der Neutrinowechselwirkung ausgesandt wird. Zu den größten Neutrinosdetektoren zählt das IceCube Observatorium am Südpol, welches Cherenkov Strahlung mit DOM's (Digital Optical Module) detektieren kann, die an langen Trossen in das arktische Eis hinabgelassen werden. Herzstück eines DOM's ist ein Photomultiplier, dessen Photokathode bei dem Auftreffen von Photonen durch den photoelektrischen Effekt Elektronen aussendet. Diese werden anschließend in einem Dynodensystem vervielfältigt und können dadurch als elektrischer Strom oder elektrische Spannung gemessen werden.

Durch die vorliegende Bachelorarbeit sollen die Trajektorien der Elektronen innerhalb des Photomultipliers der DOM's besser verstanden werden. Hierzu wird ein Photomultiplier in dem Simulationsprogramm COMSOL Multiphysics® nachgebildet und die Trajektorien der Elektronen werden simuliert. Allerdings wird nicht das gesamte Dynodensystem betrachtet, sondern nur die erste Dynode. Grundlage dieser Arbeit ist die Bachelorarbeit von Fynn Peters [3], in welcher eine Wellenlängenabhängigkeit des Transit Times Spreads gemessen wird. Diese Wellenlängenabhängigkeit soll ebenfalls in der Simulation des Photomultipliers betrachtet werden.

2 Neutrinos

Im Standardmodell der Teilchenphysik gehören die Neutrinos zur Klasse der Leptonen. Dabei existieren insgesamt drei Neutrinoarten: das Elektron-Neutrino ν_e, das Myon-Neutrino ν_μ und das Tau-Neutrino ν_τ, wobei zu jedem dieser drei Teilchenarten ein entsprechendes Antiteilchen existiert. Im Englischen wird die Unterscheidung der Neutrinos mit dem Begriff Flavour beschrieben [4, S. 3].
Neutrinos sind elektrisch nicht geladen und besitzen nur eine sehr geringe Masse. Zusätzlich wirkt die starke Wechselwirkung nicht zwischen Neutrinos, da diese Kraft nur zwischen Quarks auftritt und die Vereinigung mehrerer Quarks zu einem Hadron beschreibt. Somit kann ein Neutrino nur schwach oder gravitativ wechselwirken. Die gravitative Wechselwirkung ist allerdings vernachlässigbar, da das Neutrino nur eine kleine Masse mit einem oberen Limit von $m_\nu < 0{,}8\,\text{eV}$ besitzt [5].
Zunächst konnte das Neutrino nur theoretisch im Rahmen des β^- Zerfalls postuliert werden, welcher mit der Gleichung

$$\beta^- \text{ Zerfall} : n \rightarrow p + e^- + \overline{\nu_e}$$

beschrieben werden kann. Denn anders als bei einem α Zerfall kann bei einem β^- Zerfall ein kontinuierliches Energiespektrum gemessen werden. Unter Beachtung der Energieerhaltung ist ein solches Spektrum allerdings nicht mit einem Zweikörperzerfall erklärbar. Außerdem ist die Drehimpulserhaltung verletzt, da Proton und Neutron jeweils einen halbzahligen Kernspin besitzen und der Spin des Elektrons mit $\frac{1}{2}$ ebenfalls halbzahlig ist. Somit wurde 1930 von Pauli das Neutrino mit einem Spin von $\frac{1}{2}$ postuliert, um den β^- Zerfall zu erklären. Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts des Neutrinos, wurde dieses Teilchen allerdings erst 1956 im Rahmen des Poltergeistexperiments experimentell nachgewiesen. Außerdem kann durch große Detektoren, wie dem Super-Kamiokande-Detektor in Japan gezeigt werden, dass Neutrinos neben der schwachen Wechselwirkung auch gravitativ wechselwirken und diese Teilchen somit eine Masse besitzen müssen. [1, S. 37].

Da Neutrinos nur gravitativ- und schwach wechselwirken, ist ihr Wirkungsquerschnitt mit anderen Teilchen sehr gering. Dies ist besonders für die Astrophysik von Vorteil. Denn Neutrinos durchdringen einen Großteil der interstellaren Medien, ohne abgelenkt oder abgebremst zu werden. Durch die Messung der Neutrinos kann somit die jeweilige Neutrinoquelle untersucht werden. Die meisten auf der Erde eintreffenden Neutrinos haben ihren Ursprung in der Sonne. Aber auch Kraftwerke oder kosmische Strahlung sind mögliche Neutrinoquellen [2].

2.1 Cherenkov Strahlung

Falls ein geladene Teilchen eine Geschwindigkeit v_g besitzt, die größer als die Lichtgeschwindigkeit des durchquerten dielektrischen Mediums c_M ist, dann tritt Cherenkov Strahlung auf. Die Lichtgeschwindigkeit des Mediums wird dabei berechnet durch:

$$c_M = \frac{c_0}{n}.$$

Hierbei ist n der Brechungsindex des durchquerten dielektrischen Mediums und c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.
Bei der Bewegung des geladenen Teilchens durch das dielektrische Medium werden die Teilchen der durchquerten Materie polarisiert und die Moleküle erfahren eine Anregung. Nach der Anregung fallen die Moleküle nach einer gewissen Zeit in den energetisch günstigeren Grundzustand und emittieren dabei Photonen. Gilt nun $v_g < c_M$, dann kommt es zu destruktiver Interferenz zwischen den emittierten Photonen und aus einer makroskopischen Betrachtungsweise resultiert keine Lichtsignatur. Bei $v_g > c_M$ liegt konstruktive Interferenz vor und die Photonen können als Cherenkov Strahlung beobachtet werden.

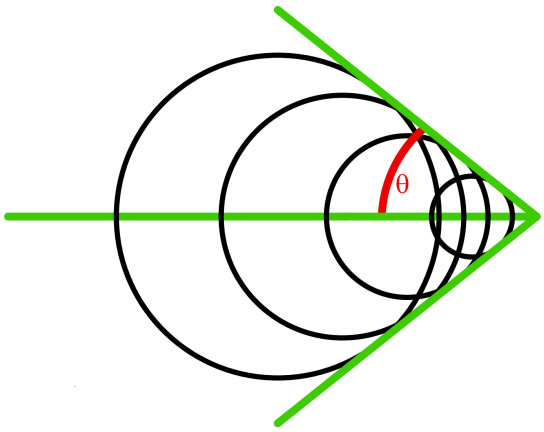


ABBILDUNG 2.1.1: Bewegt sich ein Teilchen schneller als die Lichtgeschwindigkeit des Mediums, entsteht ein Machscher Kegel, der einen Winkel von θ besitzt. Inspiration: [6, S. 439]

In der Abbildung 2.1.1 ist der Machsche Kegel dargestellt, der bei $v_g > c_M$ entsteht. Charakteristisch für den Machschen Kegel ist der Cherenkov Winkel θ, der auch in Abb. 2.1.1 erkennbar ist und für den gilt [4, S. 23]:

$$\cos\theta = \frac{c_0}{n \cdot v_g}$$

Somit ist der Winkel des Machschen Kegels lediglich abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens und dem Brechungsindex der umgebenden Materie [6].

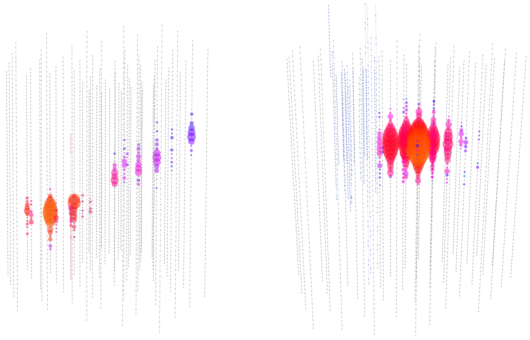
2.2 Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie

Da die schwache Wechselwirkung der Neutrinos nur eine Reichweite von $0{,}1\,\mathrm{fm}$ bis $0{,}01\,\mathrm{fm}$ besitzt, können diese Teilchen nicht direkt gemessen werden, sondern müssen indirekt durch den Nachweis von Sekundärteilchen bestimmt werden, die nach der Wechselwirkung von Neutrinos mit der umgebenden Materie auftreten [7] . Detektoren, wie der Super-Kamiokande Detektor oder das IceCube Neutrino Observatorium sind auf die Detektion von hochenergetischen Neutrinos ν_l mit $l = \{e,\mu,\tau\}$ spezialisiert, welche durch die tiefinelastische Streuung mit Nukleonen N wechselwirken. Abhängig vom vorliegenden Austauschteilchen wird unterschieden zwischen dem geladenen Strom mit den Austauschteilchen $W^{\pm}$ und dem neutralen Strom mit den Austauschteilchen Z^0:

$$\text{Geladener Strom}: N + \nu_l \xrightarrow{W^{\pm}} X + l \tag{2.2.1}$$

$$\text{Neutraler Strom}: N + \nu_l \xrightarrow{Z^0} X + \nu_l \tag{2.2.2}$$

Während bei dem geladenen Strom ein hadronischer Rest X und das zu dem Neutrino gehörige geladene Lepton l entstehen, bleibt das Neutrino bei dem neutralen Strom bestehen und verliert einen Teil seiner Energie an den hadronischen Rest.
Die entstehenden geladenen Leptonen und die geladenen Teilchen des hadronischen Rests besitzen nach der Wechselwirkung eine hohe kinetische Energie, wodurch in einem passenden Medium Cherenkov Strahlung auftreten kann, welche wiederum von Neutrinodetektoren nachgewiesen werden kann. Bei den Messergebnissen wird zwischen einer **Myon Spur** (englisch: muon track) und einem **Schauer** (englisch: cascade) unterschieden, welche in Abb. 2.2.1 erkennbar sind.
Die Myon Spur tritt auf, wenn bei einem geladenen Strom ein Myonneutrino wechselwirkt und ein hochenergetisches Myon entsteht. Da Myonen eine große Masse haben und dadurch eine hohe mittlere freie Weglänge besitzen, kann anhand der Cherenkov Strahlung der Weg des Myons und des Myon-Neutrinos nachvollzogen werden.
Der Schauer hingegen kann beobachtet werden, wenn bei dem geladenen Strom ein Elektron-Neutrino oder Tau-Neutrino vorliegt oder wenn bei dem neutralen Strom ein hochenergetischer hadronischer Rest entsteht. Diese Teilchen werden durch ihre geringe mittlere freie Weglänge sehr schnell abgebremst. Dadurch entsteht Bremsstrahlung, welche wiederum von dem Detektor messbar ist. Im Unterschied zu der Myon Spur ist eine Bestimmung der Neutrinorichtung nicht möglich, da der Schauer eine sphärische Form besitzt. Allerdings kann auf die Energie des Neutrinos geschlossen werden [2].



.

ABBILDUNG 2.2.1: Bei der Detektion von Neutrinos innerhalb des IceCube Observatoriums kann, abhängig von der Art der Neutrinos, entweder eine Myon Spur (links) oder ein Schauer (rechts) beobachtet werden. Jeder Punkt beschreibt dabei eine Sonde, mit der Cherencov Strahlung gemessen werden kann, wobei die Größe der Punkte die Intensität der Cherencov Strahlung angibt und die Farbe den zeitlichen Verlauf wiederspiegelt. Rote Ereignisse finden zeitlich früher statt als lilane Ereignisse [2, S. 24]

3 IceCube Neutrino Observatorium

Das IceCube Neutrino Observatorium (kurz IceCube) ist ein Teleskop zur Detektion hochenergetischer, kosmischer und atmosphärischer Neutrinos. Der Bau dieses Teleskops am Südpol wurde im Jahr 2004 begonnen und im Jahr 2010 abgeschlossen [8]. Eine schematische Darstellung des Detektors ist in Abb. 3.0.1 zu erkennen.

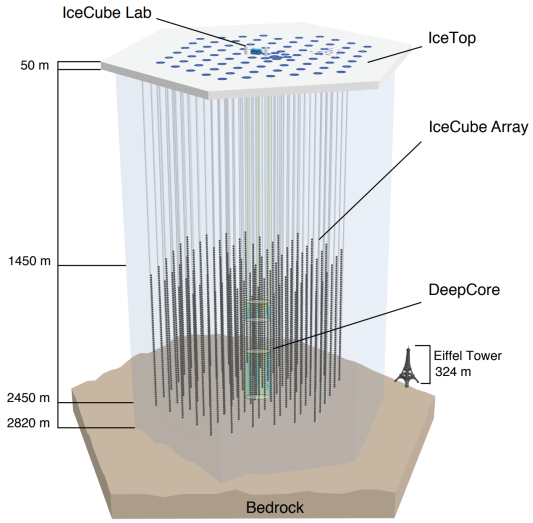
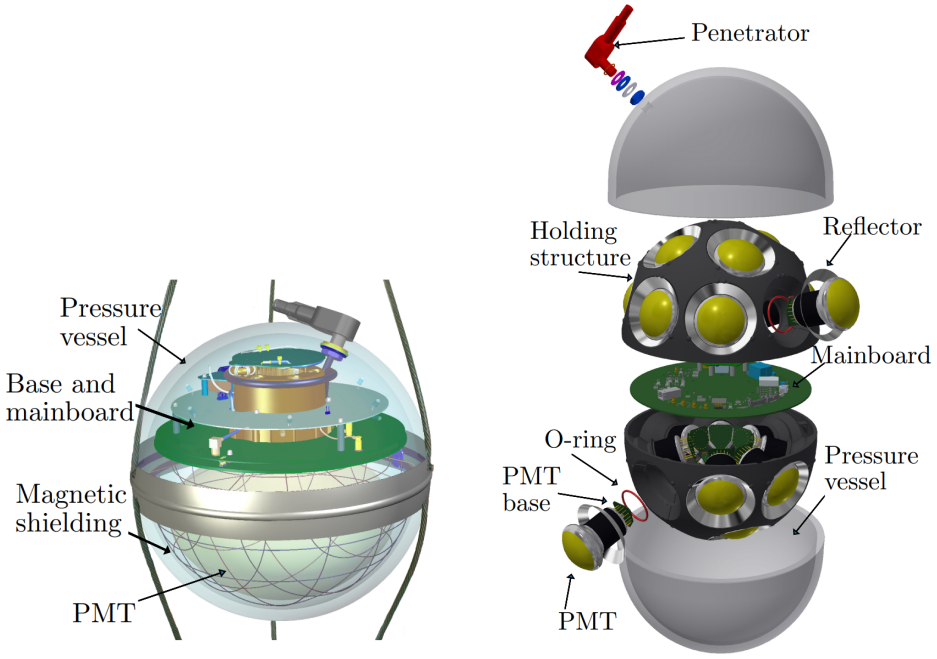


ABBILDUNG 3.0.1: Zu erkennen ist eine vereinfachte Darstellung des IceCube Observatoriums, das sich innerhalb des Eises des Südpols befindet. Dort werden DOMs an Trossen in das Eis hinabgelassen, um durch die verbauten Photomultiplier Neutrinos indirekt über die Cherenkov Strahlung zu detektieren. Dabei ist die Dichte der DOMs innerhalb des DeepCores am größten [9].

Für die Neutrinodetektion muss einerseits ein transparentes Medium vorliegen, um die ungehinderte Ausbreitung der Cherenkov Strahlung zu gewährleisten. Andererseits muss das Medium jedoch möglichst dicht sein, um die Wahrscheinlichkeit einer schwachen Wechselwirkung zwischen Neutrino und einem Nukleon zu erhöhen. Zusätzlich sollte das genutzte Medium in einer großen Menge vorhanden sein. Auf der Erde werden diese Ansprüche unter anderem von Wasser in gefrorener und in flüssiger Form erfüllt. Für den IceCube Detektor wird daher in der Tiefe von $1450\,\mathrm{m} - 2450\,\mathrm{m}$ ein rund ein Kubikkilometer großer Eisblock am Südpol genutzt, um eine tiefinelastische Streuung zu beobachten.

3.1 Digitale optische Module

Für die Detektion der entstehenden Cherenkov Strahlung werden im IceCube Detektor sog. **D**igitale **o**ptische **M**odule (DOMs) genutzt. Das zurzeit verwendete DOM ist in Abb. 3.1.1a erkennbar. Die eigentliche Messung wird von einem einzelnen Photomultiplier vorgenommen, der sich in der unteren Hälfte des DOMs befindet und bei den Messungen Richtung Erdkern zeigt. Dieser Photomultiplier hat einen Durchmesser von $25{,}7\,\mathrm{cm}$. In der oberen



(a) (b)

ABBILDUNG 3.1.1: Während in (a) das aktuell im IceCube Observatorium verwendete DOM zu erkennen ist, zeigt (b) das mDOM, welches eine Weiterentwicklung des DOMs ist. Der Hauptunterschied liegt in der Verwendung von 24 sphärisch angeordneten Photomultipliern im mDOM, während der DOM nur einen Photomultiplier besitzt.[10, S. 7]

Hälfte des DOM's ist die Hauptplatine zu finden, mit der die verbaute Elektronik gesteuert werden kann. Die aufgenommenen Daten können dann über die Schnittstelle an einen externen Computer weitergeleitet werden. Außerdem wird die Schnittstelle genutzt, um die Spannungsversorgung des Photomulitpliers sicherzustellen. Zum Schutz vor äußeren elektromagnetischen Feldern wird zusätzlich ein Metallnetz angebracht. Auch vor dem Druck des gefrierenden Eises muss die Elektronik des DOM's geschützt werden und so wird das gesamte Modul von einer Schutzhülle umgeben, die Druck von bis zu 700 bar standhalten kann. Zusätzlich zu der äußeren Hülle stabilisiert ein in das DOM eingelassene Gel die gesamte Struktur. Die primäre Aufgabe dieses Gels ist allerdings die optische Kopplung zwischen dem Photomultiplier und der Glaskuppel, damit die Photonenausbeute möglichst hoch ist. Dabei ist das aktuell genutzte Gel sehr stark wellenlängenabhängig: Denn während die Transparenz des Gels für Photonen mit einer Wellenlänge unter $260\,\mathrm{nm}$ sehr schnell auf $0\,\%$ abfällt, ist das Gel für Photonen mit einer Wellenlänge über $260\,\mathrm{nm}$ zu mehr als $99\,\%$ transparent. Allerdings kann Cherenkov Strahlung auch im UV-Bereich ausgesandt werden, sodass nicht das vollständige Cherenkov Spektrum gemessen werden kann [11].
Neben dem DOM wird aktuell das **m**ulti **D**igitale **o**ptische **M**odul oder mDOM entwickelt, welches in Abb. 3.1.1b erkennbar ist und eine Weiterentwicklung des zuvor genutzten DOM's darstellt. Die offensichtlichste Änderung ist die Verwendung von 24 kleineren Photomultipliern anstelle von einem großen Photomultiplier. Eingelassen sind diese Bauteile in zwei jeweils halbkreisförmige Haltestrukturen, die zusätzlich Reflektoren beinhalten, mit denen Photonen auf die Kathode der Photomultiplier gelenkt werden. Durch diese Anordnung können deutlich mehr Photonen detektiert werden und eine differenziertere Bestimmung des Auftreffortes auf dem mDOM ist möglich. Die Hauptplatine liegt innerhalb der Haltestruktur und ist wieder durch eine Schnittstelle mit der Oberfläche verbunden. Umgeben ist die

gesamte Technik mit einer Glaskugel aus Borosilikatglas und zur optischen Kopplung zwischen Photomultiplier und der Schutzhülle wird ein verbessertes Gel verwendet.

Insgesamt werden die DOM's an 86 Trossen in das Eis eingelassen, wobei an jeder Trosse 60 DOM's in einem Abstand von $17\,\mathrm{m}$ befestigt sind. Die Trossen wiederum haben einen horizontalen Abstand von $125\,\mathrm{m}$ zueinander. Wird an einer Stelle des Eises nun Cherenkov Strahlung emittiert, kann durch das zeitlich versetzte Anschlagen der unterschiedlichen DOM's die Ausbreitung der Strahlung rekonstruiert werden. Außerdem kann aus dem Ausbreitungsbild auf den Flavour des gemessenen Neutrions geschlossen werden. Mit diesem Aufbau können Neutrinos mit einer Energie im Bereich von $\mathcal{O}(Tev) - \mathcal{O}(PeV)$ gemessen werden [12].
Zur Detektion von Neutrinos mit einer Energie von $10\,\mathrm{GeV} - 100\,\mathrm{GeV}$ wird das **DeepCore** verwendet. Das kann in der Mitte des Detektors in einer Tiefe von mehr als $1750\,\mathrm{m}$ lokalisiert werden und besteht aus acht zusätzlichen DOM-Trossen. Diese Trossen liegen nur $72\,\mathrm{m}$ auseinander und die DOM's haben nur einen vertikalen Abstand von $7\,\mathrm{m}$ [12]. Somit ist die Detektordichte im DeepCore größer als im restlichen Detektor und eignet sich zur Detektion von Neutrinos mit niedrigerer Energie.

3.2 Zukünftige Erweiterungen des IceCube Detektors

Mit dem Ziel, die Messergebnisse des IceCube Observatoriums zu verbessern und mehr über die Natur der Neutrinos zu erfahren, soll das IceCube Observatorium in naher Zukunft erweitert werden. Die erste Erweiterung – IceCube Upgrade – ist für den antarktischen Sommer 2025/2026 geplant und beinhaltet sieben neue Trossen, mit denen insgesamt 700 verbesserte optische Module im Bereich des DeepCores platziert werden sollen. Mit einem Trossenabstand von nur $20\,\mathrm{m}$ und einem vertikalen Abstand der optischen Module von $3\,\mathrm{m}$ können dann Neutrinos mit einer Energie im Bereich von $\mathcal{O}(1 \sim 10\,\mathrm{GeV})$ gemessen werden [13]. Eine Besonderheit des IceCube-Upgrades ist die erstmalige Verwendung von mDOMs im IceCube Observatorium, um Cherenkov Strahlung zuverlässiger und genauer zu messen.
Nach dem IceCube Upgrade soll bis zum Jahr 2035 das IceCube-Gen2 verwirklicht werden. Bei dieser Erweiterung wird das Volumen des Detektors von $1\,\mathrm{km}^3$ auf $8\,\mathrm{km}^3$ vergrößert werden, indem 120 neue Trossen verlegt werden, die zusammen 9600 neue optische Module enthalten [14]. Mit dieser Erweiterung sollen auch Neutrinos mit einer Energie von über $\sim 50\,\mathrm{TeV}$ zuverlässig gemessen werden können und die Anzahl der gemessenen Neutrinos soll erhöht werden [15].

4 Photomultiplier

Das in den meisten Cherenkovteleskopen verwendete Messinstrument zur Detektion von Licht ist der Photomultiplier oder PMT (Photomultiplier tube). Treffen Photonen auf einen Photomultiplier, wie er in der Abbildung (4.0.1) zu erkennen ist, dann können sie durch den photoelektrischen Effekt jeweils ein Elektron aus der Photokathode herausschlagen. Da das anliegende elektrische Potential der Photokathode geringer ist als das Potential der ersten Dynode, wird das Photoelektron in die Richtung dieser Dynode beschleunigt und schlägt beim Auftreffen eine Vielzahl von Sekundärelektronen aus der Oberfläche der Dynode heraus.

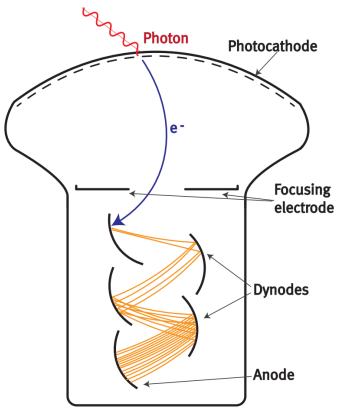


ABBILDUNG 4.0.1: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers. Zunächst werden Elektronen durch den photoelektrischen Effekt aus der Photokathode herausgeschlagen. Anschließend werden diese Photoelektronen durch ein elektrisches Potential in das Dynodensystem geleitet, durch welches die Anzahl der Elektronen vervielfacht wird. Entnommen aus [16, S. 14]

Einige Elektronen haben jedoch eine sehr hohe Geschwindigkeit und würden trotz der Potentialdifferenz die Dynode nicht treffen. Deshalb wird zwischen Kathode und erster Dynode eine fokussierende Elektrode und eine Spinne verbaut, wobei die Spannung dieser Bauteile identisch mit der Spannung der ersten Dynode ist. Die Spinne besteht aus einem feinen Netz, durch das das Elektron fliegt, bevor es auf die erste Dynode trifft. Der Sinn dieser zwei Bauteile ist die Fokussierung der Photoelektronen. Nach Emission an der ersten Dynode werden die Sekundärelektronen zur zweiten Dynode beschleunigt, deren Potential das Potential der ersten Dynode übersteigt. Auch dort werden wieder Elektronen herausgeschlagen. Analog durchlaufen die Elektronen das gesamte Dynodensystem und werden sukzessiv bis zur Anode hin vervielfältigt [17].
An der Anode kann das elektrische Signal erfasst werden, wobei der Photomultiplier entweder im **Spannungsmodus** oder im **Strommodus** betrieben werden kann. Der Spannungsmodus wird verwendet, um einzelne Pulse zu messen und somit Rückschlüsse auf individuelle

Photonen zu ziehen. Die Elektronen werden dabei durch einen Widerstand geleitet, der beispielsweise innerhalb eines Oszilloskops liegen kann. Über diesen Widerstand wird nun die Spannung abgegriffen und die Pulse der einzelnen Photonen sind im Spannungsbild sichtbar.

4.1 Eigenschaften der Photokathode

Die Photokathode besteht aus einem Halbleitermaterial, das auf die Innenseite der Glaskuppel aufgedampft ist. Ein typisch genutztes Halbleitermaterial ist silver-oxygen-caesium (AgOCs). Wie alle Halbleiter besitzt auch dieses Material ein Valenzband und ein Leitungsband, die durch eine Bandlücke voneinander getrennt sind. Während die Elektronen in dem Valenzband an die Nukleonen des Halbleitermaterials gebunden sind, können sich die Elektronen des Leitungsbandes größtenteils frei innerhalb des Materials bewegen. Der größte Energieverlust der Elektronen innerhalb des Leitungsbandes tritt bei einer Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kristallgitter auf, wobei Phononen erzeugt werden, die als Hitze gemessen werden können.
Trifft ein Photon auf ein Valenzelektron, so kann dieses in das Leitungsband gehoben werden, indem es die Energiedifferenz zwischen Leitungsband und Valenzband E_B durch das Photon aufnimmt. Zwar kann sich dieses Elektron nun frei im Halbleiter bewegen, allerdings muss zusätzlich die Elektronenaffinität E_A überwunden werden, damit das Elektron aus dem Halbleiter austreten kann. Um ein Photon mit dem Photomultiplier detektieren zu können, ist somit eine Mindestenergie von $E_M \geq E_B + E_A$ nötig [18].
Abhängig von der Transparenz des Glaskorpusses und der Dicke der Photokathode können allerdings nicht alle Photonen mit der benötigten Mindestenergie ein Elektron aus dem Halbleiter herausschlagen. Das Verhältnis aus der Anzahl entstehender Photoelektronen A_e und der Anzahl eintreffender Photonen A_p wird **Quanteneffizienz**

$$\rho = \frac{A_e}{A_p}$$

genannt, wobei diese Quanteneffizienz üblicherweise für monochromatisches Licht definiert ist. [18, S. 51].

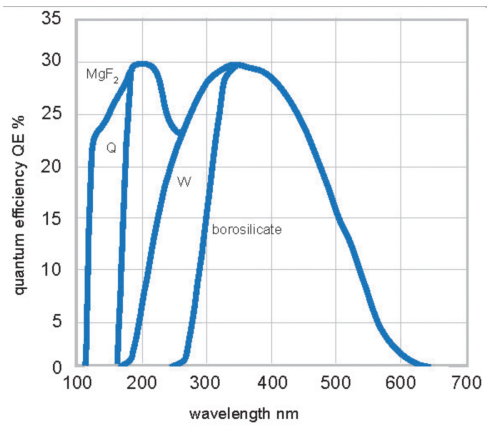
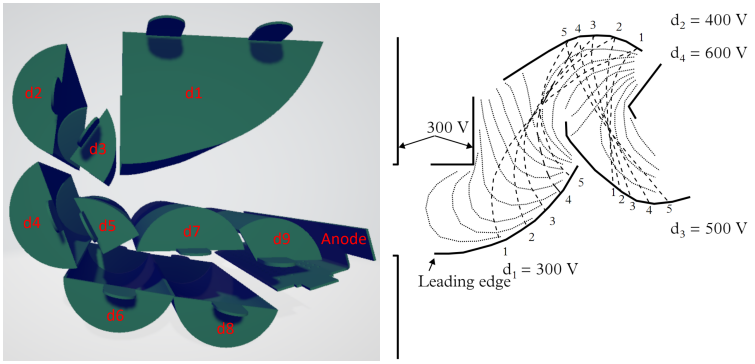


ABBILDUNG 4.1.1: Für verschiedene Glaskuppelmaterialien wird die Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Photonen dargestellt. Genutzt wird Borosilicate-Glas, UV-Glas (w), Quartz-Glas (Q) und Magnesiumfluorid (MgF_2)
Entnommen aus: [19]

In Abb. 4.1.1 wird die Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Photonen gezeigt. Durch diese Abbildung wird deutlich, dass ein Photomultiplier nur Photonen innerhalb eines bestimmten Spektrums detektieren kann, wobei die Breite des Spektrums abhängig ist von dem Material der Glaskuppel und dem Material der Photokathode. So wird beispielsweise Borosilicate-Glas eingesetzt, wenn Photonen mit einer Wellenlänge zwischen $300\,\mathrm{nm}$ und $600\,\mathrm{nm}$ untersucht werden sollen [19].

4.2 Eigenschaften des Multipliersystems



(a) (b)

ABBILDUNG 4.2.1: In (a) ist das vollständige Dynodensystem des Photomultipliers vom Typ Hamamatsu R12199 sichtbar, welches insgesamt aus 9 Dynoden besteht. Die Zahlen geben an, in welcher Reihenfolge die Elektronen das Dynodensystem durchlaufen. Zusätzlich zu den Dynoden ist am rechten Rand die Anode dargestellt. Entnommen aus [20]
In (b) sind die ersten drei Dynoden des Photomultiplier Philips XP1020 erkennbar. Zusätzlich stellen die gepunkteten Linien das Elektrische Feld dar und die gestrichelten Linien symbolisieren die Elektronentrajektorien. Die Elektronen sind dabei von eins bis fünf durchnummeriert. Entnommen aus [17]

Nach dem Verlassen der Kathode werden die Elektronen durch das elektrische Potential in das Dynodensystem geleitet, das in Abb. 4.2.1a erkennbar ist. Dort durchlaufen sie insgesamt neun Dyoden, bevor sie auf die Anode treffen. Dabei hat jede dieser Dynoden eine individuelle Form und Ausrichtung, um die **Sammeleffizienz** (englisch: collection efficiency) η zu maximieren. Diese beschreibt das Verhältnis der Anzahl der ausgesandten Elektronen A_{aus} zu der Anzahl der Elektronen, die am ausgewählten Bauteil angekommen sind A_{ein}:

$$\eta = \frac{A_{\text{aus}}}{A_{\text{ein}}}$$

Gewöhnlich wird die Sammeleffizienz zwischen der Kathode und der ersten Dynode berechnet. Aber auch die Sammeleffizienz zwischen zwei Dynoden kann bestimmt werden. Obwohl die Anordnung und Form der Dynoden in Abb. 4.2.1a die Sammeleffizienz möglichst maximieren soll, fliegen einige Elektronen an der zu treffenden Dynode vorbei oder treffen ein anderes Bauteil des Photomultipliers. Insgesamt ist die Trajektorie eines Elektrons abhängig von mehreren Faktoren, wie beispielsweise der Startposition auf der Kathode oder Dynode, dem Austrittswinkel und der Austrittsenergie. Außerdem variiert das elektrische Potential innerhalb des Photomultipliers, wie in Abb. 4.2.1b erkennbar ist; dort wird das Potential durch gepunktete Linien dargestellt [21].

Ein weiterer Faktor zur Charakterisierung eines Photomultipliers ist der **Sekundärelektronen-Koeffizient** δ_i. Mit diesem wird die Anzahl der Sekundärelektronen an der i-ten Dynode A_{Si} in das Verhältnis gesetzt zur Anzahl der Primärelektronen A_{Pi}:

$$\delta_i = \frac{A_{Si}}{A_{Pi}} = aE_p^k$$

Der Sekundärelektronen-Koeffizient ist einerseits abhängig von der Energie des jeweiligen Primärelektrons E_p und andererseits von dem Material und der Struktur der Dynode, welche durch den Exponenten $k \in (0{,}7{,}0{,}8)$ beschrieben wird. a ist ein konstanter Vorfaktor [21]. Sammeleffizienz und Sekundärelektronen-Koeffizient werden bei einem Photomultiplier mit n Dynoden benötigt, um den **Verstärkungsfaktor** G (englisch: gain) zu berechnen:

$$G = \prod_i^n \eta\delta_i$$

Der Verstärkungsfaktor ist somit ein Maß für die Anzahl der Sekundärelektronen, die an der Anode ankommen.

Eine weitere PMT Eigenschaft ist die sog. **Transit Time** (kurz TT), die die Zeitspanne zwischen dem Eintreffen des Photons auf die Kathode und der Messung des Spannungspulses an der Anode beschreibt [18]. Im Idealfall würde für jedes an der Anode ankommende Elektron eine identische Transit Time gemessen werden, sodass bei einem Auftragen aller Transit Times in einem Histogramm ein δ-Peak entstehen würde. In der Realität entsteht jedoch eine annähernd normalverteilte Anordnung der Transit Time, wie sie in Abb. 4.2.2 zu erkennen ist und mit „Main pulses", auf deutsch Hauptpuls, beschrieben ist. Dem Puls voraus geht ein früher Puls “ oder englisch: „early pulse“ und nach dem Signal sind späte Pulse oder englisch: „late pulses“ erkennbar. Diese Pulsarten beruhen auf Störeffekten und werden ausführlicher in Abschnitt 4.3 behandelt.

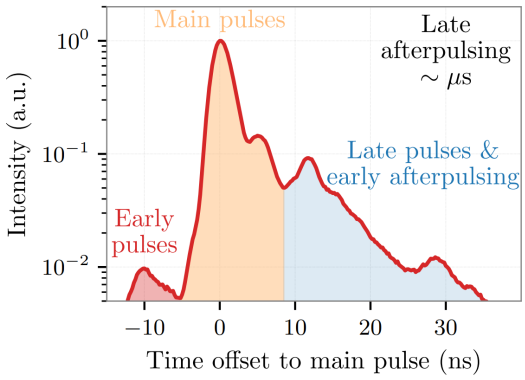


ABBILDUNG 4.2.2: Zeithistogramm verschiedener Pulse, die an der Anode eines Photomultipliers gemessen werden. In orange ist der Puls der Transit Time erkennbar, in rot der frühe Puls. Der späte Puls und das Afterpulsing wird blau dargestellt.
Entnommen aus: [10] S.13

Die starke Ausschmierung des Hauptpulses kann mit der Sekundäremission auf den Dynoden und dem elektrischen Potential erklärt werden. Denn wie in Abb. 4.2.1b erkennbar ist variiert das elektrische Potential stark zwischen den einzelnen Dynoden. Während es auf der ersten

Dynode im Bereich des fünften Photons sehr stark ist, wirkt es im Bereich des ersten Elektrons nur schwach. Somit wird das erste Elektron nur schwach beschleunigt und besitzt im Vergleich zum fünften Elektron eine hohe Transit Time. Der Photomultiplier ist allerdings so konzipiert, dass die Trajektorien der einzelnen Elektronen sich in einem bestimmten Punkt kreuzen, sodass nun das erste Elektron in einem Bereich mit hohem elektrischen Potential landet und das fünfte Elektron in einem Bereich mit geringerem elektrischen Potential. Diese Kreuzung der Trajektorien wird für jede Dynode wiederholt, sodass die Transit Time der einzelnen Elektronen möglichst identisch bleiben. Außerdem ist eine starke Fokussierung der Trajektorien möglich, wenn die Kreuzung der Trajektorien nahe an der Dynodenoberfläche geschieht [17].
Einen großen Einfluss auf die Transit Time hat auch der Austrittsort des Primärelektrons aus der Photokathode. Denn abhängig von der Startposition des Primärelektrons ändert sich die Entfernung zur ersten Dynode. Durch eine Messung der **centre-edge difference** oder kurz Δt_{CE} kann der Einfluss der Startposition ermittelt werden. Dazu wird die Differenz zwischen der Transit Time eines Elektrons mit Startposition im Zentrum der Photokathode und einem Elektron mit Austrittsort am Rand der Kathode bestimmt [18, S. 57]. Auch der Austrittswinkel der einzelnen Elektronen beeinflusst die Transit Time. Denn zeigt der Richtungsvektor der Elektronenbewegung zu Beginn nicht auf die erste Dynode, wird das Elektron durch das elektrische Feld stärker abgelenkt und die Transit Time vergrößert sich. Die Wechselwirkung innerhalb der Photokathode führt außerdem zu Elektronen mit unterschiedlichen Startgeschwindigkeiten. Auch hierdurch variiert die Transit Time der einzelnen Elektronen.
Die Variation der Transit Time wird durch den **Transit Time Spread** oder kurz TTS beschrieben. Der TTS kann dabei entweder als Standardabweichung σ oder als Halbwertsbreite (Englisch: Full Width at Half Maximum) FWHM $= 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$ einer Gaußkurve definiert werden. Im Idealfall würde der TTS einen Wert von Null annehmen. Dadurch könnten alle eintreffenden Photonen eindeutig gemessen werden, da nur diskrete Delta-Pulse eintreffen. Bei einem hohen TTS besteht hingegen die Gefahr, dass sich aufeinander folgende Pulse überlagern und die gemessenen Photonen nicht mehr unterscheidbar sind.

Allgemein ist insbesondere der Verlauf der Elektronen durch den Photomultiplier noch recht unbekannt, weshalb dieser Verlauf mithilfe einer Simulation untersucht werden soll. Im Zuge dieser Arbeit wird der Photomultiplier zunächst nur bis zur ersten Dynode nachgebaut und ein besonderes Augenmerk liegt auf der Bestimmung des TTS bis zur ersten Dynode und der Bestimmung der Sammeleffizienz. Zusätzlich wird der Einfluss verschiedener Komponenten des Photomultipliers auf die Transit Time, die Endenergie der Elektronen und die Trajektorienlänge untersucht.

4.3 Pulsarten

Im Idealfall kann nach dem Eintreffen eines Photons auf der Photokathode des Photomultipliers ein Puls an der Anode gemessen werden. Allerdings treten verschiedene ungewollte Effekte auf, die ebenfalls zur Erzeugung von Pulsen an der Anode führen.

Aufgrund der Quanteneffizienz der Photokathode besteht die Möglichkeit, dass Photonen nicht mit den Elektronen der Kathode wechselwirken und somit in den Innenraum des Photomultipliers gelangen. Diese Photonen können nun auf die erste Dynode treffen und dort durch den photoelektrischen Effekt Elektronen freisetzen. Aufgrund des elektrischen Feldes innerhalb des Photomultipliers werden diese Elektronen durch das Dynodensystem zur nächsten Dynode hin beschleunigt. Das gemessene Signal wird **früher Puls** genannt, denn

die Primärelektronen entstehen erst im Dynodensystem, wodurch der Weg zur Anode kürzer ist und demnach einige Nanosekunden früher als ein regulärer Puls gemessen werden. Außerdem entstehen weniger Sekundärelektronen, da an der ersten Dynode keine Vervielfältigung der Elektronen stattfindet. Dadurch wird auch das gemessene Signal schwächer[4].

Wird ein Elektron an der ersten Dynode rückgestreute, entsteht ein **später Puls**, denn das rückgestreut Elektron wird durch das elektrische Feld erneut in die Richtung der ersten Dynode beschleunigt und bewegt sich dann durch das restliche Dynodensystem fort. Aufgrund der Rückstreuung wird die Transit Time allerdings um wenige Nanosekunden vergrößert.

Ähnlich wie späte Pulse tritt **Afterpulsing** nach dem Hauptpuls auf, allerdings mit einer Verzögerung von wenigen Nanosekunden bis zu einigen Mikrosekunden. Die Restgasatome innerhalb des Photomultipliers werden dabei durch die beschleunigten Elektronen ionisiert. Die entstehenden Kationen werden im elektrischen Feld in die Richtung der Photokathode beschleunigt. Dort können sie Elektronen aus der Oberfläche schlagen, welche wiederum durch das Dynodensystem wandern und Afterpulsing erzeugen. Dieser Effekt ist besonders für die Photokathode problematisch, da die Ionen die Oberfläche beschädigen und das Material abnutzen können [4].

5 Einführung COMSOLMultiphysics®

COMSOL Multiphysics® oder kurz COMSOL ist ein Programm, das im naturwissenschaftlichen und ingenieurtechnischen Bereich genutzt wird, um technische Geräte und deren Wirkungsweise zu simulieren. So können beispielsweise chemische Stofftransporte simuliert werden, die Übermittlung akustischer Signale ist nachbildbar und optische Systeme können untersucht werden.

Ein neues Projekt in COMSOL startet generell mit der Wahl der Dimension der Simulation und der Auswahl der Physik Pakete. Da die Bewegung der Elektronen innerhalb eines Photomultipliers simuliert werden soll, ist die Wahl eines 3D-Modells nötig. Zur Simulation des Potentials wird das Paket **Elektrostatik** gewählt und bei der Simulation der Elektronenbewegung wird auf das Paket **Trajektorien geladener Partikel** zurückgegriffen
In Abb. 5.0.1 ist der Aufbau der primären Nutzeroberfläche erkennbar, mit welcher der Photomultiplier simuliert werden kann. Farbig hervorgehoben sind vier Bereiche, die an unterschiedlichen Stellen der Simulation benötigt werden.
Während der Simulation ist der lila eingerahmte **Grafik** Bereich am auffälligsten, da dort das zu simulierende Modell abgebildet wird. Dieses Modell kann beliebig gedreht werden und einzelne geometrische Oberflächen oder Volumenkörper können per Mausklick ausgewählt werden, um sie individuell zu bearbeiten. Alternativ kann in diesem Fenster auch eine Wertetabelle oder eine Grafik angezeigt werden, um simulierte Daten aufzulisten oder zu visualisieren.
Innerhalb des roten Bereichs (englische Bezeichnung: **Model Builder**) wird die Geometrie erstellt und die Physik der Simulation definiert. Dabei kann jede Operation des Model Builders auch innerhalb der Kopfzeile gefunden werden, welche in Abb. 5.0.1 gelb eingerahmt ist.
Wird innerhalb des Model Builders oder der Kopfzeile eine Option ausgewählt, dann werden alle möglichen Einstellungen dieser Option innerhalb des grünen Bereichs in Abb. 5.0.1 aufgelistet. Dieser Bereich wird **Einstellungen** genannt.
Wie bereits erwähnt wird die Simulation innerhalb des Model Builders erstellt, weshalb nachfolgend dieser Model Builder grob erklärt wird und die einzelnen Schritte zum Bilden einer Simulation durchgegangen werden:
Der erste Schritt ist die räumliche Nachbildung des zu simulierenden Systems. Unter dem Punkt **Geometrie** können dazu verschiedene Formen erstellt und bearbeitet werden. Zu beachten ist dabei, dass COMSOL nur relativ rudimentäre Optionen zur Bildung von komplexen Strukturen bietet, weshalb die Nutzung von Programmen wie beispielsweise Blender empfehlenswert ist. Mit diesen Programmen kann das Objekt erstellt und per CAD-Datei in COMSOL importiert werden. COMSOL benötigt allerdings das sogenannte **CAD Import Module**, um CAD-Dateien fehlerfrei zu importieren. Zwar ist ein Import auch ohne dieses Modul möglich, allerdings werden dann Strukturen fehlerhaft importiert.

Nach dem Erstellen der geometrische Struktur wird die Physik zu dem System hinzugefügt.

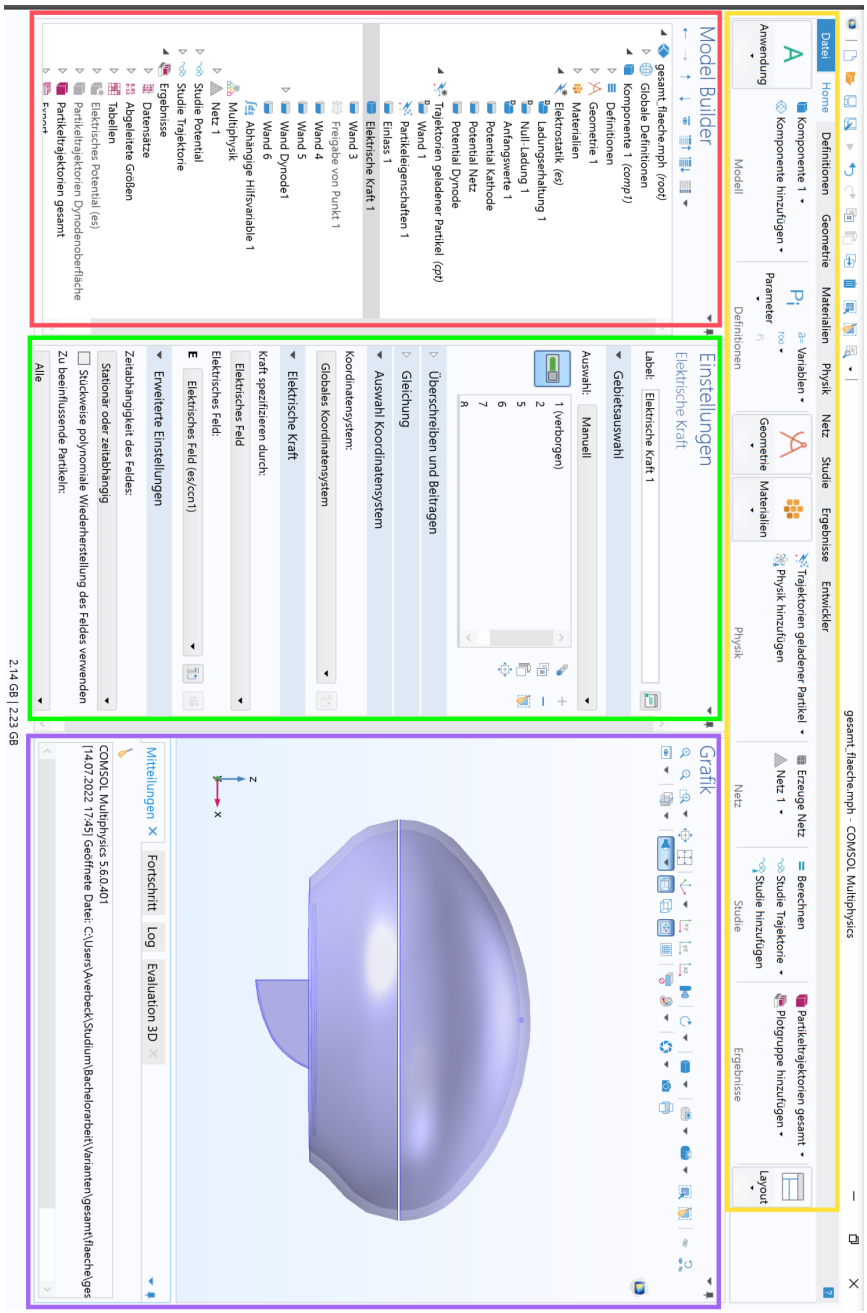


ABBILDUNG 5.0.1: Die Benutzeroberfläche des Simulationsprogramms COMSOL Multiphysics®. Lila umrandet ist die erstellte Simulation erkennbar, mithilfe der Optionen in dem roten und dem gelben Feld kann die Simulation erzeugt werden und in dem grünen Feld werden detailliertere Einstellungen vorgenommen.

In einem ersten Schritt können verschiedene Materialien für die unterschiedlichen geometrischen Körper und Oberflächen gewählt werden. Die restliche Physik wird dann über die zuvor ausgewählten Pakete *Elektrostatik* und *Trajektorien geladener Partikel* hinzugefügt.

Zur Simulation der Physik benötigt COMSOL ein **Netz** (englisch Mesh), das virtuell über die zuvor gebildete Geometrie gelegt wird. Durch das Netz wird das gebildete geometrische Objekt in kleine Bereiche bzw. Elemente eingeteilt. Hintergrund dieses Vorgehens ist, dass für eine Simulation die sogenannte **Finite Element Method** (kurz FEM) genutzt wird.

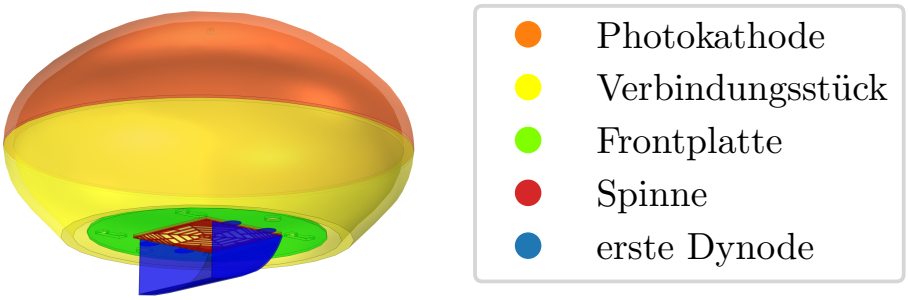
Mit dieser Methode können die partiellen Differentialgleichungen der in Comsol simulierten physikalischen Prozesse für die einzelnen Elemente des gewählten Netzes numerisch gelöst werden [22]. Das Netz selbst kann in COMSOL entweder automatisch auf Grundlage der zuvor definierten physikalischen Vorgänge definiert werden (Physik-gesteuertes Netz) oder es kann eigenständig erstellt werden (benutzerdefiniertes Netz). Ein großer Vorteil des benutzerdefinierten Netzes ist, dass für jede Oberfläche und jedes Bauelement ein eigenständiges Netz definiert werden kann. Dadurch können Regionen mit einem geringen Einfluss auf das Simulationsergebnis mit einem sehr groben Netz überzogen werden, während den entscheidenden Bereichen ein sehr feines Netz zugeordnet wird. Neben der Netzgröße kann auch die Form der Netzelemente für jeden Bereich individuell angepasst werden. Grundsätzlich muss bei der Erstellung eines Netzes einerseits beachtet werden, dass die Simulation möglichst genau ist. Zum Erreichen dieses Ziel müsste das Netz unendlich fein gewählt werden. Andererseits soll die Simulation innerhalb einer bestimmten Zeitspanne abgeschlossen werden, wodurch kein unendlich feines Netz genutzt werden kann. Bei dem Erstellen des Netzes muss deshalb immer ein Kompromiss zwischen der Berechnungszeit und der Genauigkeit der Simulation gefunden werden.

Der Unterpunkt **Ergebnisse** kann letztendlich genutzt werden, um die Simulierten Daten aufzubereiten. Hilfreich ist zunächst die Definition von **Datensätzen**. So können beispielsweise alle Elektronen, die auf die Dynodenoberfläche treffen in einem Datensatz zusammengefasst werden. Diese Daten können in einem nächsten Schritt visualisiert oder in einer Tabelle dargestellt werden. Falls eine Weiterverarbeitung der Daten in beispielsweise Python gewünscht ist, können die Daten exportiert werden.

5.1 Photomultiplier in COMSOL Multiphysics®

Obwohl das Grundprinzip aller Photomultiplier identisch ist, existieren unterschiedliche Modelle dieses Bauteils, da Parameter wie der Abstand oder das Material der Bauteile variiert werden kann. Für die Simulation in COMSOL wird das Modell Hamamatsu R12199 als Grundlage genutzt [11].

5.1.1 Aufbau des Photomultipliers



(a) (b)

ABBILDUNG 5.1.1: Zu erkennen ist der Aufbau des simulierten Photomultipliers bis zur ersten Dynode. Das restliche Dynodensystem und die elektrische Verschaltung werden nicht beachtet, sodass sich das System grob aus fünf Bauteilen zusammensetzt

In Abb. 5.1.1 ist der in COMSOL erstellte Photomultiplier zu erkennen, wobei die einzelnen geometrischen Objekte farbig hervorgehoben sind. Wie bereits erwähnt ist dieser Photomultiplier nicht vollständig, sondern besteht primär aus der **Kathode**, welche orange hervorgehoben ist, und der blau eingefärbten **ersten Dynode**. Zusätzlich sollen durch das gelbe **Verbindungsstück**, die grüne **Frontplatte** und die rote **Spinne** die Elektronen auf die Dynode geleitet werden. Das restliche Dynodensystem und die Anode werden im zeitlichen Rahmen dieser Bachelorarbeit vorerst nicht betrachtet [1]. Auch der Einfluss der äußeren Photomultiplierhülle wird nicht simuliert.
Der Import der einzelnen geometrischen Objekte erwies sich im Laufe des Erstellens der Simulation als problematisch, da nicht auf das CAD Import Module zugegriffen werden konnte. Dadurch mussten einige Vereinfachungen an der Geometrie vorgenommen werden, wobei die Lücke zwischen der Kathode und dem Verbindungsstück am auffälligsten ist. In einem realen Photomultiplier liegen diese Teile bündig aufeinander. Allerdings wird bei der Erzeugung eines Netzes für diese Teile eine Fehlermeldung angezeigt. Erst durch die Einführung der Lücke kann das Netz erstellt werden.
Aufgrund einer Fehlermeldung bei der Erstellung des Netzes muss auch die Geometrie der Spinne angepasst werden. Während die Drähte der Spinne in der Realität einen Durchmesser von wenigen Mikrometern besitzen, muss dieser Durchmesser im jetzigen Status der Simulation auf $0{,}5\,\mathrm{mm}$ vergrößert werden. Durch diese Anpassung sinkt allerdings die Sammeleffizienz der ersten Dynode ab, da vermehrt Elektronen auf die Drähte der Spinne treffen. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, wird das Gebiet der Spinne für die Elektronen transparent gewählt, sodass die Elektronen ohne Energieverlust durch die Drähte hindurchfliegen können.
Neben den Drähten der Spinne wird auch die Wanddicke der Photokathode von $\mathcal{O}$(nm) auf $\mathcal{O}$(mm) erhöht. Bei einem zu kleinen Abstand wird die Datei fehlerhaft importiert und die im realen Photomultiplier parallelen Oberflächen überschneiden sich, was dazu führt, dass auch die Physik an der betroffenen Stelle falsch simuliert wird. Durch die dickeren Wände wird die Physik allerdings nicht beeinflusst, da keine Photonen simuliert werden, welche den Halbleiter durchlaufen müssen und auch die Elektronen werden erst auf der nach innen gerichteten Oberfläche der Kathode erzeugt [11].
Eine weitere Anpassung ist die Vereinfachung der Oberfläche der Frontplatte und der Dynode, indem feine Strukturen nicht simuliert werden, da diese die Erzeugung eines passenden Netzes verhindern. Die letzte Anpassung ist eine Vergrößerung der Wanddicke der Kathode und der Frontplatte.
Normalerweise sollte bei der Erstellung des Netzes ein möglichst feines Netz gewählt werden, mit dem trotzdem eine Simulation in einer realistischen Zeit durchgeführt werden kann. Der limitierende Faktor ist bei dieser Simulation allerdings der fehlerhafte Import, sodass nur ein Netz der Stufe „Feiner“ genutzt werden kann. Insgesamt kann zwischen neun Netzen gewählt werden und das Netz der Stufe „Feiner“ ist das drittfeinste Netz.

5.1.2 Physik des Photomultipliers

Für den genutzten Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R12199 liegt an der Kathode und an dem Verbindungsstück ein **Potential** von $0\,\mathrm{V}$ an und alle weiteren Bauelemente besitzen ein Potential von $250\,\mathrm{V}$ [2].

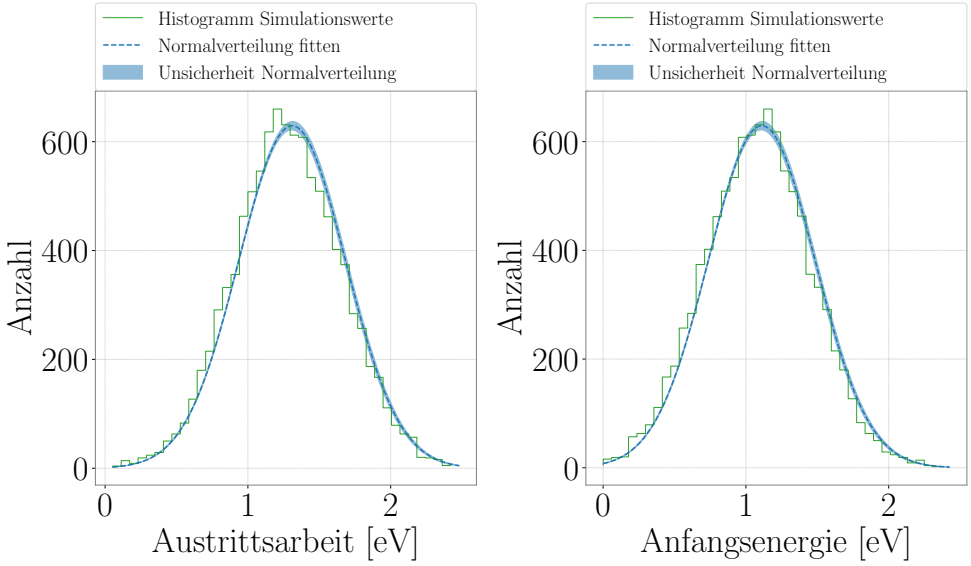
[1] Die erstellte Simulation in COMSOL kann allerdings erweitert werden, sodass auch der Einfluss des Dynodensystem und der Anode beachtet werden kann.
[2] Die nominale Betriebsspannung dieses Photomultiplier Typs liegt bei etwa $1100\,\mathrm{V}$, wobei die Spannung im Verhältnis von $\frac{3}{13}$ zwischen Kathode und erster Dynode anliegt. Daraus ergibt sich: $\frac{3}{13} \cdot 1100\,\mathrm{V} \approx 250\,\mathrm{V}$ [23].

Für die Beschreibung der Elektronenbewegung müssen fünf weitere Parameter definiert werden: Die **Photonenenergie**, die **Austrittsarbeit** aus der Kathode, der **Polarwinkel**, der **Azimutwinkel** des an der Oberfläche der Photokathode generieren Photoelektrons und die **Anfangsposition** dieses Elektrons.
Innerhalb einer Simulation wird angenommen, dass nur monochromatisches Licht auf die Photokathode trifft, sodass die Photonenenergie konstant gehalten wird. Zwischen unterschiedlichen Simulationen kann diese Konstante allerdings variiert werden, um den TTS in Abhängigkeit von der Wellenlänge zu ermitteln. Außerhalb der Bestimmung des TTS wird eine Photonenenergie von $2{,}48\,\mathrm{eV}$ bzw. $500\,\mathrm{nm}$ genutzt. Dieser Wert liegt innerhalb des Wirkungsbereichs vom Photomultiplier, welcher grob zwischen $2{,}07\,\mathrm{eV}$ und $4{,}13\,\mathrm{eV}$ bzw. $300\,\mathrm{nm}$ und $600\,\mathrm{nm}$ liegt. [24, S. 75].
Während für die Photonenenergie eine Konstante genutzt wird, ist die Austrittsarbeit normalverteilt, wobei eine solche Normalverteilung definiert ist durch:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{\frac{-(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}. \tag{5.1.1}$$

Die Standardabweichung wird durch σ beschrieben und der Erwartungswert durch μ.
Die Austrittsarbeit besitzt in der Literatur einen Wert von $\sim 1{,}4\,\mathrm{eV}$, wobei durch die Wahl des Halbleitermetalls sowohl eine Erhöhung der Austrittsarbeit als auch eine Absenkung auf bis zu $\sim 1\,\mathrm{eV}$ möglich ist [25]. Um diese Bandbreite zu repräsentieren, wird die Austrittsarbeit in der Simulation zwischen $1{,}03\,\mathrm{eV}$ und $1{,}89\,\mathrm{eV}$ liegen. Dieser Bereich soll durch eine Normalverteilung dargestellt werden, für deren Erwartungswert eine Energie von $1{,}34\,\mathrm{eV}$ genutzt wird. Die Standardabweichung wird so gewählt, dass die Wahrscheinlichkeit eine Austrittsarbeit mit der Wellenlänge $2{,}48\,\mathrm{eV}$ zu erhalten bei $1\,\%$ liegt. Abschließend müssen die Grenzen der Normalverteilung definiert werden. Damit die Elektronen beim Austreten aus der Kathode keine Energie hinzugewinnen, müssen alle negativen Energien herausgenommen werden. Zusätzlich darf die Austrittsarbeit nicht größer als $2{,}48\,\mathrm{eV}$ sein, da die Austrittsarbeit ansonsten die Photonenenergie übertrifft und kein Elektron die Kathode verlassen kann. Durch diese Anpassungen ergibt sich für die Austrittsarbeit eine Normalverteilung, wie sie in Abb. 5.1.2a erkennbar ist. Wird die Austrittsarbeit jeweils von der Photonenenergie mit einem Wert von $2{,}48\,\mathrm{eV}$ abgezogen, ergibt sich eine Verteilung, die in Abb. 5.1.2b erkennbar ist. Diese Verteilung beschreibt die Anfangsenergie der Elektronen innerhalb des Photomultipliers.
Um die Austrittsrichtung der Elektronen aus der Oberfläche zu simulieren, müssen zwei Winkel betrachtet werden: der Azimutwinkel θ und der Polarwinkel φ, die schematisch in Abb. 5.1.3 dargestellt werden. Die Verteilung des Azimutwinkel wird als gleichförmig angesehen und ein Elektron kann in einem Winkel zwischen $0\,^\circ$ und $360\,^\circ$ relativ zum Normalenvektor der Photokathode ausgesandt werden.
Der Polarwinkel hingegen kann durch die Summe zweier Normalverteilungen beschrieben werden, die aus [27, S. 6] entnommen werden kann. Allerdings wird dieser Ausdruck vereinfacht, sodass für den Polarwinkel ebenfalls die Normalverteilung aus Gleichung (5.1.1) genutzt wird.
Ein Problem bei der Wahl des Polarwinkels ist in Abb. 5.1.4 zu erkennen. Dort werden Teilchen von einem Punkt in der Mitte einer Kugel emittiert, wobei keine Kraft auf die Teilchen wirkt. Sobald diese Teilchen auf den Rand der Kugel treffen, frieren sie ein und ändern ihre Position nicht mehr. In Abb. 5.1.4a werden normale Kugelkoordinaten verwendet:

$$\begin{aligned} x &= \sin(\theta)\cos(\varphi) \\ y &= \sin(\theta)\sin(\varphi) \\ z &= \cos(\theta) \end{aligned} \tag{5.1.2}$$



(a) (b)

ABBILDUNG 5.1.2: Die Anfangsenergie der Elektronen hängt einerseits von der Photonenenergie ab, welche auf 2,48 eV festgelegt wird und andererseits von der Austrittsarbeit aus der Kathode. Die normalverteilte Austrittsarbeit ist in (a) zu erkennen. Wird von der Photonenenergie die Austrittsarbeit abgezogen, ergibt sich die ebenfalls Normalverteilung aus (b), welche der Anfangsenergie der Elektronen entspricht.
Idee: [26]

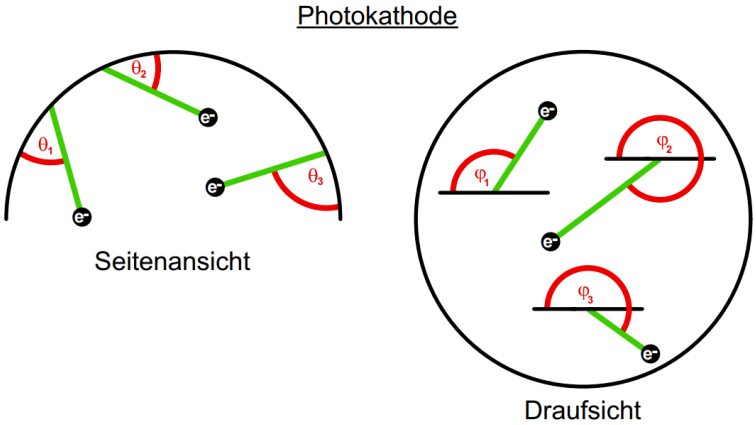
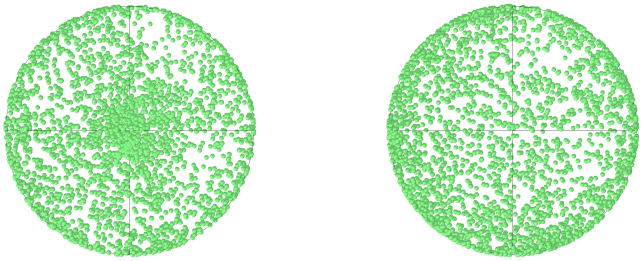


ABBILDUNG 5.1.3: Eine schematische Darstellung des Austritts der Elektronen aus der Photokathode. Die Elektronen werden als schwarze Punkte dargestellt und ihre Flugbahnen werden durch grüne Linien visualisiert. Zur exakten Beschreibung der Elektronentrajektorien muss einerseits der Azimutwinkel θ und andererseits der Polarwinkel φ beschrieben werden.

wobei der Winkel θ im Intervall $[0°,180°]$ liegt und der Winkel φ im Intervall $[0°,360°]$. Jedem Teilchen ist ein Winkel θ und ein Winkel φ zugeordnet, wobei die Zuordnung der Winkel gleichverteilt ist. Bei einer Gleichverteilung der Winkel könnte angenommen werden, dass auch die Verteilung der Elektronen auf der Kugeloberfläche gleichverteilt ist. Allerdings kann an den Polen eine Clusterbildung von Elektronen beobachtet werden. Um diese Anhäufung zu umgehen und eine tatsächliche Gleichverteilung zu erhalten, muss der Winkel θ angepasst



(a) (b)

ABBILDUNG 5.1.4: Die Verteilung der simulierten Teilchen auf einer Kugeloberfläche, wenn sie aus dem punktförmigen Zentrum der Kugel emittiert werden. Während für die Austrittswinkel in (a) Gleichung (5.1.2) genutzt wird und eine Häufung der Elektronen an den Polen zu erkennen ist, wird für (b) Gleichung (5.1.3) genutzt und keine Häufung der Elektronen ist erkennbar.

werden, sodass sich folgende Koordinaten ergeben:

$$\begin{aligned} x &= \sqrt{1-u^2}\cos(\varphi) \\ y &= \sqrt{1-u^2}\sin(\varphi) \\ z &= u \end{aligned} \tag{5.1.3}$$

Die Variable u besitzt dabei das Intervall $[-1{,}1]$ und ist gleichverteilt. Durch diese Änderung ergibt sich auch eine gleichverteilte Anordnung der Teilchen auf der Kugeloberfläche in Abb. 5.1.4b [26].
Für die Simulation der Polarwinkel der Elektronen in COMSOL werden daher nicht die Kugelkoordinaten aus Gleichung (5.1.2) verwendet, sondern die Koordinaten aus Gleichung (5.1.3). Da die Elektronen nicht in das Innere der Kathode hinein fliegen sollen, wird das Intervall für u verkleinert auf $[0{,}1]$ und die z-Achse der Koordinaten aus Gleichung (5.1.3) steht für jedes Elektron senkrecht auf der Kathode. Insgesamt ergibt sich somit eine halbe Normalverteilung, wie sie in Abb. 5.1.5 erkennbar ist.
Für den Großteil der Messungen soll die Startposition der Elektronen auf der Oberfläche der Photokathode liegen, wobei die Startposition für jedes Elektron zufällig gewählt werden soll. Für die Umsetzung kann eine Funktion von Comsol genutzt werden, durch welche eine zufällige Verteilung der Teilchen auf der Oberfläche realisiert werden kann.

5.1.3 Ausgabeparameter

Nach der Erstellung der Geometrie und der Definition der Physik kann die Simulation gestartet werden und verschiedene Visualisierungen der gesammelten Daten sind realisierbar. Zwei mögliche Visualisierungen sind in Abb. 5.1.6 zu erkennen. In Abb. 5.1.6a ist das elektrische Feld des Photomultipliers sichtbar. Zur besseren Übersicht wird von der Geometrie nur die erste Dynode und die Frontplatte dargestellt. Alle weiteren Bauteile sind nicht sichtbar und lediglich das Verbindungsstück ist zusätzlich durch die weiße Umrandung angedeutet. Während die dunkel rot gefärbten Bereiche ein Potential von $250\,\mathrm{V}$ aufweisen, ist in einem dunkel blauen Bereich ein Potential von $0\,\mathrm{V}$ vorzufinden. Die blauen Pfeile geben die Richtung des elektrischen Feldes und dessen Intensität an. Umso länger ein Pfeil ist, desto stärker ist das Feld. Durch ihre negative Ladung werden Elektronen in die Richtung der Pfeile beschleunigt, sodass sie im Idealfall durch die Spinne fliegen und auf die Dynode treffen. Diese Annahme kann durch Abb. 5.1.6b bestätigt werden, denn diese Aufnahme zeigt die Trajektorien

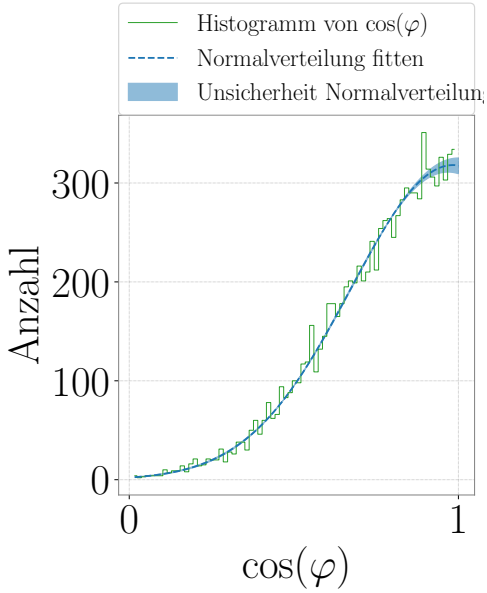
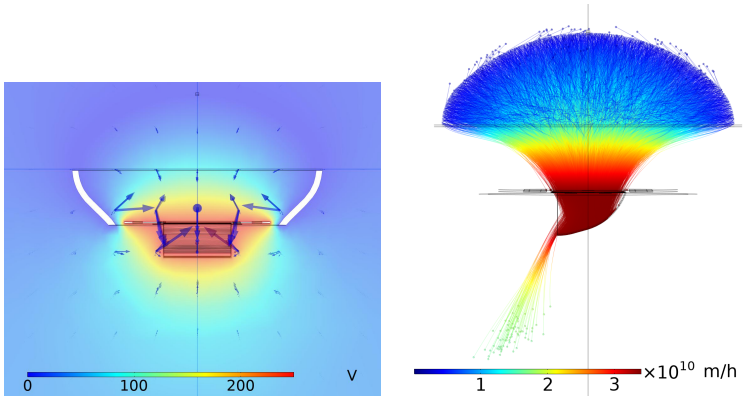


ABBILDUNG 5.1.5: In COMSOL wird für 10000 Teilchen die Variable $u = \cos\varphi$ simuliert und anschließend werden die Ergebnisse in einem Histogramm aufgetragen und mit einer Normalverteilung gefittet.

von 10000 Elektronen und deren Aufenthaltsort nach 20 ns. Die Elektronen werden durch das elektrische Feld beschleunigt und gebündelt, sodass ein Großteil der Elektronen auf die Dynode treffen. Allerdings verfehlen 0,7 % der Elektronen die Dynode und fliegen weiter, bis sie durch das elektrische Feld vollständig abgebremst werden. In diesem Eindynoden System würden die Elektronen nach dem Abbremsen wieder in die Richtung der Dynode beschleunigen und größtenteils auf die Außenseite der Dynode treffen. In einem realen Photomultiplier hingegen würden die Teilchen auf eine abgrenzende Wand treffen und dort vollständig abgebremst werden. Bereits kurz nach dem Aussenden der Elektronen fliegen einige Elektronen in die Photokathode, da der Polarwinkel zu groß ist. Diese Trajektorien treten in einem realen Photomultiplier nicht auf, weshalb solche Elektronen nicht bei der späteren Auswertung der Messdaten beachtet werden. Die Position der Elektronen kann nicht nur nach 20 ns abgerufen werden, sondern es ist möglich die Position der Teilchen zu einem beliebigen Zeitpunkt zu betrachten.
In einem letzten Schritt werden interessante Werte exportiert, um sie weiterverarbeiten und auswerten zu können. Diese Werte sind in Tabelle 5.1.1 aufgelistet und beinhalten neben den Positionen und Energien der Elektronen unter anderem auch die Austrittswinkel der Elektronen und die Potentiale der Bauteile. Des Weiteren wird die Teilchennummer der Elektronen exportiert. Durch diese Nummer werden die Elektronen von 1 bis 10000 durchnummeriert, sodass sie eindeutig unterscheidbar sind. Zusätzlich wird gespeichert, an welcher Komponente des Photomultipliers das Elektron gestoppt wird.



(a) (b)

ABBILDUNG 5.1.6: In (a) wird das Potential des Photomultipliers dargestellt, welches im Bereich [0V, 250V] liegt. Durch die blauen Pfeile wird die Richtung des Feldes angezeigt. In (b) werden die Trajektorien der 10000 simulierten Elektronen visualisiert. Durch die Farben wird die Geschwindigkeit der Teilchen an dem speziellen Ort angezeigt, wobei die Geschwindigkeit in der Größenordnung $10^{10}\frac{m}{h}$ bzw. $0{,}009 \cdot c$ liegt und c die Lichtgeschwindigkeit ist [26].

TABELLE 5.1.1: Zur weiterführenden Auswertung der Simulationsergebnisse werden die in dieser Tabelle aufgeführten Werte aus COMSOL exportiert.

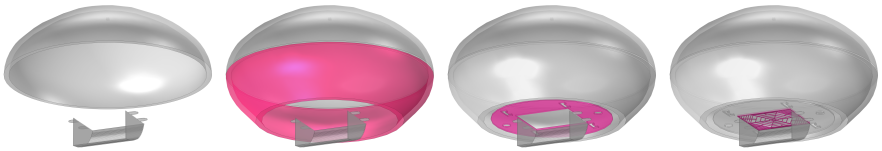
Exportierter Wert	**Einheit**
Teilchennummer	
Anfangsposition der Elektronen (x, y, z)	mm
Endposition der Elektronen (x, y, z)	mm
Anfangsenergie der Elektronen	J
Endenergie der Elektronen	J
Energie der Photonen	J
Stoppzeitpunkt der Elektronen	s
Potential an der Frontplatte und der Spinne	V
Azimutwinkel θ	°
Polarwinkel φ	°

6 Simulationsergebnisse

Durch die Visualisierungen der Trajektorien der Elektronen in Abb. 5.1.6 kann die Flugbahn der Elektronen bereits grob nachvollzogen werden. Für eine genauere Analyse der Eigenschaften des Photomultipliers müssen allerdings die exportierten Parameter aus Tabelle 5.1.1 ausgewertet werden.
In den folgenden Abschnitten wird der Einfluss der Komponenten des Photomultipliers auf die **Sammeleffizienz** der ersten Dynode, die **Transit Time**, die **Endenergie** und die **Trajektorienlänge** der Elektronen untersucht.
Die Sammeleffizienz der ersten Dynode beschreibt den prozentualen Anteil der Elektronen, welche die Oberfläche der Dynode erreichen und somit potentiell Sekundärpartikel herauslösen können.
Die Transit Time der Elektronen hingegen ist die Zeitdifferenz zwischen dem Verlassen der Photokathode und dem Auftreffen auf die Dynode. Bei diesem Auftreffen auf die Dynode besitzen die Elektronen eine gewisse Endenergie, die von der Anfangsenergie und der ortsabhängigen Beschleunigung in dem elektrischen Feld abhängt.
Durch die unterschiedlichen Startpositionen und dem asymmetrischen Aufbau des Photomultipliers müssen die einzelnen Elektronen unterschiedlich lange Wege zurücklegen, bis sie auf die Dynode treffen. Dieser Umstand wird durch die Messung der Trajektorienlänge untersucht.

6.1 Einfluss der Photomultiplier Komponenten

In diesem Kapitel werden vier verschiedene Szenarien untersucht, die in Abb. 6.1.1 erkennbar sind: Zunächst wird nur ein System bestehend aus Photokathode und erster Dynode simuliert und anschließend werden nacheinander das Verbindungsstück, die Frontplatte und die Spinne hinzugefügt. Durch das Aufnehmen verschiedener Simulationsergebnisse kann der Einfluss der Erweiterungen auf die Elektronen untersucht werden.



(a) (b) (c) (d)

ABBILDUNG 6.1.1: Die vier simulierten Photomultiplier Systeme. In (a) wird für die Simulation nur die erste Dynode und die Photokathode betrachtet. In (b) wird das Verbindungsstück hinzugefügt, in (c) die Frontplatte und in (d) wird letztlich die Spinne ergänzt, was der vollständigen Geometrie entspricht.

Als Darstellungsform der Transit Time, der Elektronenendenergie und der Trajektorienlänge wird jeweils ein Histogramm gewählt, wobei an jedes Histogramm eine Normalverteilung gefittet wird, um die einzelnen Simulationsergebnisse besser untereinander vergleichen zu

können. Allerdings ist der Verlauf der Histogramme oft nicht gänzlich durch eine Normalverteilung zu modellieren, weshalb lediglich der Bereich um das Maximum durch einen Fit approximiert wird.

6.1.1 Teilchenverlauf

Zunächst wird der Verlauf der Teilchen innerhalb der ersten 25 ns nach der Emission an der Photokathode betrachtet, wobei eine graphische Darstellung für jede Konstellation in Abb. 6.1.2 zu finden ist. Zusätzlich wird die Position der Elektronen für jede Konstellation nach 50 ns auf der Dynode gezeigt.
Dieser Abbildung ist zu entnehmen, dass ein simuliertes System, bestehend nur aus Photokathode und Dynode, die Teilchen nur sehr schwach fokussiert. Zwar trifft ein Großteil der Teilchen die Dynode, allerdings sind die Teilchen auf der Dynode weit gestreut und viele Elektronen treffen die Rückseite der Dynode oder die seitlichen Wände. Durch die Nutzung eines Verbindungsstücks ist eine deutlich stärkere Fokussierung der Elektronen auf die Dynode möglich, sodass die Elektronen auch deutlich zentraler auf die Dynodenoberfläche auftreffen und nur wenige Elektronen die Rückseite der Dynode erreichen. Ein Nachteil ist allerdings, dass mehr Elektronen an der Dynode vorbeifliegen. Diese Elektronen würden auf eine der nachfolgenden Dynoden treffen und somit die Verstärkung der ersten Dynode verpassen.
Durch die Nutzung einer Frontplatte und einer Spinne treffen die Teilchen noch zentraler auf die Dynodenoberfläche und die Streuung der Teilchen nimmt ab.
Werden Photomultiplier Eigenschaften wie beispielsweise der TTS untersucht, dann ist eine möglichst starke Bündlung der Elektronen auf der Dynode ideal. Diese Anforderung wird am ehesten von der Simulation in Abb. 6.1.2g und Abb. 6.1.2h erfüllt.

Auch wenn die Elektronen in Abb. 6.1.2g am stärksten gebündelt werden, ist andererseits eine vergleichsweise hohe Anzahl an Elektronen erkennbar, die an der Dynode vorbei fliegen.
Außerdem beeinflusst die Wahl der simullierten Photomultiplier Komponenten auch die Trajektorien der vorbeifliegenden Elektronen. Während in Abb. 6.1.2a ganz schwach ein Elektron zu erkennen ist, das unter dem Einfluss des Potentials waagerecht zur Legende fliegt, ist in Abb. 6.1.2c eine deutlich leichtere Ablenkung der vorbeifliegenden Teilchen sichtbar. In Abb. 6.1.2e und Abb. 6.1.2g schließlich werden die Teilchen kaum abgelenkt, sodass die Flugbahn deutlich linearer ist, als in Abb. 6.1.2a und Abb. 6.1.2c.

6.1.2 Sammeleffizienz

Im Folgenden wird der Einfluss der unterschiedlichen Konfigurationen auf die Endposition der Elektronen bestimmt, wobei besonders die Anzahl der Elektronen, die auf die **Innenfläche der Dynode** treffen bedeutsam ist. Denn aus dieser speziell beschichteten Oberfläche, die in Abb. 6.1.3 Magenta hervorgehoben ist, können die Primärelektronen weitere Sekundärelektronen herausschlagen. Alle weiteren, grün hervorgehobenen Oberflächen der Dynode werden als **Rand der Dynode** bezeichnet, wobei auch die Rückseite der Dynode zum Rand der Dynode gezählt wird. Die inneren Seitenwände der Dynode werden dabei ebenfalls zu dem Rand der Dynode gezählt, da nicht bekannt ist, ob diese Flächen dieselbe Beschichtung aufweisen wie die Innenfläche der Dynode und somit Sekundärelektronen erzeugen können. Treffen die Elektronen auf andere Komponenten des Photomultipliers, dann können diese Elektronen nicht in das Dynodensystem eindringen, sodass im Idealfall möglichst wenige Teilchen auf diese auftreffen sollten. Zu beachten ist außerdem, dass nicht alle Elektronen

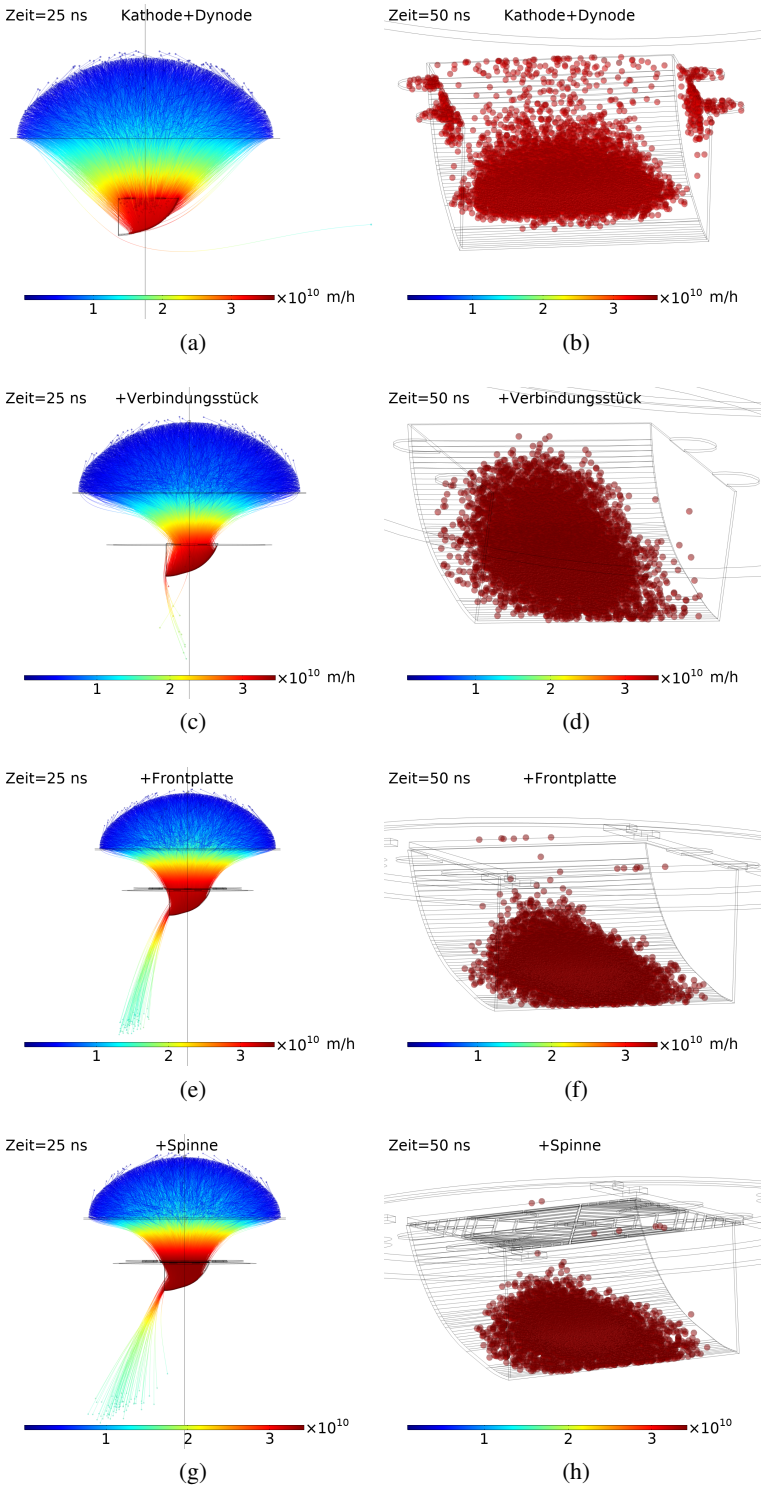


ABBILDUNG 6.1.2: Durch das Hinzufügen des Verbindungsstücks, der Frontplatte und der Spinne werden die Trajektorien der Elektronen beeinflusst. Zur Visualisierung werden auf der linken Seite jeweils die gesamten Trajektorien abgebildet, wobei der Farbverlauf die Geschwindigkeit der Teilchen anzeigt. Auf der rechten Seite ist die Verteilung der Elektronen auf der ersten Dynode und der Frontplatte erkennbar. Auf der Spinne sind keine Elektronen anzutreffen, da die Spinne in der Simulation durchlässig ist.

auf eine Oberfläche treffen, sondern manche aus dem simulierten Photomultipliersystem herausfliegen und als **vorbeifliegende Teilchen** zusammengefasst werden.

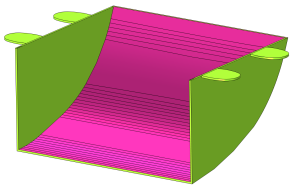
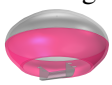


ABBILDUNG 6.1.3: In Magenta hervorgehoben ist die Innenfläche der Dynode und in Grün ist der Rand der Dynode erkennbar.

Die Sammeleffizienzen der einzelnen Komponenten des Photomultipliers sind in Tabelle 6.1.1 aufgelistet, wobei eine Poisson Verteilung zugrunde liegt und der Fehler dementsprechend berechnet wird. Zu erkennen ist, dass ein Großteil der Elektronen, unabhängig von der Wahl der Konfiguration, auf die Innenfläche der Dynode trifft und in dieser Simulation kein Teilchen das Verbindungsstück trifft.
Bei einer Konfiguration bestehend nur aus Photokathode und Dynode ist die Streuung der Elektronen vergleichsweise groß, da $\left(6{,}37 \pm 10^{-6}\right)\,\%$ der Elektronen auf den Rand der Dynode treffen. Allerdings ist eine Verkleinerung dieser Streuung durch die Nutzung eines Verbindungsstücks realisierbar, wodurch nur noch $\left(0{,}06 \pm 10^{-7}\right)\,\%$ Elektronen auf den Rand der Dynode treffen und $\left(99{,}85 \pm 10^{-4}\right)\,\%$ der Elektronen auf die Innenfläche der Dynode aufschlagen. Ein negativer Nebeneffekt ist allerdings, dass die Anzahl der vorbeifliegenden Teilchen leicht erhöht wird.
Der Anteil der Elektronen auf dem Rand der Dynode kann durch die Nutzung einer Frontplatte auf $\left(0{,}01 \pm 10^{-7}\right)\,\%$ verringert werden. Allerdings sinkt dadurch auch die Sammeleffizienz der Innenfläche der Diode leicht ab, da $\left(0{,}7 \pm 10^{-8}\right)\,\%$ der Teilchen vorbeifliegen und $\left(0{,}12 \pm 10^{-7}\right)\,\%$ der Teilchen auf die Frontplatte treffen.
Bereits durch das zusätzliche Hinzufügen der Frontplatte werden die simulierten Werte weniger stark beeinflusst als durch das Hinzufügen des Verbindungsstücks. Allerdings ist bei der zusätzlichen Simulation einer Spinne ein noch geringerer Einfluss zu erkennen, da sie die betrachteten Simulationswerte nur marginal verändert.

TABELLE 6.1.1: Das Hinzufügen des Verbindungsstücks, der Frontplatte und der Spinne beeinflusst die Sammeleffizienz der einzelnen Komponenten des simulierten Photomultipliers.

	Kathode+Dynode	+Verbindungsstück 	+Frontplatte	+Spinne
Sammeleffizienz Innenfläche Dynode [%]	$93{,}62 \pm 10^{-5}$	$99{,}85 \pm 10^{-5}$	$99{,}17 \pm 10^{-5}$	$99{,}16 \pm 10^{-5}$
Sammeleffizienz Rand Dynode [%]	$6{,}37 \pm 10^{-6}$	$0{,}06 \pm 10^{-7}$	$0{,}01 \pm 10^{-7}$	$0{,}01 \pm 10^{-7}$
vorbeifliegende Teilchen [%]	$0{,}01 \pm 10^{-7}$	$0{,}09 \pm 10^{-7}$	$0{,}70 \pm 10^{-8}$	$0{,}76 \pm 10^{-8}$
Sammeleffizienz Verbindungsstück [%]		0	0	0
Sammeleffizienz Frontplatte [%]			$0{,}12 \pm 10^{-7}$	$0{,}07 \pm 10^{-7}$

6.1.3 Transit Time Verteilung und Streuung

Zwar wird die Sammeleffizienz durch das Verbindungsstück erhöht, allerdings beeinträchtigt dieses Bauteil auch stark die Transit Time der Teilchen. Diese Aussage wird auf Grundlage der Histogramme in Abb. 6.1.4 getätigt. Diese Histogramme werden durch eine Normalverteilung angenähert, wobei eine Normalverteilung charakterisiert wird durch den Erwartungswert μ und die Standardabweichung σ. Diese Werte sind ebenfalls in Abb. 6.1.4 sichtbar.

Werden die Erwartungswerte und Standardabweichungen der Normalverteilungen betrachtet, ist ein starker Einfluss des Verbindungsstücks erkennbar. Denn während der Erwartungswert der Transit Time bei einer Simulation bestehend nur aus Photokathode und Dynode bei $(13{,}94 \pm 0{,}03)$ ns liegt, steigt der Erwartungswert der Transit Time bei Nutzung eines Verbindungsstücks um $(3{,}13 \pm 0{,}07)$ ns an. Erst durch die Nutzung einer Spinne und einer Frontplatte kann diese Zeit auf $(13{,}03 \pm 0{,}05)$ ns reduziert werden.

Neben dem Erwartungswert einer Normalverteilung kann auch die Standardabweichung nützliche Informationen über die Eigenschaften des Photomultipliers liefern. Dieser Wert ist von besonderem Interesse, da die Standardabweichung der Transit Time als Transit Time Spread (TTS) bezeichnet wird und als Zeitauflösung des PMTs interpretiert werden kann.
Wird eine Simulation ohne Verbindungsstück, Frontplatte und Spinne konstruiert, so liegt die Standardabweichung bei $(0{,}89 \pm 0{,}05)$ ns. Ähnlich wie bei dem Erwartungswert hat das Verbindungsstück auch einen signifikanten Einfluss auf die Standardabweichung der Transit Time, da dieser Wert um $(0{,}5 \pm 0{,}1)$ ns ansteigt. Allerdings wirken die Frontplatte und die Spinne diesem starken Anstieg entgegen und verringern die Transit Time auf $(0{,}65 \pm 0{,}05)$ ns. Dabei ist allerdings die Frontplatte das entscheidende Bauteil, da durch die zusätzliche Simulation der Spinne die Tranist Time deutlich weniger stark beeinflusst wird als durch die zusätzliche Simulation der Frontplatte.

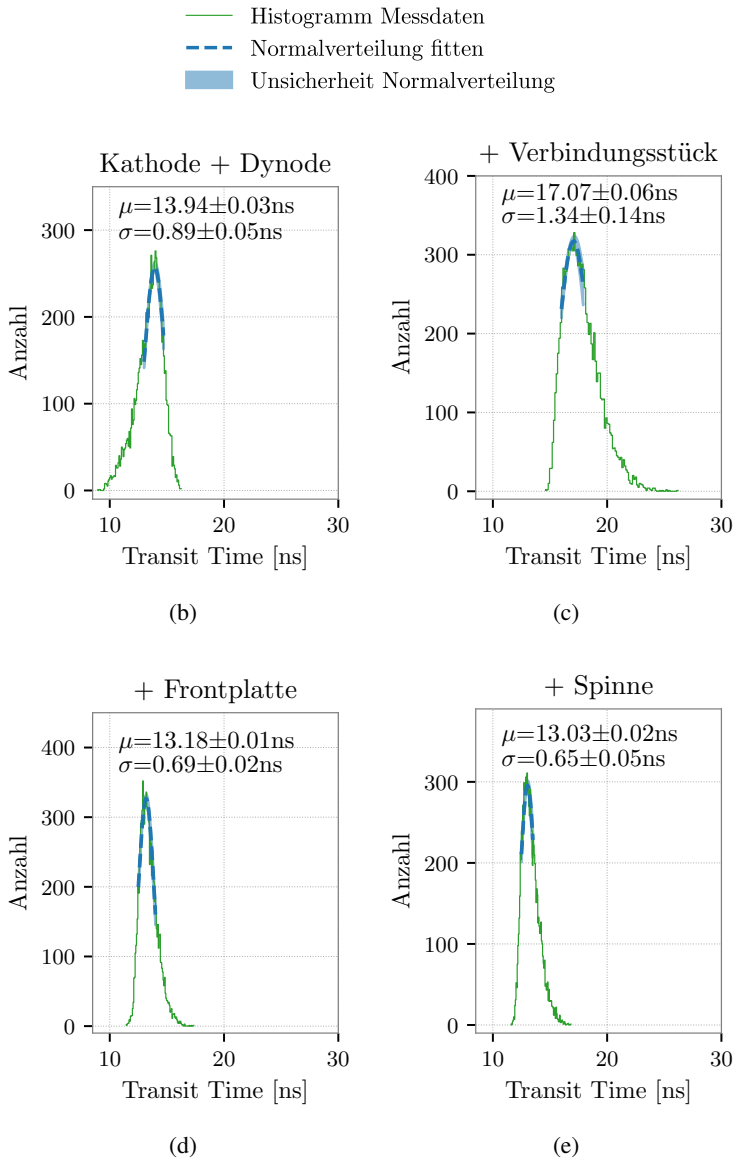


ABBILDUNG 6.1.4: Histogramme der Tranist Time, wobei in (b) nur ein System bestehend aus Kathode und Dynode simuliert wird und (c), (d) und (e) jeweils das Verbindungsstück, die Frontplatte und die Spinne ergänzt wird. Dabei kann der Hochpunkt der Histogramme durch eine gefittete Normalverteilung angenähert werden, die in blau dargestellt wird.

6.1.4 Elektronenenergie an der ersten Dynode

Aufgrund des Einflusses der Komponenten auf die Transit Time Verteilung wurde vermutet, dass auch die Endenergie der Elektronen durch die Nutzung verschiedener Geometrien beeinflusst wird. Zur Überprüfung dieser These werden die Endenergien der Elektronen erneut in vier Histogrammen aufgezeigt und jeweils durch eine gefittete Normalverteilung angenähert. Das Resultat ist in Abb. 6.1.5 erkennbar. Die gezeigten Histogramme sind deutlich symmetrischer, als die vier Histogramme der Transit Time in Abb. 6.1.4, wodurch auch bei dem Fitten einer Normalverteilung mehr Simulationswerte abgedeckt werden.
Allerdings werden beim Fitten die stark abflachenden Ränder der Histogramme nicht beachtet, da dadurch der angefittete Peak das Histogramm schlechter beschreiben würde. So wird in Abb. 6.1.5b das Histogramm nur für Werte $< 254\,\text{eV}$ oder $> 249\,\text{eV}$ gefittet.
Sehr ungewöhnlich ist die Beobachtung, dass ein Großteil der Endenergien in Abb. 6.1.5

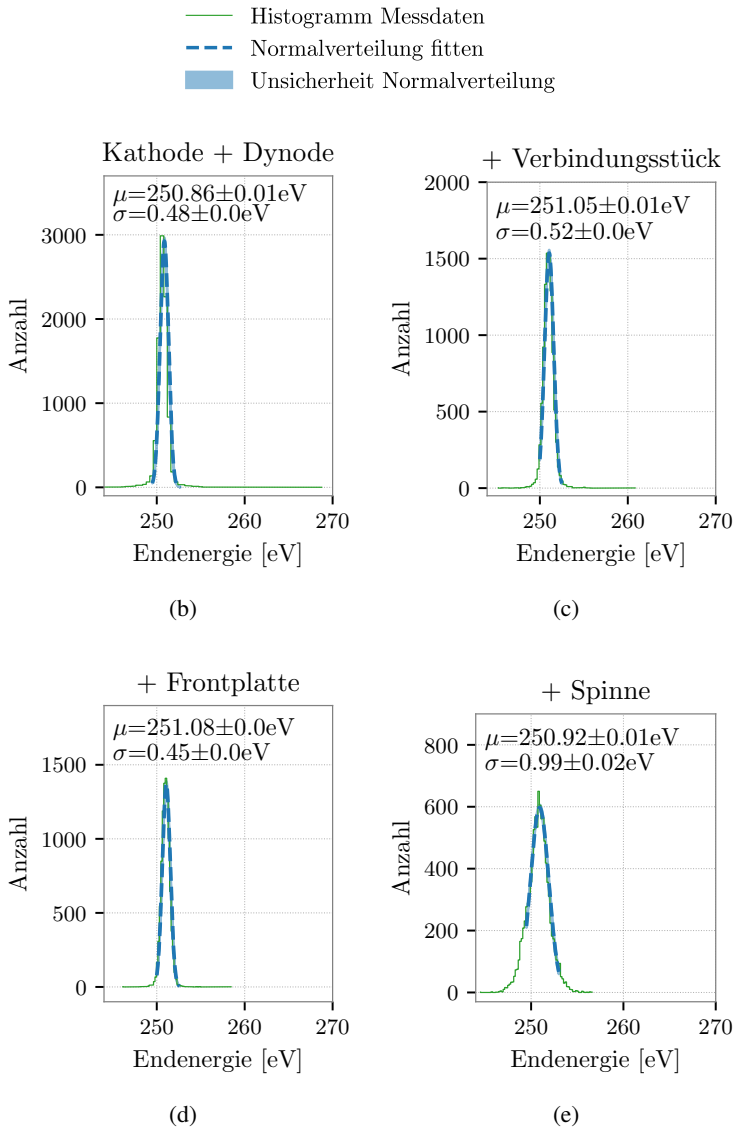


ABBILDUNG 6.1.5: Zwar zeigt jedes der vier Histogramme die Endenergie der Simulation, allerdings unterscheidet sich der zugrundeliegende Simulationsaufbau, da nacheinander das Verbindungsstück, die Frontplatte und die Spinne ergänzt wird. Da die Histogramme annähernd normalverteilt verlaufen, wird durch die blaue Kurve eine Normalverteilung gefittet.

einen Wert von 250 eV übersteigt. Diese Beobachtung ist unphysikalisch, da in der Simulation zwischen der Photokathode und der Dynode eine Spannungsdifferenz von 250 V eingestellt wird, sodass die Teilchen nur eine maximale Endenergie von 250 V erreichen können. Der Grund für diese Unstimmigkeit konnte nicht gefunden werden. Anfangs wurde vermutet, dass die Anfangsenergie der Elektronen erst nach dem Auftreffen auf die Dynode aufaddiert wird, sodass eine Energie größer als 250 eV gemessen wird. Allerdings ist für diese Erklärung die Anfangsenergie zu klein. Da die Formen der Histogramme in Abb. 6.1.5 annähernd normalverteilt sind, wird angenommen, dass die Endenergien durch eine additive Konstante vergrößert werden und nicht durch einen multiplikativen oder exponentiellen Faktor, was die Aussagekräftigkeit negativ beeinflussen würde.

Insgesamt haben das Verbindungsstück, die Frontplatte und die Spinne nur einen geringen Einfluss auf den Erwartungswert der Endenergie, da dieser kaum verändert wird.
Allerdings ist eine starke Änderung der Standardabweichung zu erkennen, welche durch das

zusätzliche Simulieren einer Spinne um $(120 \pm 4)\,\%$ ansteigt. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Spinne recht klein ist und somit die Elektronen abhängig von ihrem Abstand von der Spinne unterschiedlich stark von dieser angezogen werden. Durch den unterschiedlich starken Einfluss variiert auch die Endenergie recht stark und die Standardabweichung wird erhöht. Wird die Spinne simuliert, dann muss stets beachtet werden, dass die Dicke der Drähte in der Realität zwar in der Größenordnung von $\mathcal{O}$(nm) liegen, aber für die Simulation auf die Größenordnung $\mathcal{O}$(mm) erhöht wird. Auch durch diese Änderung könnte die Elektronenenergie an der ersten Dynode beeinflusst werden.

6.1.5 Trajektorienlänge

Ähnlich wie bei der Transit Time sind die Histogramme der Trajektorienlänge in Abb. 6.1.6 relativ asymmetrisch und können nur um das Maximum mit einer Normalverteilung gefittet werden.

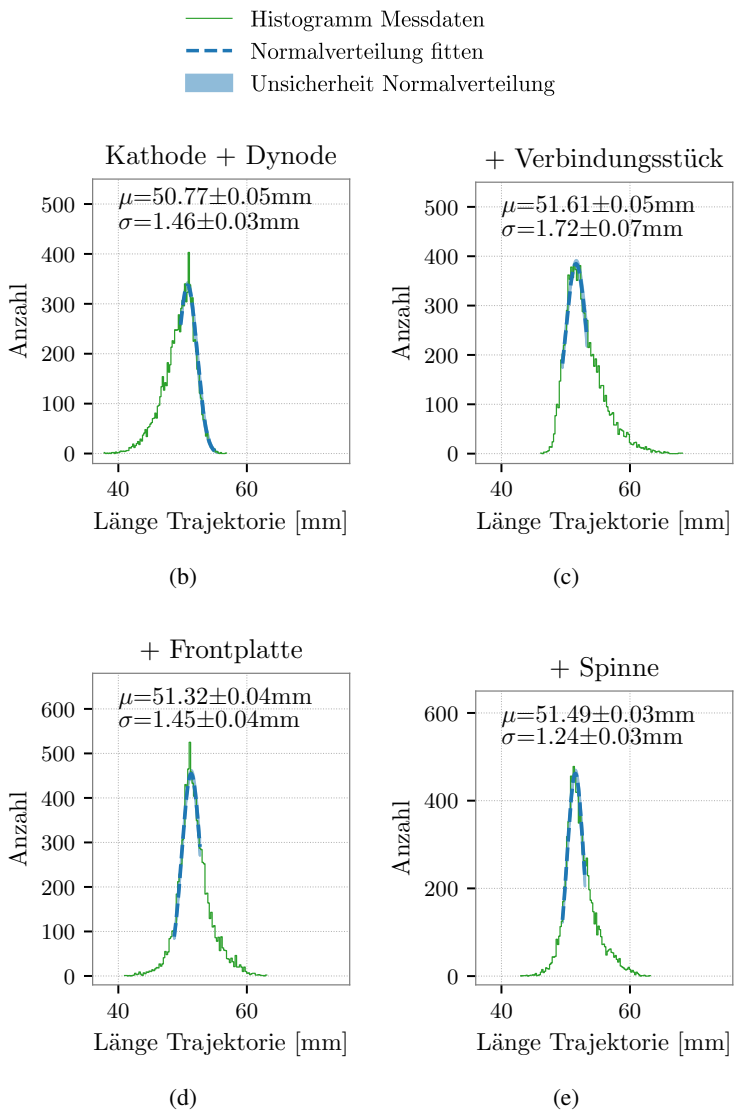


ABBILDUNG 6.1.6: Die Länge der Elektronentrajektorien kann in einem Histogramm dargestellt werden, wobei der Einfluss des Verbindungsstücks, der Frontplatte und der Spinne auf die Trajektorienlänge durch die vier unterschiedlichen Histogramme verdeutlicht wird.

Bei der Betrachtung der Trajektorienlänge in Abb. 6.1.6 wird eine möglichst kurze Strecke bevorzugt. Denn der Glaskorpus eines Photomultipliers weist kein ideales Vakuum auf, sodass Kollisionen zwischen den Elektronen und Restgasatomen möglich sind, was in Afterpulsing resultiert; ein Effekt, der in Abschnitt 4.3 beschrieben wird. Durch eine kurze Trajektorie wird die Wahrscheinlichkeit eines solchen Aufeinandertreffens reduziert. Der geringste Erwartungswert wird bei der Simulation einer Anordnung bestehend nur aus Photokathode und Dynode erreicht. Dies ist plausibel, da die Teilchen durch das Verbindungsstück stark fokussiert werden und somit die Teilchen von ihrer ursprünglich relativ gradlinigen Flugbahn abgelenkt werden. Bei der Nutzung der Frontplatte sinkt der Erwartungswert wieder leicht ab, da die Frontplatte das selbe Potential wie die Dynode besitzt, allerdings eine größere Fläche aufweist. Dadurch wirkt sie defokussierend und die Trajektorienlänge sinkt ab.

Ähnlich wie der Erwartungswert sollte auch die Standardabweichung der Trajektorienlänge im Idealfall möglichst klein sein und gegen Null tendieren, um möglichst gleichmäßige Photomultiplier Signale zu ermöglichen. In der Realität ist dies allerdings nicht möglich. Durch die Nutzung der Spinne kann die Standardabweichung allerdings auf $(1{,}24 \pm 0{,}03)$ mm minimiert werden, wie in Abb. 6.1.6 erkennbar ist. Das Verbindungsstück hingegen vergrößert die Standardabweichung, sodass es dem Ideal einer möglichst kleinen Standardabweichung entgegenwirkt.

6.1.6 Alternative Berechnung der Standardabweichung

Während in den vorangegangenen Kapiteln eine Normalverteilung genutzt wird, um die Standardabweichungen und die Erwartungswerte der Histogramme zu bestimmen, sollen diese Ergebnisse nun mit den numerisch berechneten Standardabweichungen und Mittelwerten verglichen werden. Denn die Histogramme sind nicht normalverteilt und werden oft nur in der Umgebung des Maximums von den normalverteilten Fits beschrieben, wohingegen die berechneten Werte die gesamten Simulationsergebnisse betrachten und auch auf nicht normalverteilte Histogramme angewandt werden können.

Zur Berechnung des Mittelwertes wird allgemein folgende Formel genutzt:

$$\overline{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} x_i \tag{6.1.1}$$

Dabei beschreibt N die Anzahl der gemessenen Teilchen und x_i ist das Simulationsergebnis. Die Standardabweichung wird bestimmt durch:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} (x_i - \overline{x})^2} \tag{6.1.2}$$

Für die Unsicherheit der berechneten Standardabweichung und der Normalverteilung wird ausschließlich die Statistische Unsicherheit verwendet, da eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit erst verlässlich möglich ist, wenn die Simulationswerte mit realen Messergebnissen verglichen werden.
Für die Bestimmung der statistischen Unsicherheit müssen mehrere Simulationen durchgeführt werden. Darum werden die unabhängigen Simulationsergebnisse nicht als Resultat einer einzelnen Simulation betrachtet, sondern in $g = 50$ Gruppen mit jeweils k Simulationsergebnissen eingeteilt. Für jede Gruppe wird dann der Mittelwert $\overline{x_k}$ und die Standardabweichung σ_k bestimmt und anschließend kann durch eine Mittlung die Standardabweichung σ_a und der Mittelwert $\overline{x_a}$ aller Simulationsergebnisse bestimmt werden.

Für den statistischen Fehler des Mittelwertes des Gesamtergebnisses wird folgende Formel genutzt:

$$u(\overline{x_a}) = \frac{\sigma_a}{\sqrt{v}}$$

Dabei ist v die Anzahl aller betrachteten Teilchen.
Der statistische Fehler der Standardabweichung wird hingegen berechnet durch:

$$u(\sigma_a) = \frac{\sigma_a}{\sqrt{g-1}}$$

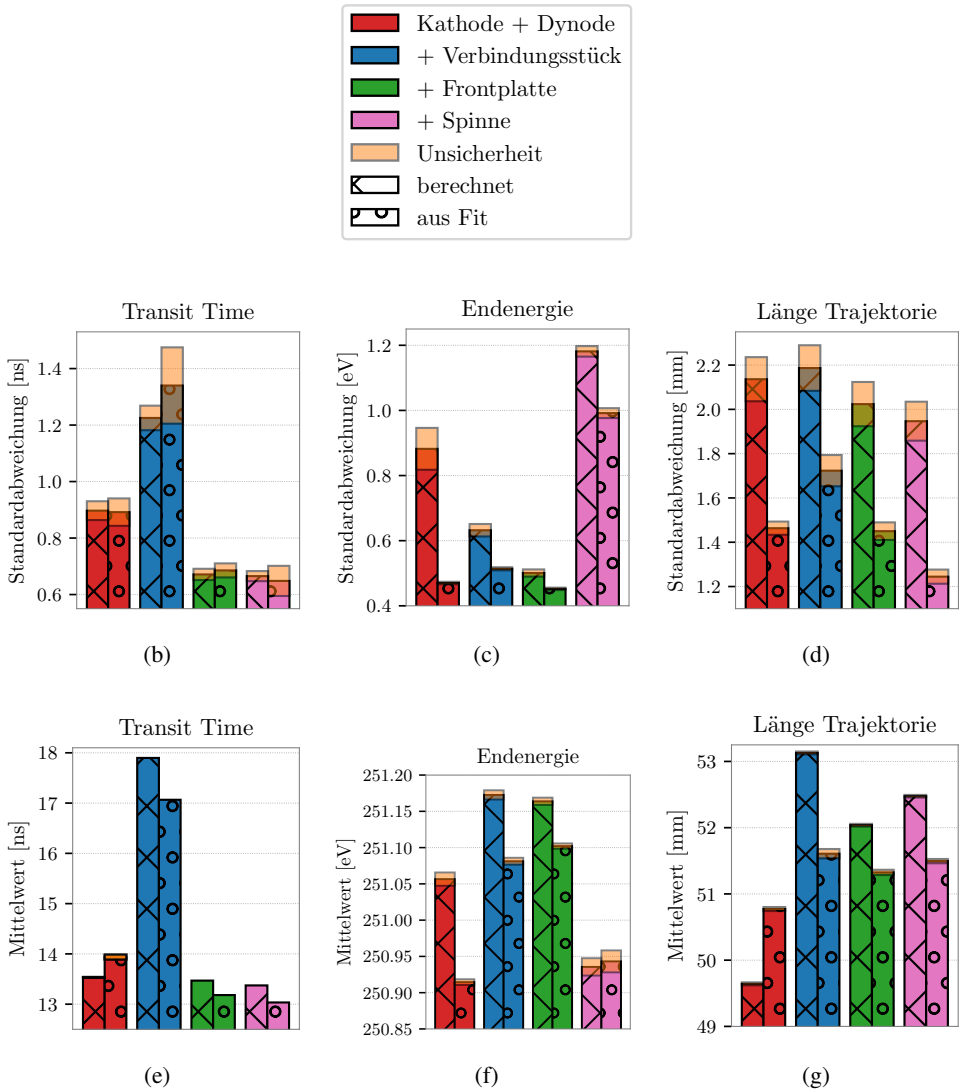


ABBILDUNG 6.1.7: Die Standardabweichung und der Mittelwert können einerseits durch das Fitten einer Normalverteilung oder andererseits durch eine Berechnung bestimmt werden. Um einen besseren Vergleich zu ermöglichen, werden beide Ergebnisse in einem Balkendiagramm gegenübergestellt.

Um beurteilen zu können, welchen Einfluss die Berechnung der Standardabweichung und des Mittelwertes auf die Endergebnisse hat, kann Abb. 6.1.7 herangezogen werden. Dort werden die Mittelwerte und die Standardabweichungen der Transit Time, der Endenergie und der

Länge der Trajektorie in Balkenform aufgetragen. Während die gepunkteten Balken die Werte angeben, die auf den normalverteilten Fits aus den vorangegangenen Kapiteln beruhen, können anhand der gestreiften Balken die berechneten Mittelwerte und Standardabweichungen abgelesen werden. Dabei ist ein Vergleich zwischen den berechneten Mittelwerten und den Erwartungswerten der Fits möglich, da der Erwartungswert einer Normalverteilung ebenfalls ein Mittelwert ist.

Zu erkennen ist, dass in Abb. 6.1.7c und Abb. 6.1.7d die berechneten Standardabweichungen stets größer sind als die Standardabweichungen, die auf einem Fit beruhen. Dies ist damit zu erklären, dass die Histogramme in Abb. 6.1.5 und Abb. 6.1.6 zwar um ihr Maximum normalverteilt sind, aber an den Rändern stark abflachen. Werden diese abflachenden Werte nun bei der Berechnung beachtet, ergibt sich ein größerer Erwartungswert.
Während bei der Trajektorienlänge und der Endenergie starke Abweichungen zwischen berechneten Standardabweichungen und Standardabweichungen aus den Fits zu erkennen sind, liegen die Werte bei der Transit Time in Abb. 6.1.7b innerhalb eines Unsicherheitsbereichs, sodass die Wahl der Methode die Endergebnisse nicht signifikant zu beeinflussen scheint.
Bei der Standardabweichung der Endenergie in Abb. 6.1.7c sticht insbesondere die Simulation bestehend nur aus Photokathode und Dynode heraus. Denn die berechnete Standardabweichung ist signifikant größer als die Standardabweichung des Fits des Histogramms. Dies kann damit erklärt werden, dass das Histogramm in (6.1.5b) nach unten sehr extrem abflacht. Werden die berechneten Werte zur Auswertung herangezogen, dann muss die Signifikanz des Verbindungsstücks neu interpretiert werden, da durch die Simulation dieser Komponente die Standardabweichung der Endenergie stark vermindert wird. Somit hat das Verbindungsstück einen positiven Einfluss, da eine kleine Standardabweichung bevorzugt wird.
Bei der Betrachtung der Standardabweichung der Trajektorienlänge in Abb. 6.1.7d sind die Standardabweichungen aus der Berechnung zwar deutlich größer als die simulierten Standardabweichungen, allerdings ist das Verhältnis der Ergebnisse untereinander sehr ähnlich. So ist die Standardabweichung der Trajektorienlänge bei der Simulation mit dem hinzugefügten Verbindungsstück am größten und nach dem Hinzufügen der simulierten Spinne am kleinsten. Andererseits ist bei den berechneten Werten der Standardabweichung der Trajektorienlänge eine starke Überschneidung der Unsicherheitsbereiche erkennbar. Dies lässt vermuten, dass die einzelnen simulierten Komponenten nur einen relativ geringen Einfluss auf die Trajektorienlänge haben.
Ähnlich wie bei der Standardabweichung wird auch der Mittelwert in Abb. 6.1.7e, (6.1.7f) und (6.1.7g) größer, wenn er berechnet wird und nicht dem Fit entnommen wird. Eine Ausnahme bilden die Simulationen der Transit Time und der Trajektorienlänge, wenn nur ein System bestehend aus Kathode und Dynode betrachtet wird. Denn dort wird ein kleinerer Mittelwert berechnet, der auf den Verlauf der Graphen in Abb. 6.1.4b und Abb. 6.1.5b zurückgeführt werden kann. Im Vergleich zu den restlichen Graphen in Abb. 6.1.4 und Abb. 6.1.5 verläuft die aufsteigende Flanke der Histogramme nämlich flacher als die abfallende Flanke. Dadurch stimmt der berechnete Mittelwert nicht mit dem Hochpunkt überein, sondern wird kleiner.
Insgesamt kann festgehalten werden, dass insbesondere das Hinzufügen des Verbindungsstücks den Mittelwert der Transit Time stark erhöht, da dieser Wert sowohl bei der Berechnung als auch bei der Bestimmung aus dem Fit stark von den übrigen Mittelwerten der Transit Time abweicht. Alle weiteren Werte liegen sehr nahe beieinander, sodass die Auswertungsmethoden und die genutzten Komponenten innerhalb der Simulation kaum einen Einfluss auf die Mittelwerte haben.
Wird in den nachfolgenden Kapiteln der Mittelwert oder die Standardabweichung von Transit Time, Endenergie oder der Trajektorienlänge benötigt, dann wird auf die berechneten Werte zurückgegriffen, da Simulationsergebnisse nur in der Umgebung des Maximums durch eine

Normalverteilung approximiert werden können.

6.1.7 Fazit

Letztendlich kann mit diesem Kapitel gezeigt werden, dass jedes Bauteil sowohl positive als auch negative Auswirkungen auf die untersuchten Simulationswerte hat.

Während das Verbindungsstück vorrangig verbaut wird, um eine Spannungsversorgung der Photokathode zu ermöglichen, wird durch dieses Bauteil zusätzlich die Sammeleffizienz der Dynode signifikant erhöht.
Andererseits wird durch dieses Bauteil die Standardabweichung der Transit Time merklich erhöht, obwohl ein möglichst kleiner Wert bevorzugt wird. Auch der Erwartungswert der Transit Time wird durch das Verbindungsstück stark erhöht.

Der Einfluss der Frontplatte scheint besonders die Transit Time positiv zu beeinflussen, da die Standardabweichung stark absinkt und somit der negative Effekte des Verbindungsstücks kompensiert wird. Aber auch der Erwartungswert der Transit Time nimmt merklich ab und die Standardabweichung und der Erwartungswert der Trajektorienlänge wird ebenfalls verkleinert. Somit scheint die Flugbahn der Elektronen nach dem Hinzufügen der Frontplatte deutlich linearer und weniger gekrümmt zu sein

In der Simulation scheint die Spinne den geringsten Einfluss auf die Erwartungswerte zu haben, da sich diese Werte bei Hinzufügen dieses Bauteils nur vergleichsweise geringfügig ändern. Einen großen Einfluss hat die Spinne allerdings auf die Standardabweichungen der Endenergie, welche deutlich zunimmt. Darüber hinaus wird durch den Einsatz der Spinne der Teilchenstrahl stärker auf die Mitte der Dynode fokussiert und die Standardabweichung der Trajektorienlänge wird leicht verkleinert.
Bei der Betrachtung der Spinne muss allerdings beachtet werden, dass die Drähte der Spinne in der Simulation aufgrund der Netzbildung vergrößert werden, sodass die Simulationsergebnisse von einem realistischen Photomultiplier abweichen können.

Die wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels werden in der Tabelle (6.1.2) zusammengefasst, um sie übersichtlich vergleichen zu können.

TABELLE 6.1.2: Um die Ergebnisse dieses Kapitels möglichst bündig darzustellen, werden alle berechneten und aus einem Fit generierten Mittelwerte und Standardabweichungen in dieser Tabelle zusammengetragen.

	Kathode+Dynode	+Verbindungsstück	+Frontplatte	+Spinne
Sammeleffizienz [%]	93,62	99,85	99,17	99,16
Transit Time (TT) [ns]				
Erwartungswert aus Fit	$13{,}94 \pm 0{,}03$	$17{,}07 \pm 0{,}06$	$13{,}18 \pm 0{,}01$	$13{,}03 \pm 0{,}02$
Mittelwert berechnet	$13{,}53 \pm 0{,}01$	$17{,}90 \pm 0{,}01$	$13{,}47 \pm 0{,}01$	$13{,}37 \pm 0{,}01$
Standardabweichung aus Fit	$0{,}89 \pm 0{,}05$	$1{,}3 \pm 0{,}1$	$0{,}69 \pm 0{,}02$	$0{,}65 \pm 0{,}05$
Standardabweichung berechnet	$0{,}90 \pm 0{,}03$	$1{,}23 \pm 0{,}04$	$0{,}67 \pm 0{,}02$	$0{,}67 \pm 0{,}02$
Endenergie [eV]				
Erwartungswert aus Fit	$250{,}861 \pm 0.005$	$251{,}055 \pm 0{,}006$	$251{,}084 \pm 0{,}005$	$250{,}92 \pm 0{,}01$
Mittelwert berechnet	$251{,}06 \pm 0{,}01$	$251{,}17 \pm 0{,}01$	$251{,}16 \pm 0{,}01$	$250{,}94 \pm 0{,}01$
Standardabweichung aus Fit	$0{,}476 \pm 0{,}004$	$0{,}515 \pm 0{,}005$	$0{,}452 \pm 0{,}004$	$0{,}99 \pm 0{,}02$
Standardabweichung berechnet	$0{,}88 \pm 0{,}06$	$0{,}63 \pm 0{,}02$	$0{,}50 \pm 0{,}01$	$1{,}18 \pm 0{,}02$
Trajektorienlänge [mm]				
Erwartungswert aus Fit	$50{,}77 \pm 0.05$	$51{,}61 \pm 0{,}05$	$51{,}32 \pm 0{,}04$	$51{,}49 \pm 0{,}03$
Mittelwert berechnet	$49{,}64 \pm 0{,}02$	$53{,}13 \pm 0{,}02$	$52{,}04 \pm 0{,}02$	$52{,}47 \pm 0{,}02$
Standardabweichung aus Fit	$1{,}46 \pm 0{,}03$	$1{,}72 \pm 0{,}07$	$1{,}45 \pm 0{,}04$	$1{,}24 \pm 0{,}03$
Standardabweichung berechnet	$2{,}1 \pm 0{,}1$	$2{,}2 \pm 0{,}1$	$2{,}0 \pm 0{,}1$	$1{,}9 \pm 0{,}1$

6.2 Einfluss der Startposition der Elektronen

Bei der Nutzung eines Photomultipliers kann die Photokathode entweder mit fokussiertem oder diffusem Licht bestrahlt werden. Während bei der Bestrahlung mit diffusem Licht die Elektronen von der gesamten Photokathode ausgesandt werden, ist die Emission der Elektronen bei der Nutzung von fokussiertem Licht auf einen Punkt der Photokathode beschränkt. Da in den vorangegangenen Kapiteln durchgängig Elektronen simuliert werden, die aus einer diffusen Lichtquelle stammen, soll in diesem Kapitel die Auswirkung von fokussiertem Licht untersucht werden. In der Realität werden die Elektronen innerhalb der Kathodenoberfläche abgelenkt, sodass auch bei fokussiertem Licht die Elektronen nicht aus einem Punkt emittieren, sondern aus einer kleinen Fläche auf der Oberfläche. In der Simulation wird allerdings idealisierend angenommen, dass alle Elektronen aus einem Punkt im Zentrum der Photokathode emittiert werden, wie in Abb. 6.2.1a erkennbar ist.

Aus den Balkendiagramme in Abb. 6.2.1g, 6.2.1h und 6.2.1i ist abzulesen, dass die Mittelwerte der Transit Time, der Endenergie und der Trajektorienlänge kaum durch die Wahl des Emissionsprofils beeinflusst werden, wohingegen die Standardabweichung sehr stark von der Wahl des Emissionsprofils abhängt. Denn werden die Elektronen aus der Mitte emittiert, dann sinkt die Standardabweichung stark ab, woraus abgeleitet werden kann, dass bei den

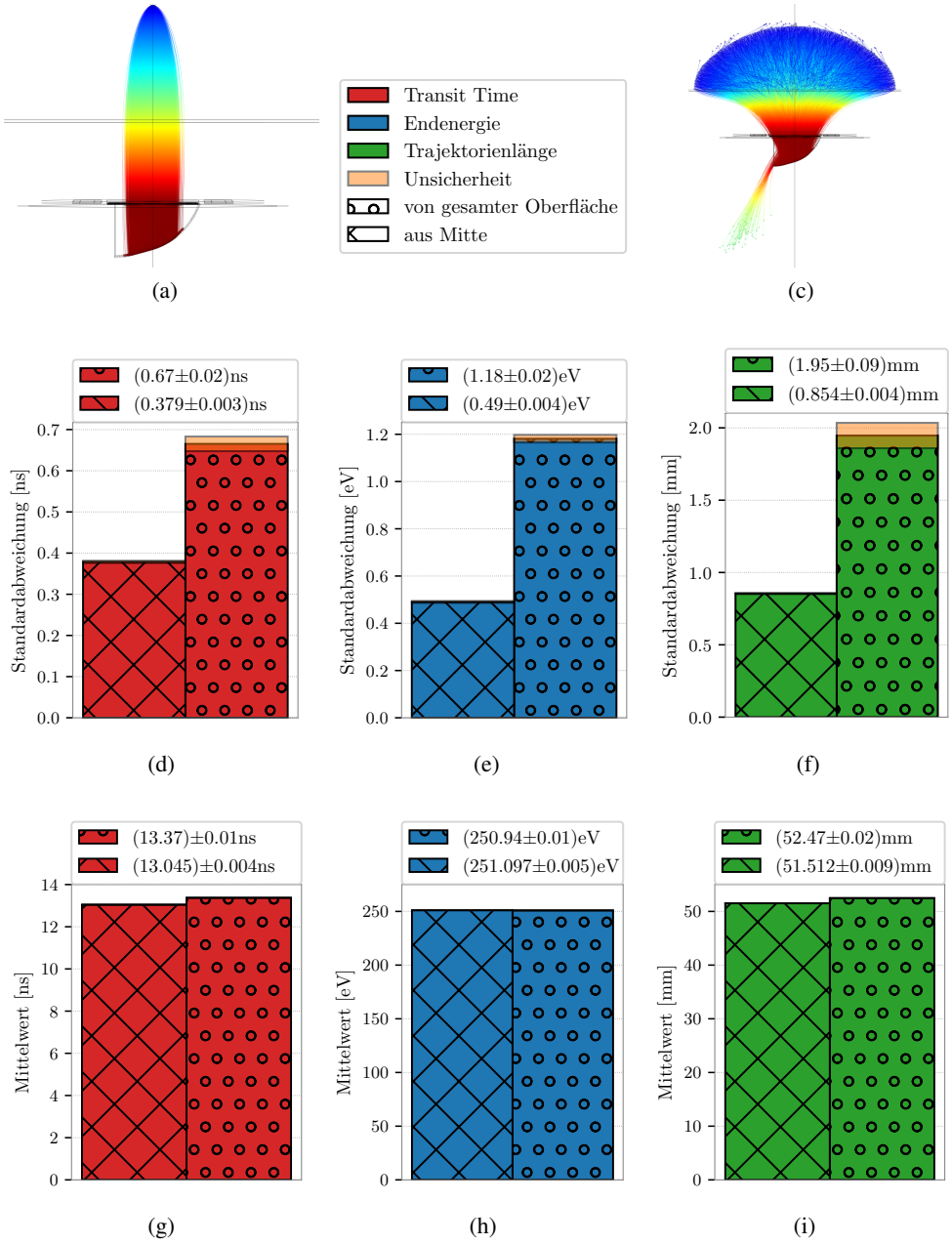
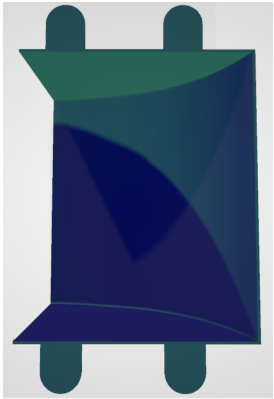


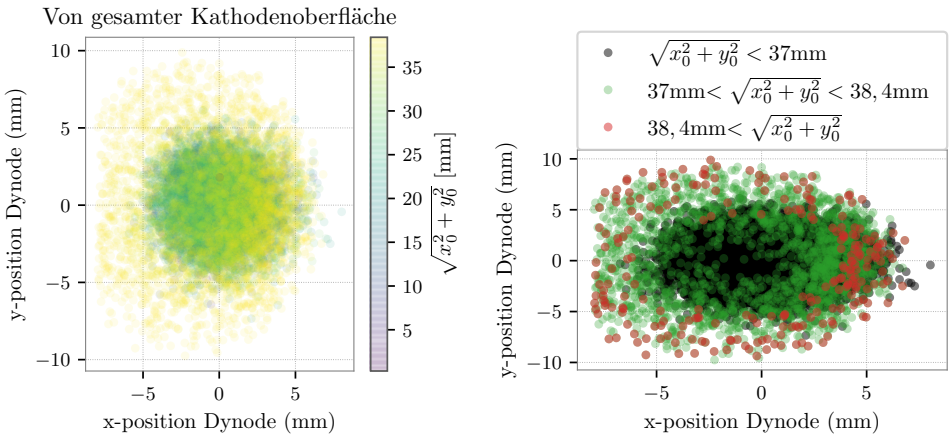
ABBILDUNG 6.2.1: Durch die Balkendiagramme kann gezeigt werden, dass die Startposition der Elektronen einen großen Einfluss auf die Standardabweichung der Transit Time, der Endenergie und der Trajektorienlänge hat. Der Einfluss auf die jeweiligen Mittelwerte ist dabei deutlich geringer. In (a) sind die Trajektorien der Elektronen zu erkennen, wenn der Mittelpunkt der Photokathode als Startposition gewählt wird. In (c) emittieren die Elektronen von der gesamten Kathodenoberfläche.

Elektronen abseits der Mitte eine deutlich höhere Streuung der Werte vorliegt und dadurch die Messgenauigkeit des Photomultipliers beeinträchtigt wird. Die Diskrepanz zwischen den Standardabweichungen der Transit Time von 50 % ist besonders interessant, da diese Werte den TTS beschreiben. Somit hat die Wahl des Emissionsprofils einen großen Einfluss auf den TTS.

Mit den Messergebnissen von realen Photomultipliern deckt sich die Beobachtung, dass diffuses Licht eine große Streuung der simulierten Photomultiplier Eigenschaften hervorruft [11].



(a)



(b) (c)

ABBILDUNG 6.2.2: Die Diagramme in (b) und (c) bilden die Oberfläche der Dynode ab, wenn von oben auf die Dynode geschaut wird. Die Ausrichtung der Dynode entspricht dabei jeweils der Darstellung in (a). Anhand der Farbe der punktförmig dargestellten Elektronen wird der Abstand der Startposition der Elektronen von der Mitte der Kathodenoberfläche angezeigt. Dabei wird nur der Abstand in der x- und der y-Ebene beachtet, nicht in der z-Ebene.

Neben der Standardabweichung und dem Mittelwert kann auch die Sammeleffizienz betrachtet werden, wobei auffällt, dass die Sammeleffizienz bei einer fokussierten Lichteinstrahlung bei $100\,\%$ liegt, da alle Elektronen die Innenfläche der Dynode treffen. Bei diffusem Licht liegt die Sammeleffizienz der Innenfläche der Dynode bei $99{,}16\,\%$.

Die hohe Sammeleffizienz und der Trajektorienverlauf in Abb. 6.2.1a deuten an, dass der Elektronenstrahl deutlich fokussierter ist, wenn die Elektronen nur aus der Mitte der Photokathode emittieren. Unterstützt wird diese Annahme durch Abb. 6.2.2. Dort ist die Position der Elektronen auf der Dynode in Abhängigkeit von ihrer Startposition auf der Photokathode aufgetragen, wobei die Photokathode einen Radius von $38{,}42$ mm besitzt und die Elektronen wie in Abb. 6.2.1c gezeigt von der gesamten Photokathode emittieren. In Abb. 6.2.2b wird farbig hervorgehoben, wie weit die Elektronen bei dem Verlassen der Photokathode von dem

Zentrum der Photokathode entfernt sind. Dabei ist zu beachten, dass bei der Berechnung der Entfernung nur die x- und die y-Ebene betrachtet werden und die Höhe, welche durch die z-Ebene beschrieben wird, keine Beachtung findet. Bereits in Abb. 6.2.1c ist erkennbar, dass Elektronen, die weit entfernt vom Dynodenzentrum auf die Dynodenoberfläche treffen, eine Startposition besitzen, die weit vom Zentrum der Photokathode entfernt liegt.
Noch genauer ist dies in Abb. 6.2.2c sichtbar, welche sich von Abb. 6.2.2b nur dadurch unterscheidet, dass die Entfernung von der Mitte der Photokathode nicht durch eine kontinuierliche Einfärbung angezeigt wird, sondern drei Entfernungsbereiche definiert werden. Während in Schwarz die Elektronen zu erkennen sind, die maximal 37 mm vom Zentrum entfernt liegen, werden in Grün Elektronen dargestellt, die zwischen 37 mm und 38,4 mm vom Zentrum entfernt liegen. Alle weiteren Elektronen sind rot eingefärbt. Insgesamt sind 2,5 % der Elektronen rot, 78,1 % sind grün und 19,4 % sind schwarz eingefärbt.
Deutlich wird, dass die Startposition der Elektronen signifikant die Endposition auf der Dynode beeinflusst: Werden Elektronen in der Umgebung des Zentrums emittiert, dann landen sie mit einer höheren Wahrscheinlichkeit ebenfalls in der Umgebung der Dynodenmitte. Elektronen vom Rand der Photokathode weisen hingegen eine höhere Streuung auf.
Da die Elektronen aus Abb. 6.2.1a nur aus der Mitte der Photokathode emittieren, ist die Streuung der Elektronen stark vermindert und ein Großteil der Elektronen trifft das Zentrum der Dynode.

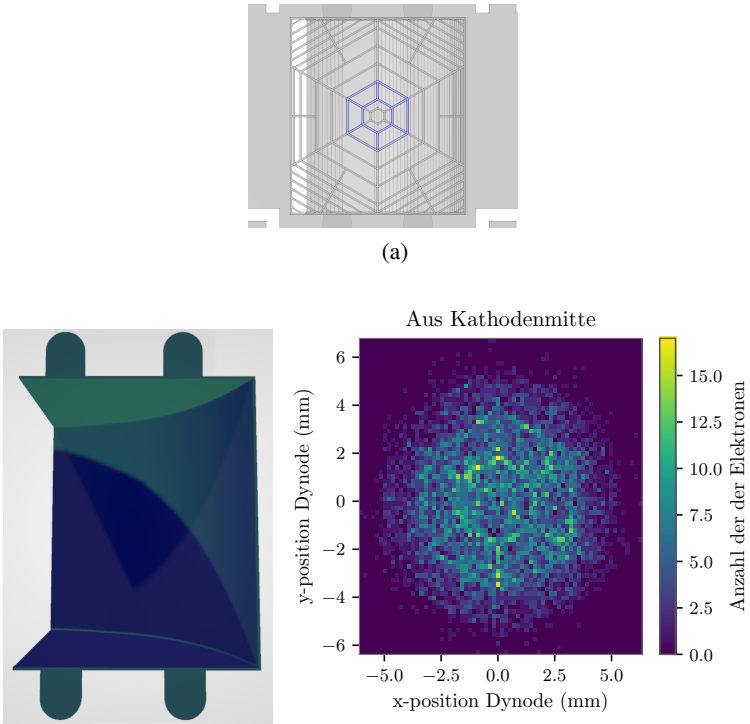


ABBILDUNG 6.2.3: Werden Elektronen nur aus der Kathodenmitte emittiert und die Verteilung dieser Elektronen auf der ersten Dynode in einem Histogramm dargestellt, ergibt sich die Abbildung (c), wobei die Ausrichtung der Dynode der Abbildung (b) entspricht. In dem Histogramm ist der Umriss der Spinne erkennbar, wobei der zu erkennende Teil in (a) blau hervorgehoben wird.

Während in Abb. 6.2.2 die Elektronen von der gesamten Oberfläche der Photokathode emittiert werden, wird in Abb. 6.2.3 nur eine Emittierung aus der Mitte der Kathode simuliert und

die Verteilung der Elektronen auf der Dynode wird in Abb. 6.2.3c durch ein 2D-Histogramm dargestellt. Die Farben geben dabei die Anzahl der Elektronen wieder. Interessanterweise ist ein Abschnitt der Spinne innerhalb des Histogramms erkennbar, wobei dieser Abschnitt in Abb. 6.2.3a blau hervorgehoben wird. Da an den Drähten der Spinne eine Spannung anliegt, werden die Elektronen angezogen und ihr Trajektorie ändert sich. Treffen die Elektronen dann knapp unter der Spinne auf die Dynode, ist die Kontur der Spinne im Histogramm erkennbar. Insgesamt sind nur zwei Ringe der Spinne eindeutig erkennbar. Weiter außen liegende Ringe sind nicht sichtbar, da die Elektronen durch die starke Fokussierung nur die inneren Ringe passieren. Allerdings ist auch der innerste Ring nicht erkennbar, was mit einer zu geringen Auflösung des Histogramms erklärt werden kann. Würden mehr Elektronen simuliert werden und ein feineres Histogramm genutzt werden, dann wäre vermutlich auch der innerste Ring erkennbar.
Die Spinne kann nur erkannt werden, wenn die Elektronen aus der Mitte emittiert werden, nicht wenn sie von der Oberfläche der gesamten Photokathode starten. Denn letzteres resultiert in einer deutlich größeren Streuung der Elektronen, wodurch deutlich weniger Elektronen die einzelnen Abschnitte der Spinne passieren und die Spinne nicht erkannt werden kann. Eventuell ist nach einer Erhöhung der Anzahl der Elektronen die Spinne auch zu erkennen, wenn die Elektronen von der gesamten Oberfläche der Photokathode emittieren.

6.3 Einfluss der Wellenlänge

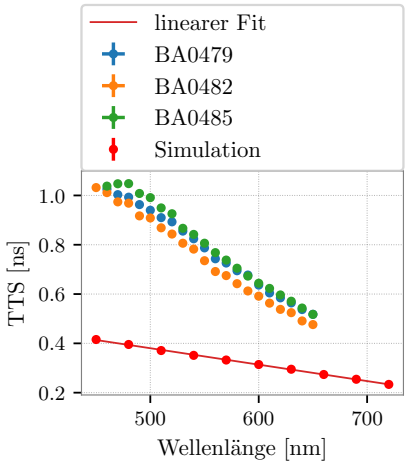
Nachdem der Einfluss der einzelnen Bauelemente und die Auswirkung der Startposition der einzelnen Elektronen auf die Simulationsergebnisse untersucht wurden, soll nun die Abhängigkeit des TTS von der Wellenlänge der Photonen betrachtet werden.
Für einen Vergleich mit Messdaten werden drei Messreihen aus [3] herangezogen, die den TTS in Abhängigkeit der Wellenlänge für eine Punktausleuchtung des Zentrums ($\sim$1 mm) aufzeigen. Diese beruhen auf dem Photomultipliermodel **R12199-01HA**, wobei drei Seriennummern vermessen werden: **BA0479**, **BA0482** und **BA0485**, welche in Abb. 6.3.1a erkennbar sind.
Scheinbar besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Wellenlänge der eintreffenden Photonen und der TTS. Eine Abhängigkeit von der Wellenlänge ist dabei nicht ungewöhnlich, da die Quanteneffizienz und die Startenergie der Photoelektronen ebenfalls von der Wellenlänge der Photonen beeinflusst werden und insbesondere die Startenergie einen direkten Einfluss auf den TTS hat. Um die Abhängigkeit zwischen TTS und Wellenlänge weiter zu untersuchen, wird der TTS für verschiedene Wellenlängen simuliert, wobei die Elektronen nur aus der Mitte der Photokathode emittiert werden. Zur Bestimmung des TTS aus den Simulationswerten wird abermals die Gleichung

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N}(x_i - \overline{x})^2} \tag{6.3.1}$$

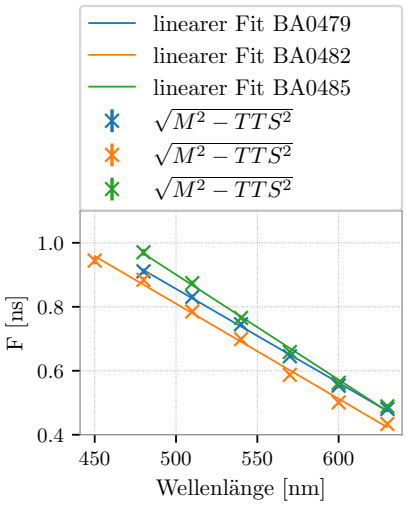
genutzt.

Bedacht werden muss, dass die Simulation nur die erste Dynode beinhaltet, während die Elektronen der Messung den vollständigen Photomultiplier durchlaufen. Durch diese Unterschiede kann die Diskrepanz zwischen dem Verlauf der Messwerte und der Simulationswerte in Abb. 6.3.1a erklärt werden. Problematisch ist das Fehlen der nachfolgenden Dynoden, da die Endposition der Elektronen auf den Dynoden wiederum einen Einfluss auf die weitere Transit Time der Elektronen hat [17].

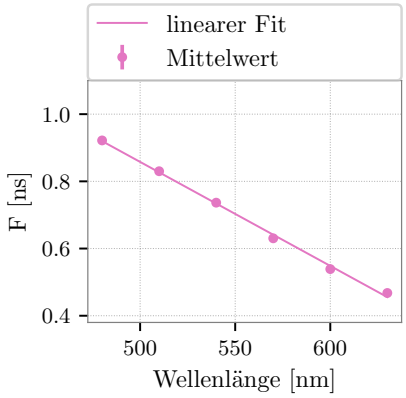
In Abb. 6.3.1a ist einerseits der TTS der Simulationswerte in rot dargestellt und andererseits die Messergebnisse in blau, orange und grün. Dabei weisen alle vier Datensätze einen annähernd linearen Zusammenhang auf und der TTS sinkt mit zunehmender Wellenlänge ab. Allerdings ist der TTS der Simulation deutlich kleiner als der TTS der Messungen, was vermutlich auf die fehlenden Dynoden zurückzuführen ist. Beispielsweise wird durch eine Simulation mit einer Photonenwellenlänge von $460\,\mathrm{nm}$ nur ein TTS von $(0{,}416 \pm 0{,}003)\,\mathrm{ns}$ erhalten, während bei einer Messung mit einem Photomultiplier der Seriennummer BA0482 ein TTS von $(1{,}03 \pm 0{,}01)\,\mathrm{ns}$ gemessen wird. Allerdings nimmt der Abstand zwischen den gemessenen Werten und den simulierten Werten bei steigender Wellenlänge ab, da die Steigung des simulierten Datensatzes mit $(-6{,}67 \pm 0{,}06) \cdot 10^{-4}$ im Betrag geringer ist als die Steigung des gemessene Datensatz des Photomultipliers BA0482, welche $(-29{,}3 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-4}$ beträgt. Somit kann angenommen werden, dass der TTS des simulierten Photomultipliers ab einer Wellenlänge von ungefähr $737\,\mathrm{nm}$ größer ist als der TTS der Messwerte.



(a)



(b)



(c)

ABBILDUNG 6.3.1: Der TTS der Simulation wird in (a) drei Messergebnissen gegenübergestellt, die von drei verschiedenen Photomultiplier Modellen stammen. Da die Messung das gesamte Dynodensystem beinhaltet, die Simulation aber nur die erste Dynode umfasst, wird in (b) der Parameter F bestimmt, der diesen Unterschied ausdrückt. In (c) wird der Mittelwert aller drei Photomultiplier Modelle genommen

Um den Einfluss der nicht simulierten Bauteile des Photomultipliers, insbesondere des fehlenden Dynodensystems zu beschreiben, wird der Parameter **F** eingeführt. Dieser wird im Rahmen Gaußscher Fehlerfortpflanzung als Korrekturfaktor des simulierten Transit Time Spread $\mathrm{TTS_S}$ implementiert, um ein Äquivalent zu dem gemessenen Transit Time Spread $\mathrm{TTS_M}$ zu erhalten:

$$TTS_M = \sqrt{TTS_s(\lambda)^2 + F^2} \tag{6.3.2}$$

Nun können in Gleichung (6.3.2) die Messwerte und die Simulationswerte aus Abb. 6.3.1a eingesetzt werden, um den Parameter F in der Abhängigkeit von der Wellenlänge λ zu bestimmen. Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Abb. 6.3.1b zu erkennen, wobei drei Graphen vorliegen, da die Rechnung für jeden der drei vorliegenden Photomultiplier durchgeführt wird. Der Mittelwert aus diesen drei Graphen ist in Abb. 6.3.1c abgebildet. Gut zu erkennen ist dort, dass auch der Parameter F durch einen linearen Fit mit folgender Form beschrieben werden kann:

$$F = (-3{,}10 \pm 0{,}08) \cdot 10^{-3} \cdot \lambda + (2{,}41 \pm 0{,}02)\,\mathrm{nm} \tag{6.3.3}$$

Dieser Fit kann nun verglichen werden mit dem linearen Fit der Simulationsergebnisse aus Abb. 6.3.1a, welcher folgende Form besitzt:

$$TTS_s = (-6{,}69 \pm 0{,}06) \cdot 10^{-4} \cdot \lambda + (0{,}716 \pm 0{,}006)\,\mathrm{nm} \tag{6.3.4}$$

Da die Simulation nur den Photomultiplier bis zur ersten Dynode beschreibt, kann $\mathrm{TTS_S}$ als TTS der ersten Dynode verstanden werden. F hingegen beschreibt, welchen Einfluss alle nicht in der Simulation beachteten Parameter auf $\mathrm{TTS_M}$ haben. Dazu zählt unter anderem das restliche Dynodensystem, das aus acht zusätzlichen Dynoden besteht. Aber auch der Einfluss der Lichtintensität wird in F beachtet, da diese nicht in der Simulation berücksichtigt wird.

Bei einem Vergleich zwischen $\mathrm{TTS_S}$ und F ist zu erkennen, dass der Parameter F stärker von der Wellenlänge abhängt als $\mathrm{TTS_S}$, denn die Steigung aus Gleichung (6.3.4) ist $(78{,}4 \pm 0{,}6)\,\%$ kleiner als die Steigung aus Gleichung (6.3.3). Dies impliziert, dass auch die Wellenlängenabhängigkeit weniger stark von der ersten Dynode abhängt und stark durch das weitere Dynodensystem bestimmt wird. Es muss allerdings beachtet werden, dass das weitere Dynodensystem aus insgesamt acht Dynoden besteht und die Wellenlängenabhängigkeit von F auf diese zusätzlichen Dynoden aufgeteilt wird. Es kann somit vermutet werden, dass die erste Dynode den größten Einfluss auf die Abhängigkeit von der Wellenlänge hat, wenn sie mit den einzelnen restlichen Dynoden verglichen wird und die restlichen Dynoden nur gemeinsam eine größere Wellenlängenabhängigkeit besitzen als die erste Dynode.
Ähnlich kann auch bei den totalen Zahlen der TTS argumentiert werden, wenn F mit $\mathrm{TTS_S}$ verglichen wird. Denn für den betrachteten Wellenlängenbereich von $450\,\mathrm{nm}$ bis $630\,\mathrm{nm}$ ist F stets größer, als $\mathrm{TTS_S}$. Somit scheint das restliche Dynodensystem einen größeren Einfluss auf $\mathrm{TTS_M}$ zu haben als die erste Dynode. Allerdings ist der Einfluss der ersten Dynode vermutlich erneut am größten, wenn sie mit jeder weiteren Dynode einzeln verglichen wird.
Interessant ist außerdem, dass der Einfluss der ersten Dynode auf $\mathrm{TTS_M}$ mit steigender Wellenlänge zunimmt, da F schneller abfällt als $\mathrm{TTS_S}$.
Der lineare Abfall von $\mathrm{TTS_S}$ und F könnte vermuten lassen, dass der TTS ab einer gewissen Wellenlänge auf null abfällt. Dies ist allerdings stark zu bezweifeln, da dadurch die Transit Time jedes Teilchens identisch wäre. Daher wird angenommen, dass sowohl F als auch $\mathrm{TTS_S}$ für große Wellenlängen nicht mehr linear verlaufen, sondern durch andere Funktionen beschrieben werden, die nicht gegen null streben. Auch für den Verlauf bei kleineren Wellenlängen wird bezweifelt, dass ein linearer Zusammenhang vorliegt, da hierdurch ein unendlich

großer TTS vorliegen würde, der unphysikalisch wäre.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Um die Trajektorien der Elektronen innerhalb eines Photomultipliers besser zu verstehen, wird in COMSOL Multiphysics ein Photomultiplier simuliert, wobei diese Simulation nicht vollständig ist, da der Photomultiplier nur bis zur ersten Dynode simuliert wird. Ausgangspunkt der Arbeit ist die Bachelorarbeit von Fynn Peters [3], der in dieser unter anderem die Wellenlängenabhängigkeit von Licht untersucht hat und dabei einen annähernd linearen Zusammenhang beobachten konnte. Da der Photomultiplier momentan einer Blackbox gleicht und dieser Zusammenhang nicht erklärt werden kann, wird die Simulation in COMSOL erstellt, um das Verhalten der Elektronen innerhalb des Photomultipliersystems besser zu verstehen.
Zunächst wird dazu der Einfluss verschiedener Komponenten des Photomultipliers untersucht. Dazu wird zuerst nur ein Photomultiplier bestehend aus der Photokathode und der ersten Dynode simuliert. Danach wird jeweils das Verbindungsstück, die Frontplatte und die Spinne zu der Simulation hinzugefügt. Durch jedes dieser Teile wird die Gesamtheit aller Trajektorien stärker auf der ersten Dynode fokussiert, sodass die Sammeleffizienz der ersten Dynode ansteigt.
Nach der Untersuchung der Sammeleffizienz wird der Einfluss des Hinzufügens von Verbindungsstück, Frontplatte und Spinne auf die Transit Time, die Endenergie der Elektronen und die Trajektorienlänge untersucht. Dabei wird der Bereich um das Maximum des jeweiligen Histogramms durch eine Normalverteilung beschrieben. Besonders auffällig ist, dass durch das Hinzufügen des Verbindungsstücks der Erwartungswert und die Standardabweichung stark ansteigt. Bei der Endenergie hingegen hat besonders das Hinzufügen der Spinne einen großen Einfluss, da durch sie die Standardabweichung stark ansteigt und gleichzeitig der Erwartungswert stark abfällt. Dies steht im Kontrast zur Trajektorienlänge, da dort die Standardabweichung durch das Hinzufügen der Spinne am kleinsten ist, während die größte Standardabweichung nach der zusätzlichen Simulation des Verbindungsstücks beobachtet wird.
Ein Problem bei der Bestimmung der Standardabweichung und des Erwartungswertes auf Grundlage eines normalverteilten Fits ist, dass nur die Werte im Bereich des Maximums beachtet werden. Um allerdings alle simulierten Werte einzubeziehen, wird der Mittelwert und die Standardabweichung der Transit Time, der Endenergie und der Trajektorienlänge zusätzlich rechnerisch bestimmt. Ein Vergleich zwischen den berechneten Ergebnissen und den Ergebnissen aus einem normalverteilten Fit zeigt, dass die berechneten Werte zwar meist größer sind als die Werte aus der Normalverteilung, allerdings können die Ergebnisse recht ähnlich interpretiert werden, da das Verhältnis der Werte untereinander gleich bleibt. Trotzdem wird in den nachfolgenden Kapiteln mit den berechneten Werten gearbeitet, da in diese mehr Simulationsergbnisse eingehen als in die Werte der Normalverteilung.
In einem nächsten Schritt wird der Einfluss der Startposition auf die Transit Time, die Endenergie und die Trajektorienlänge untersucht. Dabei fällt auf, dass die Mittelwerte relativ unabhängig von der Startposition sind, während die Standardabweichung für alle drei Werte stark von der Entfernung der Startposition vom Mittelpunkt der Photokathode abhängt; denn Teilchen aus der Umgebung des Zentrums besitzen eine geringere Transit Time, Endenergie und Trajektorienlänge.
Zum Abschluss wird Bezug auf die Bachelorarbeit von Fynn Peters [3] genommen, indem

anhand der Simulation die Wellenlängenabhängigkeit des TTS bis zur ersten Dynode untersucht wird und mit den Messergebnissen von Fynn Peters verglichen wird. Sowohl in der Messung als auch in der Simulation kann ein linearer Zusammenhang erkannt werden. Dabei gilt dieser lineare Zusammenhang einerseits für die TTS bis zur ersten Dynode und andererseits auch für das restliche Dynodensystem, das durch den Parameter F beschrieben wird.

Bei der Beurteilung der Simulationsergebnisse dieser Arbeit muss stets beachtet werden, dass nicht der gesamte Photomultiplier simuliert wurde, sondern nur das System bis zur ersten Dynode zugrunde liegt. Desweiteren ist der Import der CAD-Dateien zum Erstellen der Geometrie des Photomultipliers fehlerhaft, da das CAD Import Module nicht verfügbar ist. Somit kann die Simulation einen realen Photomultiplier nur näherungsweise beschreiben.
Um diese Arbeit auszubauen und aussagekräftigere Ergebnisse zu erzielen, sollte demnach vorrangig das CAD Import Module genutzt werden, um einen fehlerfreien Import zu gewährleisten und danach könnte die Simulation vervollständigt werden, um einen vollständigen Photomultiplier untersuchen zu können. Diese beiden Schritte werden momentan im Rahmen einer Masterarbeit verwirklicht und die entstehende Simulation könnte die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sinnvoll erweitern.
Mit einer vollständigen Simulation könnte außerdem die Hypothese untersucht werden, ob das Dynodensystem jenseits der ersten Dynode tatsächlich einen Einfluss auf die Wellenlängenabhängigkeit des TTS hat, wie es durch den Parameter F in dieser Arbeit angedeutet wird. Denn in der vorliegenden Arbeit konnte F nur indirekt über einen Vergleich zwischen Messergebnissen und der Simulation bis zur ersten Dynode bestimmt werden. In einer vollständigen Simulation wäre auch die direkte Bestimmung von F möglich.
Ebenfalls erstrebenswert wäre eine Betrachtung der Pulsarten aus Abschnitt 4.3, da diese in der bisherigen Simulation nicht beachtet werden, obwohl sie bei Messungen regelmäßig auftreten.
Auch eine Erhöhung der simulierte Elektronenzahl wäre sinnvoll, da bislang pro Simulation nur 10000 Teilchen simuliert werden. Eine höhere Teilchenzahl würde die statistische Unsicherheit weiter absenken.

Literatur

[1] Christian Weinheimer Anton Andronic Alfons Khoukaz. *Skript zur Vorlesung Kern- und Teilchenphysik I*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Institut für Kernphysik, 11.10.2020. URL: https://uni-muenster.sciebo.de/s/34y821dI1vX3Svu.

[2] U.F. Katz und Ch. Spiering. „High-energy neutrino astrophysics: Status and perspectives“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 67.3 (2012), S. 651–704. DOI: 10.1016/j.ppnp.2011.12.001. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.ppnp.2011.12.001.

[3] Fynn Peters. *Studien zur Wellenlängenabhängigkeit von Performance-Parametern von Photomultipliern des Typs Hamamatsu R12199-01HA*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2020.

[4] Lew Classen. *The mDOM – a multi-PMT digital optical module for the IceCube-Gen2 neutrino telescope*. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2017.

[5] Robert Ehrlich. *The KATRIN neutrino mass results: An alternative interpretation*. 2021. DOI: 10.48550/ARXIV.2106.00681. URL: https://arxiv.org/abs/2106.00681.

[6] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren*. Springer Berlin Heidelberg, 2016. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6. URL: https://doi.org/10.1007%2F978-3-662-45350-6.

[7] J. R. Christman. *The weak interaction*. 2001. URL: https://web.archive.org/web/20110720004912/http://physnet2.pa.msu.edu/home/modules/pdf_modules/m281.pdf.

[8] IceCube Collaberation. *Quick Facts*. Abrufdatum: 09.08.2022. URL: https://icecube.wisc.edu/about-us/facts/.

[9] IceCube Collaberation. *Gallery*. Abrufdatum: 09.08.2022. URL: https://icecube.wisc.edu/gallery/press/view/133.

[10] Markus Dittmer. *Characterisation of scintillation light induced by radioactive excitation in the mDOM glass pressure vessel*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2020.

[11] Markus Dittmer Private Kommunikation.

[12] M.G. Aartsen u. a. „The IceCube Neutrino Observatory: instrumentation and online systems“. In: *Journal of Instrumentation* 12.03 (2017), P03012–P03012. DOI: 10.1088/1748-0221/12/03/p03012. URL: https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/p03012.

[13] Aya Ishihara. *The IceCube Upgrade – Design and Science Goals*. 2019. DOI: 10.48550/ARXIV.1908.09441. URL: https://arxiv.org/abs/1908.09441.

[14] Deutsche Elektronen-Synchrotron DESY. „IceCube Gen2“. Abrufdatum: 09.08.2022. URL: https://www.icecube-gen2.de/projekt/index_ger.html.

[15] Erik Blaufuss. „The IceCube-Gen2 High Energy Array“. In: Aug. 2016, S. 1146. DOI: 10.22323/1.236.1146.

[16] Martin Antonio Unland Elorrieta. *Studies on dark rates induced by radioactive decays of the multi-PMT digital optical module for future IceCube extensions*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2017.

[17] A. G. Wright. *The Photomultiplier Handbook*. Oxford University Press, 2017. DOI: 10.1093/oso/9780199565092.001.0001. URL: https://doi.org/10.1093%2Foso%2F9780199565092.001.0001.

[18] Flyckt u. a. „PHOTOMULTIPLIER TUBES principles & applications“. In: (Sep. 2002). URL: https://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flyckt_Marmonier.pdf.

[19] ET Enterprises electron tubes. „PMT Selection Guide“. URL: https://et-enterprises.com/support/pmt-selection-guide#step-2-do-you-want-to-detect-at-wavelengths-below-300nm.

[20] Saskia Schmiemann. *Electroweak neutralino annihilation processes in DM@NLO*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2019.

[21] Toshikazu Hakamata u.a. „Photomultiplier Tubes Basics and Applications“. In: (Aug. 2007). URL: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf.

[22] COMSOL Multiphysics. *The Finite Element Method (FEM)*. Erschienen: 2016, Abrufdatum: 09.08.2022. URL: https://www.comsol.de/multiphysics/finite-element-method.

[23] HAMAMATSU. *Photomultiplier Tube R12199*. 2015. URL: http://www.hamamatsu.com.cn/UserFiles/DownFile/Product/R12199_TPMH1356E.pdf.

[24] M.G. Aartsen u. a. „Measurement of South Pole ice transparency with the IceCube LED calibration system“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 711 (2013), S. 73–89. ISSN: 0168-9002. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.01.054. URL: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213001460.

[25] Flyckt u.a. „PHOTOMULTIPLIER TUBES principles & applications“. In: (Sep. 2002). URL: https://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flyckt_Marmonier.pdf.

[26] Eric W. Weisstein. „Sphere Point Picking“. URL: https://mathworld.wolfram.com/SpherePointPicking.html.

[27] J. Behrens u.a. „A pulsed, mono-energetic and angular-selective UV photo-electron source for the commissioning of the KATRIN experiment“. In: *The European Physical Journal C* (2017). DOI: https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4972-9. URL: https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-017-4972-9#citeas.

Plagiatserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über „Nachbau eines Photomultipliers in COMSOL Multiphysics® und Untersuchung der Elektronentrajektorien zwischen Photokathode und erster Dynode“ selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken - auch elektronischen Medien - dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

Unterschrift: _____

Datum: _____

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

Unterschrift: _____

Datum: _____