

LAUBACH KOLLEG DER EKHN

BESONDERE LERNLEISTUNG

ABITUR 2021

HESSEN

Detektion kosmischer Myonen mit
Hilfe des Cherenkov-Effekts in
verschiedenen Medien zur
Konzipierung eines
DIRC-Detektors

Detection of internally reflected Cherenkov light Detektoren

Prüfer

Dr. Hanns Thiemann

vorgelegt von

Rebecca Seip

31. März 2021

Kurzfassung

Die folgende Arbeit wurde im Rahmen einer Besonderen Lernleistung als fünfte Prüfungskomponente für mein Abitur 2021 erstellt. Sie untersucht die Detektion kosmischer Myonen mit Hilfe des Cherenkov-Effekts in einem Teststand für Teilchen-Detektoren. Darüber hinaus werden die Grundlagen der Elementarteilchenphysik behandelt. Das Ziel der Arbeit ist es, ein geeignetes Radiatormaterial für einen DIRC-Detektor zu finden, der für das Super-Charm-Tau-Factory Experiment konzipiert wird. Als Vorlage dient ein DIRC-Detektor, der für das PANDA-Experiment konzipiert wurde. Diese Arbeit wurde an der Justus-Liebig-Universität Gießen im zweiten Physikalischen Institut durch die Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Düren betreut.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	2
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Das Standard Modell der Teilchenphysik	4
2.1.1	Quantenzahlen und Erhaltungsgrößen	9
2.1.2	Zusammengesetzte Teilchen	10
2.1.3	Relativistische Formeln	10
2.2	Teilchenumwandlungen und Zerfälle	13
2.3	Grenzen des Standard Modells	13
2.3.1	Verbotener Zerfall	14
2.3.2	CP-Verletzung	15
2.4	Höhenstrahlung	16
2.5	Nachweis kosmischer Myonen im Labor	18
2.5.1	Szintillation	18
2.5.2	Cherenkov-Effekt	20
2.6	Energieverlust geladener Teilchen in Materie	22
3	Experimenteller Aufbau und Messgeräte	25
3.1	Photomultiplier	25
3.1.1	MCP-PMTs	26
3.1.2	Avalanche Photodiode	26
3.1.3	Silizium-Photomultiplier (SiPMs)	27
3.2	Die Gießen-Cosmic-Station	28
3.2.1	Mini-Gießen-Cosmic-Station	32

3.3	Das Datenanalyse- und Simulationspaket ROOT	34
4	Beschleuniger- und Detektorphysik	35
4.1	Beschleunigerphysik	35
4.1.1	Erzeugung von Teilchen in Teilchenkollisionen	35
4.1.2	Synchrotron und Speicherring	36
4.2	Verschiedene Beschleunigertypen	38
4.3	Teilchendetektoren	39
4.3.1	PANDA	39
4.3.2	Super-Charm-Tau-Factory	41
4.3.3	PANDA und SCTF im Vergleich	43
4.4	DIRC	44
4.4.1	Endcap Disc DIRC	45
5	Cherenkov-Winkel (Formeln)	47
5.1	Verschiedene Materialien	47
5.1.1	Brechungsindizes	48
5.2	Photonenausbeute	49
5.3	Cherenkov-Winkel	49
5.3.1	Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit der kinetischen Energie in un- terschiedlichen Medien	49
5.3.2	Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit der kinetischen Energie bei verschiedenen Wellenlängen am Beispiel von Fused Silica	52
5.3.3	Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit des Impuls in verschiedenen Medien bei unterschiedlichen Wellenlängen	53
5.4	Detektorauflösung	56
5.5	Auswertung	58
6	Messungen und Datenanalyse	60
6.1	Analyseprogramm	60
6.1.1	Daten	60
6.1.2	Histogramme fitten	62
6.1.3	Programm	63

6.2	Laufzeit elektrischer Signale	64
6.3	Koinzidenzmessungen	68
6.4	Zeitdifferenz	69
6.4.1	Myonengeschwindigkeit	69
6.4.2	Untergrund	72
6.4.3	Zeitdifferenzen in verschiedenen Materialien	74
6.5	Photonenausbeute	79
6.6	Photonen pro Myon	83
7	Zusammenfassung und Ausblick	86
7.1	Fazit zu den Messungen	86
7.2	Ausblick	87
7.3	Unterstützungsleistungen	87
	Danksagung	89
8	Anhang	91
8.1	Analyseprogramm	91
8.2	Genauere Angaben zu Teilchen	107
8.2.1	Leptonen	107
8.2.2	Quarks	107
8.2.3	Bosonen	108
8.2.4	Zerfallskanäle	109
8.2.5	Hadronen	110
8.2.6	Feynman-Diagramme	111
	Abkürzungsverzeichnis	113
	Abbildungsverzeichnis	115
	Tabellenverzeichnis	118
	Literaturverzeichnis	120
	Stichwortverzeichnis	124

INHALTSVERZEICHNIS

1

Selbstständigkeitserklärung

125

Kapitel 1

Einführung

Teilchenphysik ist ein sehr vielversprechendes und noch vergleichsweise junges Forschungsgebiet in der Physik und es zählt darüber hinaus zu einem der grundlegendsten Forschungsgebiete, die man betreiben kann. Es gibt noch eine Reihe offener Fragen, die beantwortet werden müssen, um die Welt bzw. das Universum, in dem wir leben, besser zu verstehen. Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit den kleinsten Bestandteilen von Materie. Um Forschung im Bereich der Teilchenphysik zu betreiben, sind meist große Beschleuniger- und Detektoranlagen nötig. Mittlerweile gibt es viele Großexperimente, die über die ganze Welt verteilt sind. Eines dieser Großexperimente ist beispielsweise das PANDA-Experiment (AntiProton ANnihilations at Darmstadt) in Darmstadt, das im Laufe der Arbeit noch etwas tiefer behandelt wird. Ein weiteres Großexperiment ist die Super-Charm-Tau-Factory (SCTF), die sich momentan noch in der Planung befindet. Dieser Detektor soll in Russland (Novosibirsk) am Budker-Institut für Kernphysik aufgebaut werden. Auch dieser Detektor wird in der Arbeit noch näher behandelt. Neben diesen Beispielen gibt es auch noch viele weitere Forschungseinrichtungen wie etwa das CERN in Genf oder DESY in Hamburg und Zeuthen, die weltweit auch sehr bekannt sind. Die Themen und Inhalte meiner Arbeit sind im Fachgebiet Physik rund um Teilchen-/Hadronen- und Detektorphysik angesiedelt und werden im Folgenden erläutert.

Diese Arbeit wurde durch Mitarbeiter des zweiten Physikalischen Instituts an der Justus-Liebig-Universität Gießen in der Arbeitsgruppe¹ von Prof. Dr. Michael Düren betreut. Die Arbeitsgruppe forscht im Bereich der Elementarteilchenphysik und damit verbunden auch im Bereich der Detektorphysik, speziell Cherenkov-Detektoren und am Upgrade des ATLAS-Detektors am CERN. Ziel der vorgelegten Arbeit ist es, herauszufinden, welches Radiatormaterial sich für einen DIRC²-Detektor für die Super-Charm-Tau-Factory am besten eignet. Die betrachteten Materialien sind dabei Quarzglas, Plexiglas und Aerogel. Als Vorbild für den DIRC-Detektor soll der Endcap Disc DIRC Detektor dienen, der für das PANDA-Experiment konzipiert wurde. Der DIRC-Detektor für die SCTF soll eine höhere Auflösung haben und somit muss der Endcap Disc DIRC Detektor für die SCTF modifiziert werden.

¹<https://www.uni-giessen.de/fbz/fb07/fachgebiete/physik/institute/iipi/arbeitsgruppen/ag-dueren>

²Detection of internally reflected Cherenkov light

Um herauszufinden, welches Radiormaterial am besten geeignet ist, wird die Detektorauflösung bei verschiedenen Materialien zunächst anhand von Formeln analytisch betrachtet oder hergeleitet. Diese Rechnungen werden anschließend durch die Analyse von Messdaten untermauert. Die Daten stammen fast gänzlich von der Gießen-Cosmic-Station (GCS), diese ist ein Teststand für Teilchendetektoren, mit dem man anhand von kosmischer Strahlung Teilchendetektoren testen und eine Rekonstruktion der Spuren sogenannter Myonen als Bestandteil der kosmischen Strahlung vornehmen kann. Die Gießen-Cosmic-Station befindet sich in einem abgedunkelten Reinraumlabor knapp unter dem Dach des Physikgebäudes der JLU. Die Daten werden zur Analyse mittels eines eigens geschriebenen Programms analysiert. Dafür wird ein in der Teilchenphysik gängiges Analyse-Framework verwendet. Aufgrund der Pandemielage konnte ich nicht alle Daten, wie eigentlich geplant, selbst nehmen. Daher wurden mir die entsprechenden Daten zur Verfügung gestellt. Einen Teil der Daten konnte ich allerdings noch selbst erfassen, dies wird an gegebener Stelle erwähnt.

Im zweiten Kapitel werden zunächst alle theoretischen Grundlagen behandelt. Anschließend werden die verwendeten Messinstrumente und Analyseprogramme im dritten Kapitel beleuchtet. Im darauffolgenden Kapitel werden Teilchendetektoren, speziell DIRC-Detektoren betrachtet. Die folgenden zwei Kapitel behandeln die Betrachtung der verschiedenen Radiormaterialien anhand von Formeln und Messungen. Im letzten Kapitel erfolgt eine abschließende Betrachtung der Ergebnisse sowie ein Ausblick. Im Anhang können sämtliche Verzeichnisse eingesehen werden, darunter auch ein ausführliches Abkürzungsverzeichnis sowie der Index. Der Analysecode, mit dem die Messdaten ausgewertet wurden, ist ebenfalls im Anhang zu finden.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Das Standard Modell der Teilchenphysik

Ende des 19. Jahrhunderts ging die Wissenschaft davon aus, dass die Physik in ihren Wesenszügen vollkommen erforscht sei. Man müsse lediglich noch ein paar genauere Messungen machen oder Kleinigkeiten erklären, aber die großen Dinge seien geklärt. Um die Jahrhundertwende zwischen dem 19. und 20. Jahrhundert kam es zu einigen weltbewegenden Entdeckungen, die die Physik aus ihrem vermeintlichen Stillstand holten. Im 20. Jahrhundert wurde neben den Relativitätstheorien von Albert Einstein auch die Quantentheorie bzw. die Quantenmechanik entwickelt, an deren Entwicklung neben Einstein auch andere namhafte Physiker wie zum Beispiel Niels Bohr, Werner Heisenberg und viele andere, deren Name nun nicht alle genannt werden können, beteiligt waren. Neben diesen beiden großen Theorien wurden auch andere Theorien wie z.B. die Stringtheorie entwickelt. Warum es nicht eine ganzheitliche Theorie gibt, wird in dieser Arbeit an einer anderen Stelle erläutert (siehe Abs.2.2).

Im Zuge vieler Experimente wurden immer mehr Teilchen und Elementarteilchen entdeckt. Das erste entdeckte Teilchen war das Elektron, welches 1897 von Joseph John Thomson entdeckt wurde. In den folgenden Jahrzehnten wurden immer mehr Teilchen nachgewiesen und so entstand schließlich das Standard Modell der Teilchenphysik. ([24], Kapitel 4)

In der Grafik (2.3) sind alle Teilchen dargestellt, die als unteilbar gelten. Es handelt sich also um Elementarteilchen ohne weitere Substrukturen. Insgesamt gibt es zwölf Materieteilchen, die auch Fermionen genannt werden, und fünf bisher nachgewiesene Bosonen, die Kräfte zwischen den Fermionen vermitteln. Die Fermionen sind in zwei Gruppen eingeteilt. Zum einen gibt es die Quarks¹ (2.1), aus denen unter anderem Protonen und Neutronen aufgebaut sind, und zum anderen Leptonen² (2.2) wie z.B. das Elektron, welches auch ein zentraler Bestandteil der Materie ist. Insgesamt gibt es sechs verschiedene sogenannte Quark-Flavours: Up, Down, Charm, Strange, Top und Bottom³. Die Quarks

¹siehe 8.2 für genauere Angaben

²siehe 8.1 für genauere Angaben

³auch Beauty genannt

sind in drei Generationen aufgeteilt (entsprechen den Spalten in 2.1).

$$\begin{pmatrix} u & c & t \\ d & s & b \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Die uns umgebende Materie ist fast ausschließlich aus Up- und Down-Quarks der ersten Generation aufgebaut, da diese die leichtesten sind und sich schwere Quarks wie z.B. t in leichtere Quarks umwandeln. Das Up-Quark und das Down-Quark sind die leichtesten Quarks und somit stabil. In jeder Generation gibt es ein Quark mit der elektrischen Ladung $+\frac{2}{3}$ (Zeile 1 in 2.1) und eines mit einer Ladung von $-\frac{1}{3}$ (Zeile 2 in 2.1).

Außer den 6 Quarks gibt es noch 6 Leptonen: drei geladene Leptonen (e^- , μ^- , τ^-) und drei neutrale Leptonen (ν_e , ν_μ , ν_τ). Die geladenen Leptonen haben die elektrische Ladung -1. Bei den ungeladenen Leptonen handelt es sich um die Neutrinos, die jeweils einem geladenen Lepton zugeordnet sind. Jedes Paar aus einem geladenen und einem ungeladenen Lepton nennt man auch Leptonenfamilie.

$$\begin{pmatrix} e^- & \mu^- & \tau^- \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Die Bosonen sind ebenfalls in zwei Gruppen aufgeteilt: die Eichbosonen und das Higgs-Boson. Die Eichbosonen oder auch Kraftteilchen bzw. Botenteilchen sind für die fundamentalen Kräfte zwischen den Elementarteilchen verantwortlich. Insgesamt gibt es vier fundamentale Wechselwirkungen zwischen Teilchen. Diesen wird jeweils ein Austauschteilchen (Boson (Tab.8.4, 8.3)) zugeordnet.

Das Photon γ ist für die elektromagnetische Wechselwirkung zuständig, also für die Anziehung bzw. Abstoßung von Ladungen, die unter anderem für den Zusammenhalt von Atomen sorgen. Da Photonen masselos sind, hat die elektromagnetische Wechselwirkung eine unendliche Reichweite. Außerdem bewegen sie sich, da sie keine Masse haben, mit Lichtgeschwindigkeit (also maximaler Geschwindigkeit) fort. Quarks und geladene Leptonen können über sie wechselwirken.

Das Gluon⁴ g ist das Botenteilchen der starken Wechselwirkung. Diese sorgt für den Zusammenhalt der Quarks im Atomkern, genauer in den aus Quarks zusammengesetzten Hadronen (Neutronen und Protonen). Quarks sind dabei die einzigen Teilchen, die über die starke Wechselwirkung wechselwirken und somit eine Farbladung (rot, blau, grün, anti-rot, anti-blau, anti-grün) tragen. Quarks können nur in gebundenen Zuständen auftreten, in denen sich die Farbladungen zu *weiß* addieren. Es können z.B. zwei Quarks der Farben Rot und Antirrot (Cyan) zu einem Meson gebunden sein. Bei einem Proton

⁴von engl. glue : Kleber

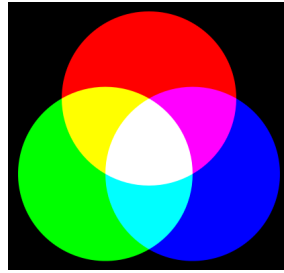


Abbildung 2.1: Illustration von Mischzuständen der Farbladung [3]

können die drei Quarks z.B. die Farben Rot, Blau und Grün tragen, die sich dann zu weiß addieren. Aus der Abbildung 2.1 kann man mögliche Mischzustände ablesen. Der Begriff der Farbladung ist oftmals etwas irreführend, da diese Form der Ladung nicht mit den Farben, wie wir sie kennen, zu tun hat. Die Bezeichnung der Farbe ist lediglich eine Bezeichnung, die man sich für diese drei Ladungszustände ausgedacht hat, da die Farbanalogie im Bezug auf die Mischzustände anschaulich ist. Genauer handelt es sich auch um Farbladungsvektoren, die sich durch Addition zu Null addieren. ([17] Kapitel 8; [25] S.33f.) Auch Gluonen sind masselos⁵, sie können allerdings untereinander wechselwirken, weshalb sie eine mittlere Reichweite von 10^{-15} m haben. Gluonen tragen ebenfalls eine Farbe bzw. die Mischung von zwei oder drei Farben, deshalb gibt es 8 verschiedene Gluonen.

Die W- und Z-Teilchen sind die Botenteilchen der schwachen Wechselwirkung. Diese ist z.B. für die Umwandlung von Atomkernen mit einem radioaktiven Zerfall (β - Zerfall) verantwortlich. Die schwache Wechselwirkung hat aufgrund der großen Masse ihrer Austauschbosonen eine vergleichsweise geringe mittlere Reichweite von etwa 10^{-18} m. Innerhalb der schwachen Wechselwirkung gibt es Wechselwirkungen über geladene Ströme, durch das $W^{+/-}$ - Boson, und neutrale Ströme, über das Z^0 - Boson. Neutrinos können nur über die schwache Wechselwirkung wechselwirken, aber auch Quarks und geladene Leptonen können dies.

Für die Gravitation konnte bisher noch kein Boson nachgewiesen werden, da die Gravitation, im Vergleich zu den Anderen, die schwächste Kraft ist und auf subatomarer Ebene vernachlässigbar ist. Nach dem Graviton wird noch gesucht, deshalb ist es noch hypothetisch. In der Tabelle 2.1 sind die vier fundamentalen Kräfte im Vergleich zueinander aufgelistet.

Das letzte Teilchen, das nachgewiesen wurde, war das Higgs-Boson, welches in Konsequenz des Broud-Englert-Higgs-Feldes⁶ im Rahmen einer Theorie zum Higgs-Mechanismus schon in den 1960er-Jahren von Peter Higgs postuliert wurde und bei seinem Nachweis im Jahr 2012 zu allgemeiner Begeisterung in der Welt der Physik sorgte. Dieses Boson gehört nicht zu den Eichbosonen, da es ein skalares Boson und somit nicht gerichtet ist. Das Higgs-Boson wechselwirkt mit Teilchen und verleiht ihnen so ihre Masse.

Analog zu allen Teilchen gibt es auch jeweils ein Antiteilchen, wobei Teilchen auch iden-

⁵das heißt, ihr Ruhemasse beträgt Null, dies ist in der Relativitätstheorie möglich, wenn sie sich mit $v = c$ fortbewegen

⁶eine genauere Beschreibung würde die Arbeit sprengen, ist aber in ([25] S.33f.; [33] S.195ff.) nachzulesen

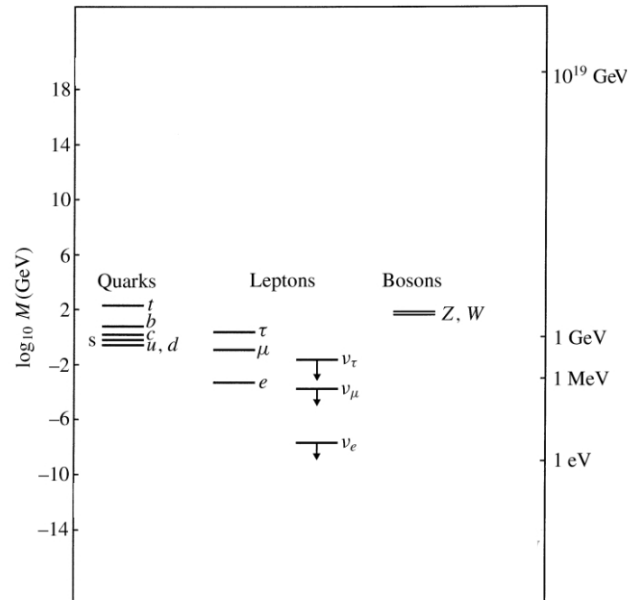


Abbildung 2.2: Massen der Elementarteilchen ([32] verändert)

	Gravitation	schwache Wechselwirkung	elektromagnetische Wechselwirkung	starke Wechselwirkung
wirkt auf	Masse-Energie	Flavour	elektrische Ladung	Farbladung
betroffene Teilchen	alle	Quarks, Leptonen	geladene Teilchen	Quarks, Gluonen
relative Stärke	$\approx 10^{-40}$	10^{-5}	10^{-2}	1

Tab. 2.1: vier Grundkräfte ([25] S.31)

tisch zu ihren Antiteilchen sein können. Diese Teilchen nennt man Majorana-Teilchen⁷. Generell werden Antiteilchen durch einen Querbalken (z.B. \bar{u}) gekennzeichnet, bei den geladenen Leptonen wird allerdings das Minus durch ein Plus ersetzt (z.B. e^+). In der Grafik 2.3 sind alle zuvor genannten Teilchen sowie die Wechselwirkungen dargestellt. ([17] Kapitel 1) In Grafik 2.2 sind die Massen der Elementarteilchen im Vergleich zueinander zu sehen.

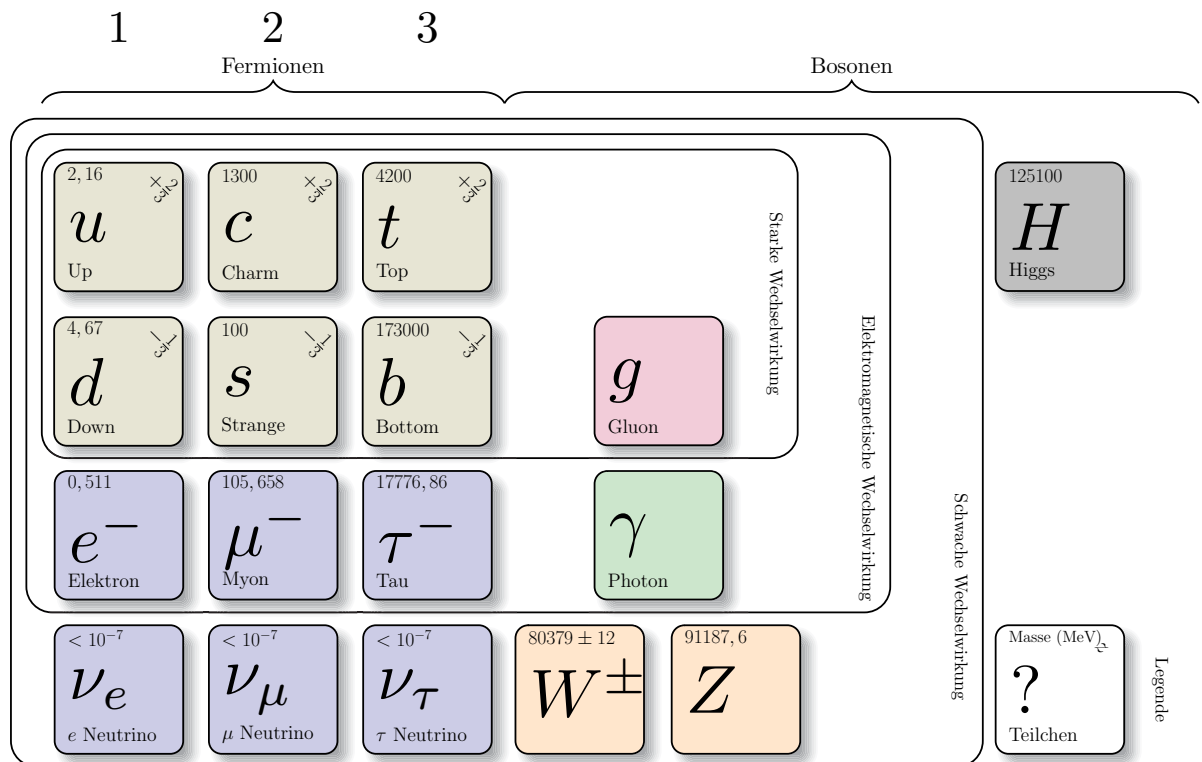


Abbildung 2.3: Teilchen und Wechselwirkungen des Standard Modells

Im Standard Modell der Teilchenphysik sind alle Kräfte erklärt, die durch eine Quantenfeldtheorie beschrieben werden. Das sind die elektromagnetische Kraft sowie die schwache und starke Kernkraft. Mathematisch betrachtet ist das Standard Modell eine Eichquantenfeldtheorie (Quantenfeldtheorie mit Symmetrieeigenschaften). Kräfte und Wechselwirkungen werden durch Kraftfelder dargestellt und beschrieben, dabei sind die Feldquanten die Austauschteilchen, also Bosonen. ([25], S.27 f.)

⁷Neutrinos sind beispielsweise solche Teilchen

2.1.1 Quantenzahlen und Erhaltungsgrößen

Teilchen werden in der Physik durch verschiedene Größen beschrieben, die unveränderbar für jedes Teilchen als solches sind. Sie geben die Rahmenbedingungen für alle Teilchenzerfälle vor. Manche dieser Größen sind universell erhalten, das heißt, dass sie Erhaltungsgrößen innerhalb der starken, der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung sind. Die Energie ist eine solche Erhaltungsgröße und somit auch die Masse eines Teilchens. Der Impuls und der Drehimpuls (auch Eigendrehimpuls oder Spin genannt) sind ebenso Erhaltungsgrößen genauso wie die elektrische Ladung, die aussagt, ob ein Teilchen an der elektromagnetischen Wechselwirkung teilnehmen kann oder nicht. Fermionen haben einen halbzahligen Spin und Vektorbosonen⁸ einen Spin von 1. Lediglich das Higgs-Boson, welches ein skalares Boson ist, hat den Spin Null. Eine weitere Erhaltungsgröße ist die Leptonenzahl. Die Leptonenzahl hat für jedes Lepton den Wert 1, für jedes Antilepton den Wert -1 und für alle anderen Teilchen Null. Außerdem gibt es noch eine Leptonenfamilienzahl für jede Leptonenfamilie: L_e , L_μ und L_τ . Hier ein Beispiel anhand eines Myonen-Zerfalls:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \tag{2.3}$$

$$L_\mu \rightarrow L_e + L_e + L_\mu \tag{2.4}$$

$$1 \rightarrow 1 + (-1) + 1 \tag{2.5}$$

Die Leptonenzahl 1 bleibt erhalten. Auch die Baryonenzahl ist eine Erhaltungsgröße. Sie hat für jedes Quark den Wert $\frac{1}{3}$ und für jedes Antiquark den Wert $-\frac{1}{3}$.

Das Quarkflavour ist innerhalb der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße. Innerhalb der schwachen Wechselwirkung wird die Flavourerhaltung verletzt. Im unten befindlichen Feynman-Diagramm (2.4) ist ein solcher Zerfall zu sehen. Es handelt sich bei diesem Beispiel⁹ um einen Kaon-Zerfall, der über einen geladenen Strom der schwachen Wechselwirkung stattfindet und das Quarkflavour ändert. An diese Größe gekoppelt ist auch die Strangeness innerhalb der schwachen Wechselwirkung verletzt. Die Strangeness eines Teilchens sagt aus, wie viele Strange-Quarks das Teilchen enthält (siehe auch hier als Beispiel den Kaon-Zerfall).

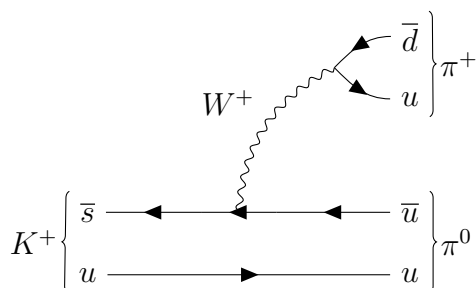


Abbildung 2.4: Kaon-Zerfall

⁸Eichbosonen

⁹siehe 8.2.6 für Erklärung von Feynman-Diagrammen und 2.2 zur Erklärung von Zerfällen

Außerdem ist jedem Teilchen ein Wert für die Parität (Raumspiegelung/Punktspiegelung) zugeordnet. Für Teilchen hat die Parität den Wert 1 und für Antiteilchen den Wert -1. Die Parität ist innerhalb der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße. In Prozessen der schwachen Wechselwirkung ist die P-Invarianz verletzt (siehe Abs.2.3.2). Auch die Ladungskonjugations-Erhaltung ist innerhalb der schwachen Wechselwirkung verletzt (für Genaueres siehe Abs.2.3.2).

2.1.2 Zusammengesetzte Teilchen

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Quarks können eine Reihe von gebundenen Teilchen bilden, diese werden Hadronen genannt. Es gibt unter den Hadronen zwei Untergruppen die Mesonen und Baryonen, die aus Quarks bestehen, und von Gluonen zusammengehalten werden. Mesonen bestehen aus zwei Quarks. Dabei handelt es sich immer um ein Quark und ein Antiquark. Mesonen haben den Spin 1 oder 0 und gehören somit zur Teilchenklasse der Bosonen. Die Teilchenklasse der Baryonen hat den Spin $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{2}$, da sie aus drei Quarks bestehen. Somit gehören Baryonen zu den Fermionen. Zu den Baryonen zählen auch die Nukleonen (Proton und Neutron), die den Nukleus (Atomkern) bilden. Neben den Mesonen und Baryonen gibt es auch die exotischen Hadronen wie Tetraquarks, Pentaquarks, Hexaquarks oder Heptaquarks, welche aus vier, fünf, sechs oder sieben Quarks bestehen. Tetraquarks gehören zur Teilchenklasse der Mesonen. Penta-, Hexa- und Heptaquarks hingegen gehören zu den Baryonen. Diese exotischen Hadronen wurden teilweise bereits am CERN nachgewiesen. Ein weiterer Teil der exotischen Materie sind Glueballs, sie wurden bisher noch nicht nachgewiesen und bestehen, wie man vermutet, nur aus Gluonen¹⁰. Bei Mesonen unterscheidet man außerdem noch zwischen pseudoskalaren und Vektormesonen. Pseudoskalare Mesonen haben einen Spin von Null und Vektormesonen einen Spin von 1 ([17] S.201). Es gibt eine Reihe an Mesonen und Baryonen, auf die im Folgenden nicht einzeln eingegangen wird. Oft werden die Eigenschaften von Mesonen und Baryonen in sogenannten Baryon- und Mesonmultiplets dargestellt. Exemplarisch ist in Abbildung 2.5 ein Mesonen-Nonett dargestellt. Genauere Angaben zu Baryonen sind im Anhang einzusehen (Abb.8.1 , Abb.8.2).([24] Kapitel 4.3)

2.1.3 Relativistische Formeln

In der Teilchenphysik rechnet man meist mit relativistischen Formeln, das heißt, dass man die Relativitätstheorie bei Berechnungen beachten muss. Die Herleitungen der einzelnen Formeln würden den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Es muss immer dann relativistisch gerechnet werden, wenn die Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit sind. Essenziell ist dabei die berühmte Formel:

$$E = m \cdot c^2 \quad (2.6)$$

¹⁰diese können untereinander wechselwirken, da sie verschiedene Farbladungen tragen

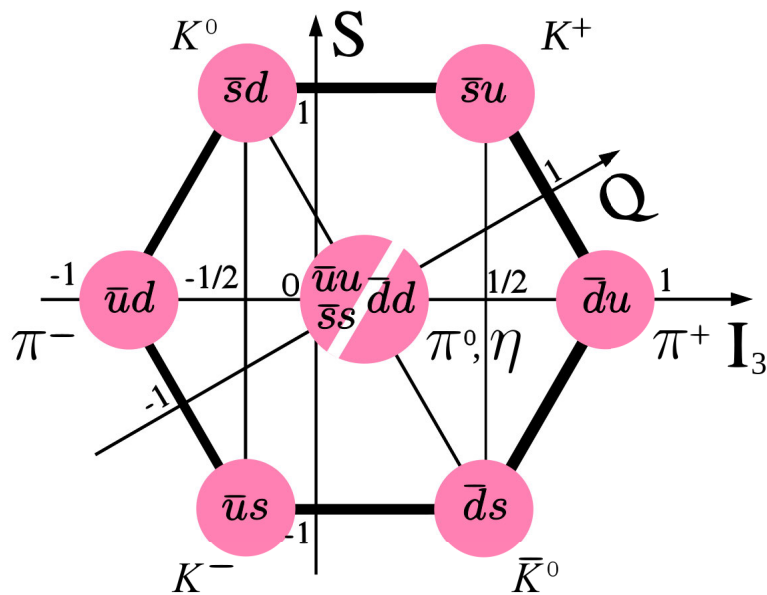


Abbildung 2.5: Meson-Nonett, zeigt Mesonen in ihrer Zusammensetzung, außerdem kann man auch die Strangeness (S), die Ladung (Q) und den Kernspin (I) der einzelnen Mesonen ablesen[7]

c ist die Lichtgeschwindigkeit in Vakuum und m die dynamische Masse eines Teilchens, das sich mit einer Geschwindigkeit v bewegt. Diese Masse ergibt sich aus der Multiplikation der Ruhemasse m_0 eines Teilchens mit dem sogenannten Lorentzfaktor γ .

$$m = \gamma \cdot m_0 \tag{2.7}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{2.8}$$

β ist die Geschwindigkeit des Teilchens geteilt durch c , also die auf c normierte Teilchengeschwindigkeit. Es ergibt sich für die Gesamtenergie eines Teilchens nun die Formel:

$$E = \gamma \cdot m_0 \cdot c^2 \tag{2.9}$$

Auch die Formel für den Impuls muss somit mit dem Lorentzfaktor multipliziert werden:

$$p = m_0 \cdot \gamma v \tag{2.10}$$

Eine weitere wichtige Formel¹¹ für die Gesamtenergie ist ([25]Kapitel 3):

$$E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^4} \tag{2.11}$$

¹¹für eine Herleitung siehe [25]S.45ff

Im Folgenden wird eine weitere für die vorliegende Arbeit wichtige Formel hergeleitet. Gesucht ist eine Formel für β in Abhängigkeit der Energie und des Impulses¹².

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (2.12)$$

Diese Formel kann man nun in Formel 2.8 einsetzen.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.13)$$

Aus Formel 2.9 folgt für γ

$$\gamma = \frac{E}{m_0}. \quad (2.14)$$

Nun setzt man die Gleichungen 2.13 und 2.14 gleich:

$$\frac{E}{m_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.15)$$

durch Einsetzen der Formel 2.11 erhält man nun

$$\frac{\sqrt{m_0^2 + p^2}}{m_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (2.16)$$

Mit Hilfe von Termumformungen kommt man zur Gleichung

$$\beta^2 = 1 - \frac{m_0^2}{m_0^2 + p^2} \quad (2.17)$$

und schließlich durch weitere Umformungen

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{m_0^2 + p^2}}. \quad (2.18)$$

Nun kann man Formel 2.11 für den Term im Nenner einsetzen und kommt so zur Formel:

$$\beta = \frac{p}{E} \quad (2.19)$$

¹²c wurde bei der Herleitung gleich 1 gesetzt, wie es in der Relativistik üblich ist ([25]S.45ff), bei vielen Berechnungen sollte es allerdings trotzdem beachtet werden

2.2 Teilchenumwandlungen und Zerfälle

Nicht alle Teilchen des Standard Modells sind stabil. Die schweren Teilchen wandeln in Leichtere um. Lediglich die leichtesten Teilchen (e^- , u , d) sind stabil. Deshalb besteht auch nahezu Alles aus diesen stabilen Teilchen. Neutrinos zerfallen nicht, wie die anderen Teilchen in das leichteste ihrer Generation, wobei auch zu beachten ist, dass die Neutrinomasse bisher noch nicht wirklich exakt bestimmt werden konnte¹³. Neutrinos wandeln sich ineinander um, diesen Vorgang nennt man Neutrinooszillation. Wechselwirkungen zwischen Teilchen sowie Teilchenzerfälle werden oft durch Feynman-Diagramme¹⁴ dargestellt. Diese werden auch im Verlauf der Arbeit verwendet, um Zerfälle zu illustrieren. Die Zeitachse der Feynman-Diagramme verläuft horizontal. Im Wesentlichen unterscheidet man zwischen drei verschiedenen Unterarten von Zerfällen: hadronisch, leptonisch und semileptonisch. Bei hadronischen Zerfällen sind die Zerfallsprodukte ausschließlich Hadronen. Bei leptonischen Zerfällen sind die Zerfallsprodukte ausschließlich Leptonen und bei einem semileptonischen Zerfall sind die Zerfallsprodukte zum Teil Leptonen und zum Teil Hadronen. Für jedes instabile Teilchen gibt es mehrere sogenannte Zerfallskanäle, also verschiedene Endprodukte, in die es zerfallen kann (Genaueres kann Tab.8.5 entnommen werden). Diesen Zerfallskanälen werden Wahrscheinlichkeiten zugeordnet, die angeben mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Teilchen über diesen Zerfallskanal zerfällt (siehe Tab.8.5). Virtuelle Teilchen spielen bei Teilchenumwandlungen und Zerfällen eine große Rolle. Für reelle Teilchen gelten alle Gleichungen aus Abschnitt 2.1.3. Virtuelle Teilchen entstehen nur für sehr kurze Zeit und sind eine Konsequenz der Heisenbergschen Unschärferelation. Die Teilchen leihen sich für sehr kurze Zeit Energie aus dem Raum, können also die Energieerhaltung verletzen. Bei Wechselwirkungen von Teilchen können sie als Austauscheteilchen (Botenteilchen) fungieren. ([25] S.50f.)

2.3 Grenzen des Standard Modells

In der Teilchenphysik wird davon ausgegangen, dass das Standard Modell noch nicht vollständig ist. Es gibt immer wieder neue Theorien, die neue Teilchen erfordern. Ein offensichtlicher Schwachpunkt ist, dass die Gravitation in diesem Modell nicht enthalten ist, es sie aber gibt. Die Gravitation ist die einzige Kraft, die nicht durch eine Quantenfeldtheorie¹⁵ beschrieben wird, sondern durch die Allgemeine Relativitätstheorie. Alle anderen Wechselwirkungen (elektromagnetische Wechselwirkung, schwache und starke Kernkraft) sind im Standard Modell enthalten. Es gibt noch viele offene Fragen, die wir mit dem Standard Modell noch nicht beantworten können wie z.B. gibt es Dunkle Materie? Und wenn ja, woraus besteht dunkle Materie? Es steht Physikerinnen und Physikern also noch Arbeit bevor, um unser Universum zu erklären. In den folgenden Abschnitten geht es um die Themen, die von der Super-Charm-Tau-Factory erforscht werden sollen und Hinweise auf eine Physik jenseits des Standard Modells geben soll. ([25] S.23ff., 41f.)

¹³die genauesten Messungen der Neutrinomasse gelang am KATRIN-Experiment am KIT, Genaueres ist in [26] nachzulesen

¹⁴siehe Anhang für Symbolklärung der Diagramme

¹⁵beschreibt quantenmechanische Vielteilchensysteme, siehe [33] für Genaueres

2.3.1 Verbotener Zerfall

Unter anderem soll an der SCTF der folgende Zerfall genauer untersucht werden bzw. versucht man herauszufinden, ob es zu diesem Zerfall kommen kann:

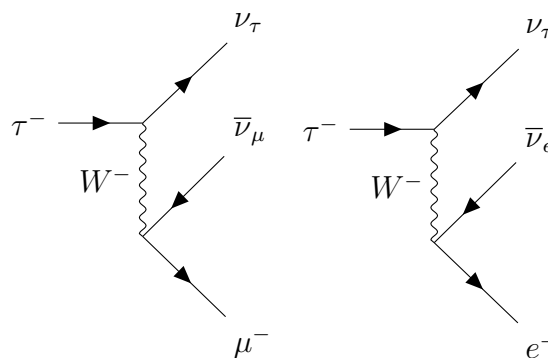
$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma \tag{2.20}$$

oder analog auch zu diesen:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma \quad , \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+ \tag{2.21}$$

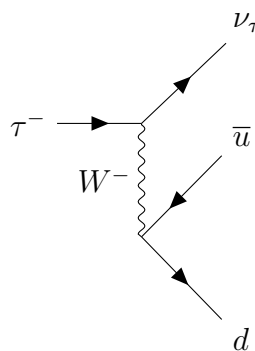
Dieser Zerfall eines Tauons ist energetisch möglich, wurde allerdings noch nie beobachtet. Würde man diesen Zerfall beobachten, würde sich daraus schließen lassen, dass das Tauon ein angeregter Zustand des Myons und somit auch das Myon ein angeregter Zustand des Elektrons ist. Außerdem sind diese Zerfälle, wie bereits erwähnt, energetisch möglich, allerdings im Standard Modell verboten, da sie generationenverletzend sind und die Leptonenfamilienzahlerhaltung verletzt wird, die bisher als Erhaltungsgröße gilt. Das Tauon ist das schwerste geladene Lepton und kann entweder in Leptonen zerfallen:

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau \quad , \quad \tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau \tag{2.22}$$



oder auch in Hadronen und ein Neutrino (hier als Beispiel Pion und Neutrino):

$$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau \tag{2.23}$$



In beiden Fällen zerfällt das Tauon über ein W-Boson, also über die schwache Wechselwirkung (geladener Strom) unter Erzeugung von Neutrinos.[\[14\]](#)

2.3.2 CP-Verletzung

Auch die CP-Verletzung soll an der SCTF genauer erforscht werden. Das C steht für die Ladungskonjugation (C-Invarianz) und das P für die Parität. Die Parität ist die Punktspiegelung oder auch Raumspiegelung. Zunächst dachte man, dass P und C einzelne Erhaltungsgrößen im Standard Modell sind. Allerdings waren beide vermeintlichen Erhaltungsgrößen noch nie durch die schwache Wechselwirkung experimentell bestätigt worden. Die Paritätsverletzung wurde schließlich in den 1950er Jahren durch das Wu-Experiment¹⁶ bestätigt. Das Wu-Experiment untersuchte die Emissionsrichtung der beim β^- -Zerfall erzeugten Elektronen. Dabei stellte sich heraus, dass nur linkshändige (Spinrichtung links) Teilchen und rechtshändige Antiteilchen entstehen. Bei den anderen beiden, im Standard Modell enthaltenen Wechselwirkungen kommen beide Händigkeiten mit gleicher Stärke vor. Das heißt, dass die schwache Wechselwirkung maximal paritätsverletzend ist.

Auch die Ladungskonjugation C wurde zunächst für invariant gehalten. Sie besagt, dass alle physikalischen Wechselwirkungen und Prozesse eines Antiteilchens genauso verlaufen wie bei seinem Teilchenpartner. Das würde heißen, dass aus einem linkshändigen Neutrino unter dem Operator C auch ein linkshändiges Antineutrino werden muss. Dies wurde allerdings nie beobachtet. Linkshändige Neutrinos und rechtshändige Antineutrinos werden stark bevorzugt. Schließlich glaubte man, dass das Produkt aus C und P invariant sei, unter Anwendung beider Operatoren kann nämlich aus einem linkshändigen Neutrino ein rechthändiges Antineutrino werden, bis amerikanische Physiker¹⁷ eine Unregelmäßigkeit bei Zerfällen neutraler Kaonen (Abb.2.5) beobachteten. Kaonen sind pseudoskalare Mesonen¹⁸ und zählen zur seltsamen Materie, da sie Strange-Quarks enthalten.

	Quarkzusammensetzung
K^0	d, \bar{s}
\bar{K}^0	\bar{d}, s

Sie werden durch die starke Wechselwirkung erzeugt und zerfallen nur über die schwache Wechselwirkung. Kaonen können sowohl hadronisch als auch semileptonisch zerfallen. Während des Zerfalls eines Kaons muss sich das enthaltene Strange-Quark in ein leichteres Quark umwandeln, dies geht nur über die schwache Wechselwirkung. Außerdem unterscheidet man noch zwischen K_S^0 und K_L^0 (das S steht für short-, das L für long-lived), dabei handelt es sich um Masseneigenzustände der Kaonen. Diese kommen durch die Oszillation von K^0 und \bar{K}^0 zustande¹⁹. K^0 und \bar{K}^0 können sich ineinander umwandeln²⁰, da sie in die gleichen Teilchen zerfallen können.

Der Massenunterschied zwischen den Masseneigenzuständen ist dabei sehr gering, aber beeinflusst die Lebensdauer signifikant. Diese Masseneigenzustände zerfallen in verschiedene Produkte, obwohl sie aus den gleichen Quarks bestehen. Das langlebige²¹ und

¹⁶benannt nach der Physikerin Chien-Shiung Wu

¹⁷James Christenson, James Cornin, Val Fitch, Rene Turlay

¹⁸Spin des Quarks und Antiquarks stehen antiparallel zueinander

¹⁹vergleichbar mit der Neutrino-Oszillation

²⁰wie auch neutrale D- und B-Mesonen

²¹Lebensdauer von etwa $5,1 \cdot 10^{-8}$ s

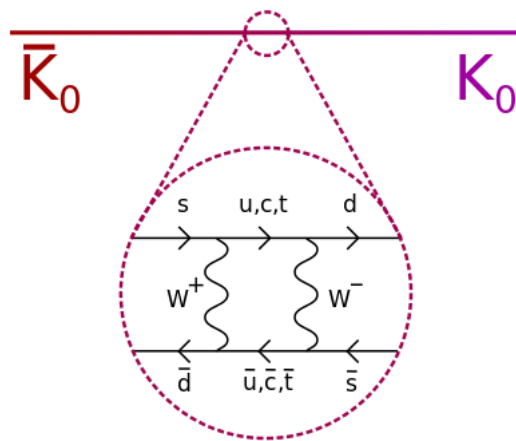


Abbildung 2.6: Feynman-Diagramm zur Kaonmischung [4]

das kurzlebige²² neutrale Kaon zerfallen auf verschiedene Weise:

$$K_S^0 \rightarrow \pi\pi \quad , \quad K_L^0 \rightarrow \pi\pi\pi \quad (2.24)$$

Das heißt kurzlebige Kaonen zerfallen unter Einhaltung der CP-Invarianz in zwei Pionen, während langlebige Kaonen in drei Pionen zerfallen, da die Masseneigenzustände K_S^0 und K_L^0 somit auch CP-Eigenzustände sein müssen. Im Experiment ist allerdings in 2‰ der Kaon-Zerfälle ein K_L^0 in zwei Pionen ($K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$) zerfallen, was es eigentlich unter Einhaltung der CP-Invarianz nicht dürfte, deshalb ist die CP-Invarianz in diesem Fall verletzt. Auch wenn man den semileptonischen Zerfall eines K_L^0 betrachtet, fällt auf, dass dieser, wie auch der hadronische Zerfall, CP-verletzend ist, da als Zerfallsprodukt im Verhältnis geringfügig mehr positiv geladene Leptonen entstehen als negative. Das Produkt aus C, P und T (T=Zeitumkehr) ist aber in jedem Fall invariant.

Besonders die Erforschung der CP-Verletzung im Bereich der neutralen B-Mesonen ist für Physikerinnen und Physiker sehr interessant, da diese auf eine Physik jenseits des Standard Modells hinweisen könnte. Dieses Gebiet wird zum Beispiel am LHCb-Detektor am CERN erforscht. Außerdem sollte die CP-Verletzung auch innerhalb der starken Wechselwirkung möglich sein. Das konnte allerdings bisher noch nicht nachgewiesen werden.[17]

2.4 Höhenstrahlung

Wenn man sich mit kosmischer Strahlung beschäftigt, muss man zwischen primärer und sekundärer kosmischer Strahlung unterscheiden. Kosmische Strahlung hat verschiedene Ursprünge z.B. in der Sonne in Form von Sonnenwind (ein geladener Partikelstrom im Wesentlichen von Protonen, Helium-4-Kernen und Elektronen, der unter anderem auch für Polarlichter verantwortlich ist), intragalaktischen Strahlungsquellen oder von entfernten Galaxien kommen. Die Strahlung, die von der Sonne ausgeht, ist niederenergetisch und die extragalaktische eher hochenergetisch.

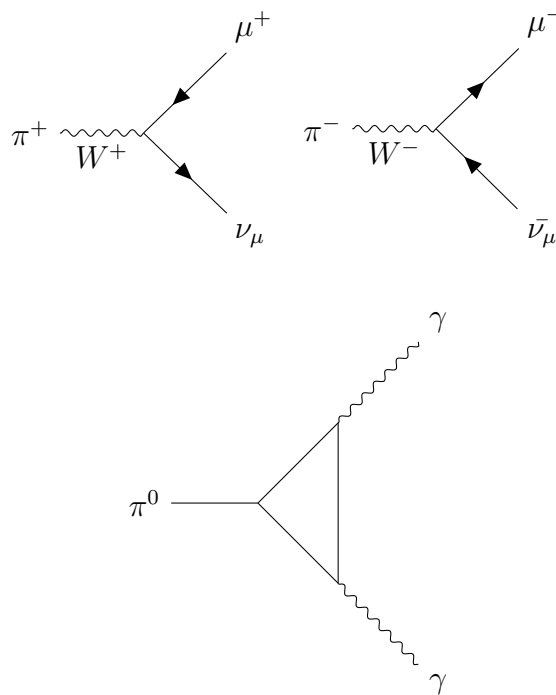
²²Lebensdauer von etwa $0,9 \cdot 10^{-10}$ s

Wenn diese primäre kosmische Strahlung nun auf die Erdatmosphäre trifft, kommt es zu Wechselwirkungen zwischen den Strahlungsteilchen und den Molekülen der Luft, sodass von der primären kosmischen Strahlung nichts mehr auf der Erdoberfläche bzw. auf Meereshöhe ankommt. Deshalb wird im Folgenden ein genauerer Fokus auf die sekundäre kosmische Strahlung gelegt. Protonen stellen mit ca. 85% einen sehr großen Anteil an der primären Strahlung dar, den nächst größeren Anteil machen Alpha-Teilchen²³ mit ca. 11% aus und etwa ca. 2% sind je Elektronen oder schwerere Kerne.[16]

Die Protonen lösen nun eine Hadronenkaskade in Richtung der Erdoberfläche aus, das heißt, dass sie auf ihrem Weg durch die Atmosphäre mit Luftmolekülen wechselwirken, so entstehen wiederum neue Teilchen, die anschließend auch wieder wechselwirken können. Am häufigsten entstehen dabei als erstes Sekundärteilchen Pionen (Abb.2.5), aber auch Kaonen (Abb.2.5) können erzeugt werden, wobei das im Vergleich zu den Pionen nicht wahrscheinlich ist. Pionen haben eine sehr geringe Lebensdauer von nur wenigen Nanosekunden (Tab.8.5). Sie zerfallen meist leptonisch²⁴ in Myonen und Neutrinos, wie in den folgenden Diagrammen zu sehen ist.

[25]

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad , \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad , \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.25)$$



Das Myon

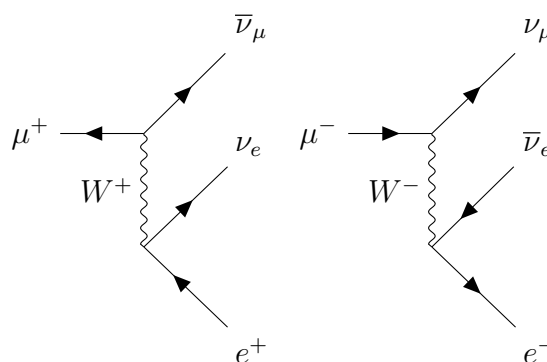
Das Myon (μ) zählt zu den Elementarteilchen und ist das geladene Lepton zweiter Generation. Es hat wie ein Elektron die elektrische Ladung -1 und einen Spin von $\frac{1}{2}$, allerdings ist es mit einer Ruheenergie bzw. -masse von etwa 105,66 MeV ($/c^2$) rund 200-Mal

²³Heliumkerne (2 Protonen und 2 Neutronen)

²⁴ein neutrales Pion kann nicht direkt in zwei Photonen zerfallen, deshalb ist in dem Feynman-Diagramm ein Dreieck zu sehen

schwerer. Es bewegt sich fast mit der Lichtgeschwindigkeit c und unterliegt der schwachen sowie der elektromagnetischen Wechselwirkung. Es hat eine mittlere Lebensdauer von $2,2 \cdot 10^{-6}$ s. Myonen sind der Hauptbestandteil der sekundären kosmischen Strahlung auf Meereshöhe und nur schwer abschirmbar. In der sekundären kosmischen Strahlung stellen positiv geladene Myonen also Anti-Myonen einen Überschuss dar, da die primäre kosmische Strahlung zu einem sehr großen Teil aus Protonen besteht und durch die Ladungserhaltung somit mehr positiv geladene Myonen entstehen[27]. Kosmische Myonen eignen sich, um Detektoren ohne größere Beschleunigeranlagen zu konzipieren und zu testen. Das ist vor allem kosteneffizient, wenn sich keine Beschleunigeranlage wie z.B. CERN oder DESY in der Nähe befindet. Myonen sind nicht stabil und wandeln sich daher in Elektronen und Neutrinos um. Myonen wechselwirken nur selten mit Materie. Sie passieren unsere Körper, ohne dass wir es merken. ([17] S.135f.)

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad , \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.26)$$



Ein Myon wandelt sich üblicherweise über einen geladenen Strom in ein ν_μ sowie ein e^- und ein $\bar{\nu}_e$ um. Ein Anti-Myon wandelt sich analog dazu in die jeweiligen Anti-Teilchen der Zerfallsprodukte des Myonen-Zerfalls um. Neben diesen Zerfällen bzw. Umwandlungen gibt es auch vereinzelt Baryonen und Mesonen, die es bis zur Meereshöhe schaffen, der Anteil ist allerdings sehr gering. ([25] S.125ff.)

2.5 Nachweis kosmischer Myonen im Labor

Im folgenden Abschnitt werden zwei verschiedene Techniken erklärt, die in der vorliegenden Arbeit dazu verwendet wurden, um kosmische Myonen zu detektieren.

2.5.1 Szintillation

Ein Szintillator ist ein Stoff, der beim Durchgang schneller geladener Teilchen selbst Photonen im sichtbaren Bereich aussenden kann, diesen Vorgang nennt man dementsprechend Szintillation und er ist der Lumineszenz zuzuordnen. Innerhalb der Lumineszenz unterscheidet man zwischen Fluoreszenz und Phosphoreszenz, die sich im Wesentlichen durch die vergehende Zeitspanne unterscheiden, die von dem Zeitpunkt der

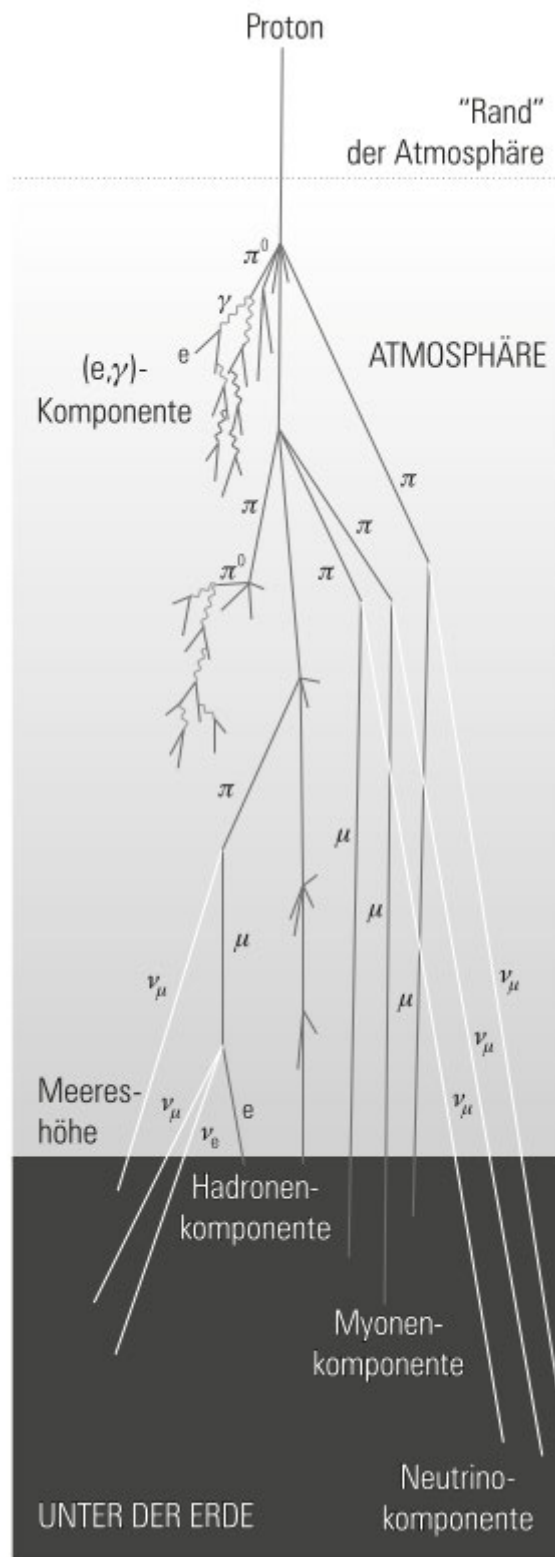


Abbildung 2.7: Teilchenschauerkaskade, ein Wasserstoff-Kern (Proton) trifft auf die äußere Schicht der Erdatmosphäre und löst eine Teilchenschauerkaskade aus [25]

Anregung eines Szintillators bis zur Emission der Photonen vergeht. Bei der Fluoreszenz findet die Emission des Photons innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne statt, weshalb auch vorzugsweise fluoreszierende Materialien als Szintillatoren eingesetzt werden. Dieser Szintillations-Effekt wird gerne zur Messung der Energie und Intensität ionisierender Strahlung genutzt und findet so auch in der Teilchendetektion seine Anwendung. Das durch den Szintillator entstandene Licht kann mittels Lichtleitern oder durch Nutzung von Totalreflexion von einem sehr lichtempfindlichen Photomultiplier detektiert werden, der dann das Signal in ein elektrisches Signal umwandelt und weitergibt. Anorganische Szintillatoren sind zum Beispiel verschiedene Polymere oder Kristalle, die mit Aktivator-Zentren dotiert²⁵ sind. [31]

2.5.2 Cherenkov-Effekt

Der Cherenkov-Effekt (auch deutsch: Tscherenkov-Effekt) wird zur Detektion von Teilchen genutzt und ist nach dem russischen Physiker Pawel Alexejewitsch Tscherenkov benannt. Dieser entdeckte den Effekt und erhielt 1958 mit zwei Kollegen²⁶ den Nobelpreis für Physik. Der Cherenkov-Effekt tritt auf, wenn ein Teilchen mit einer Geschwindigkeit in ein Medium eintritt, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist. Die Kriterien für das Auftreten von Cherenkov-Strahlung sind wie folgt definiert ([39], [25] S. 70ff):

$$v \geq \frac{c}{n}, \quad \beta = \frac{v}{c} \geq \frac{1}{n}, \quad (2.27)$$

v ist die Geschwindigkeit des Teilchens, n ist der Brechungsindex des Mediums und β steht ebenfalls für die Teilchengeschwindigkeit (Projektilgeschwindigkeit $\frac{v}{c}$). Wenn ein Teilchen diese Kriterien erfüllt, wird beim Eintritt in das Medium ein Photon emittiert. Dieses Photon wird relativ zum Teilchen in einem bestimmten Winkel, auch Cherenkov-Winkel θ , abgestrahlt. ([25] S.71ff.)

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right) \quad (2.28)$$

In der Folge entsteht ein Kegel aus Cherenkov-Licht, dessen Photonen man detektieren und durch Auswertung der Winkelinformationen auf verschiedene Charakteristika der kosmischen Strahlung wie z.B. die Flugrichtung rückschließen kann. Ein Lichtkegel entsteht, da das Licht in diesem Medium langsamer als das Teilchen ist und dieses somit nicht einholen kann. Die Photonen breiten sich kreisförmig um die Bahn des Teilchens aus. Da sich das Teilchen bewegt, entstehen mehrere Wellenfronten, die sich zu gleichen Zeiten daher auch unterschiedlich weit ausgebreitet haben.

²⁵lat. dotare: ausstatten; bedeutet Verunreinigung des Halbleiters mit Fremdatomen

²⁶Igor Jewgenjewitsch Tamm, Ilja Michailowitsch Frank

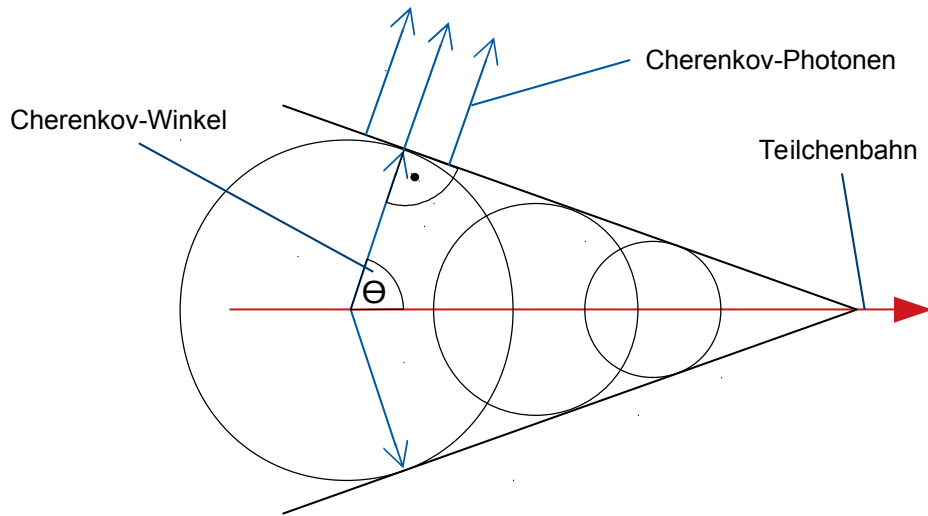


Abbildung 2.8: Cherenkov-Kegel

Die Anzahl der erzeugten Cherenkov-Photonen pro Wegstrecke lässt sich mit der Frank-Tamm-Formel berechnen ([39] S.10f.):

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{(n(\lambda))^2 \beta^2 \lambda^2} \right) d\lambda \quad (2.29)$$

λ ist die Wellenlänge der Photonen, α ist die Feinstrukturkonstante und wie folgt definiert ([32]S.40):

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (2.30)$$

z ist die Ladung des Teilchen, welches die Photonen im Cherenkov-Medium erzeugt (hier ein μ^- also $z = -1$), $n(\lambda)$ ist der Brechungsindex als Funktion der Wellenlänge, der mit Hilfe der Sellmeier-Gleichung ([39] S.14f.) berechnet werden kann:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3}. \quad (2.31)$$

B_1, B_2, B_3, C_1, C_2 und C_3 sind Koeffizienten, die stoffspezifisch sind und jeweils eingesetzt werden. B_1, B_2 und B_3 sind dimensionslose Koeffizienten, während C_1, C_2 und C_3 üblicherweise in μm^2 angegeben werden. Die Zahl der Koeffizienten kann je nach Material variieren und werden experimentell ermittelt.

Diese Gleichung setzt man nun in die Frank-Tamm-Formel ein und kann so durch Integration²⁷ nach der Wellenlänge die Anzahl der erzeugten Cherenkov-Photonen pro Wegstrecke berechnen. [18]

2.6 Energieverlust geladener Teilchen in Materie

Geladene Teilchen können in Materie auf verschiedene Weise wechselwirken und verlieren somit Energie. Der Energieverlust geladener Teilchen in Materie kann mit der Bethe-Bloch-Formel ([17] S.368ff.) berechnet werden:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \quad (2.32)$$

dE gibt dabei die differentielle Energie an, dx die differentiiell zurückgelegte Wegstrecke im betrachteten Material. z ist die Ladungszahl des betrachteten Teilchen, ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante, e ist die Elementarladung, β ist die Teilchengeschwindigkeit (Verhältnis von Geschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit) und m_e die Masse des Elektrons. n ist die Elektronendichte des Materials und kann mit

$$n = \frac{Z \cdot \rho}{A \cdot u} \quad (2.33)$$

berechnet werden. Z ist die Ordnungszahl des Materials, bei Materialien wie Quarzglas (SiO_2), die aus verschiedenen Elementen zusammengesetzt sind, verwendet man einen gemittelten Wert. A ist die Massenzahl des betrachteten Stoffes. Auch hier wird eine gemittelte Zahl verwendet, da selbst die Atome einzelner Elemente unterschiedliche Massen haben können, da die Neutronenzahl im Kern variieren kann²⁸. ρ ist die Dichte des Materials und u die atomare Masseneinheit. I ist das mittlere Anregungspotenzial des Materials und kann wie folgt berechnet werden:

$$I = 10\text{eV} \cdot Z \quad (2.34)$$

Der Energieverlust innerhalb des Messaufbaus ist relativ gering. Dies liegt daran, dass sich der Energieverlust für viele Strahlungsteilchen in möglichen Absorbermaterialien im Bereich des Minimums bewegt. Auch Myonen, die in der vorliegenden Arbeit betrachtet werden, gehören zu diesen Teilchen, die man auch „Minimum Ionizing Particles“ (dt. minimal ionisierende Teilchen) oder kurz MIPs nennt. Für den Energieverlust pro Wegstrecke von MIPs gilt folgende Faustformel ([15] S.116):

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \approx 2 \frac{\text{MeVcm}^2}{g} \quad (2.35)$$

²⁷Die Integration ist analytisch schwer zu berechnen, daher integriert man numerisch, in diesem Fall wurden die Integrationen mit dem Open-Source Programm Maxima durchgeführt.

²⁸Isotope eines chemischen Elements haben zwar die selbe Anzahl an Protonen im Kern, aber unterschiedlich viele Neutronen d.h., dass sich die Massen verschiedener Isotope eines Elements unterscheiden.

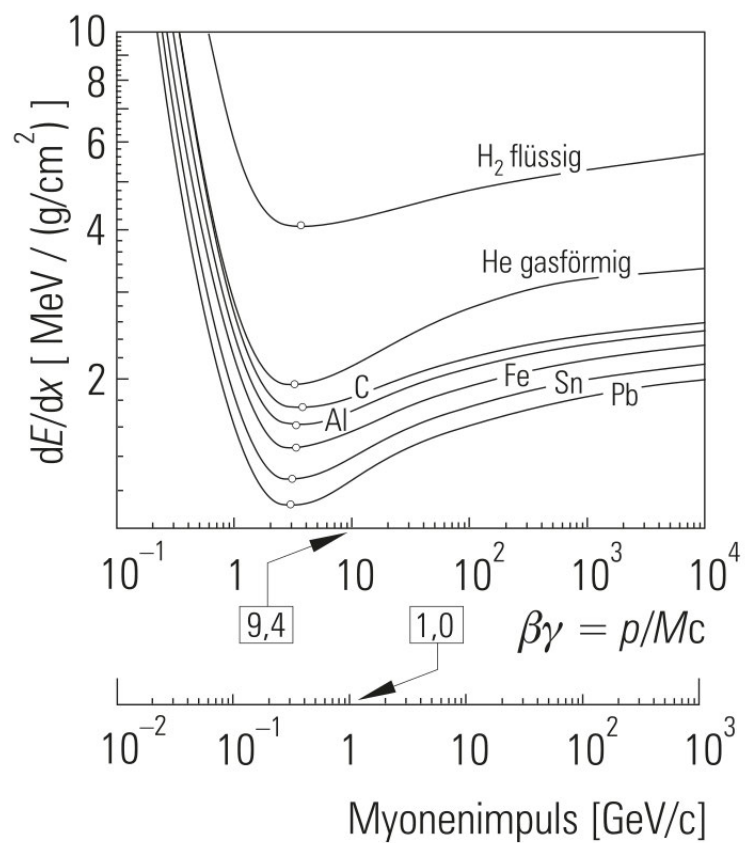


Abbildung 2.9: Energieverlust in verschiedenen Materialien, auf der y-Achse ist der Energieverlust pro Wegstrecke abzulesen, auf der x-Achse ist der Teilchenimpuls aufgetragen (untere x-Achse) ([25] S.67)

In Abbildung 2.9 ist der Energieverlust pro Wegstrecke in Abhängigkeit des Teilchenimpulses dargestellt. Dabei fällt auf, dass sich das Minimum der Graphen bei Teilchenimpulsen von wenigen GeV/c befindet. Die in der vorliegenden Arbeit betrachteten Myonen, haben Impulse von wenigen GeV/c. Das heißt, dass der Energieverlust innerhalb des Messaufbaus als minimal angenommen werden kann.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau und Messgeräte

3.1 Photomultiplier

Um die Photonen, die entweder in einem Szintillator oder durch Cherenkov-Strahlung in einem Medium entstehen, in digitale Signale umzuwandeln, werden Photosensoren verwendet. Photomultiplier (PMT¹) sind eine Art von Photosensoren. Sie können bereits sehr schwache Lichtsignale von wenigen Photonen detektieren und basieren auf dem Photoeffekt, für den Albert Einstein 1921 einen Nobelpreis bekam. Wie der Name bereits andeutet, verstärken Photomultiplier das Signal der Photonen, die auf sie treffen. Der klassische Photomultiplier ist wie folgt aufgebaut:

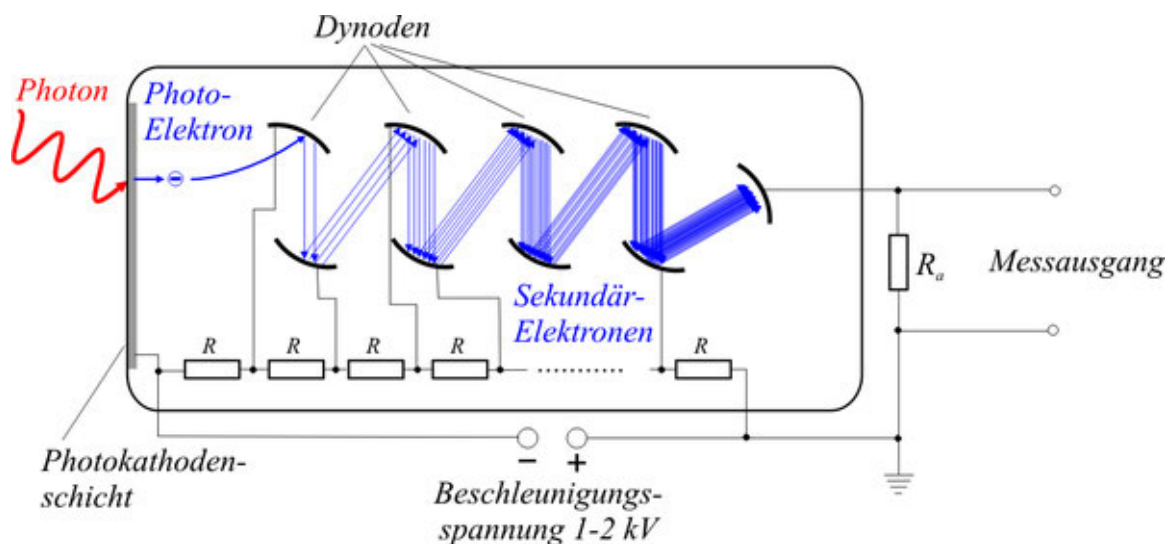


Abbildung 3.1: Aufbau eines Photomultipliers [5]

¹engl. Photomultiplier Tube

Ein Photon trifft auf die Photokathodenschicht des Photomultipliers und löst ein Elektron, das Photoelektron genannt wird, aus der Oberfläche aus. Das freigesetzte Photoelektron wird nun im Vakuum von einem elektrischen Feld beschleunigt und löst weitere Elektronen aus den Dynoden. Die Anzahl der Elektronen nimmt von Dynode zu Dynode exponentiell zu. Zum Schluss treffen die Elektronen auf eine Anode und fließen zur Masse ab. Dabei wird ein Spannungsabfall über einem Widerstand erzeugt. Diese Spannung ist das Ausgangssignal, welches gemessen wird. ([31] Kapitel 2.4)

3.1.1 MCP-PMTs

MCP-PMT steht für „Multi Channel Plate Photo Multiplier Tube“ und ist eine spezielle Bauform des Photomultipliers. Bei dieser Bauform sind die Dynoden nicht wie bei einem Photomultiplier angeordnet. Es gibt stattdessen winzig kleine Kanäle (wenige Mikrometer, ein oder mehrere Kanäle), die eine Platte durchsetzen. Diese Platte hat einen hohen Widerstand und es wird eine Spannung angelegt, die die Elektronen beschleunigt und Sekundärelektronen aus den Wänden der Kanäle auslöst. Ein Vorteil gegenüber des „normalen“ Photomultipliers ist hier, dass man den Ort des Auftreffens (Photon) rekonstruieren kann, da man Informationen zum Entstehungsort der Photoelektronen erhält. ([40] Kapitel 2.6)

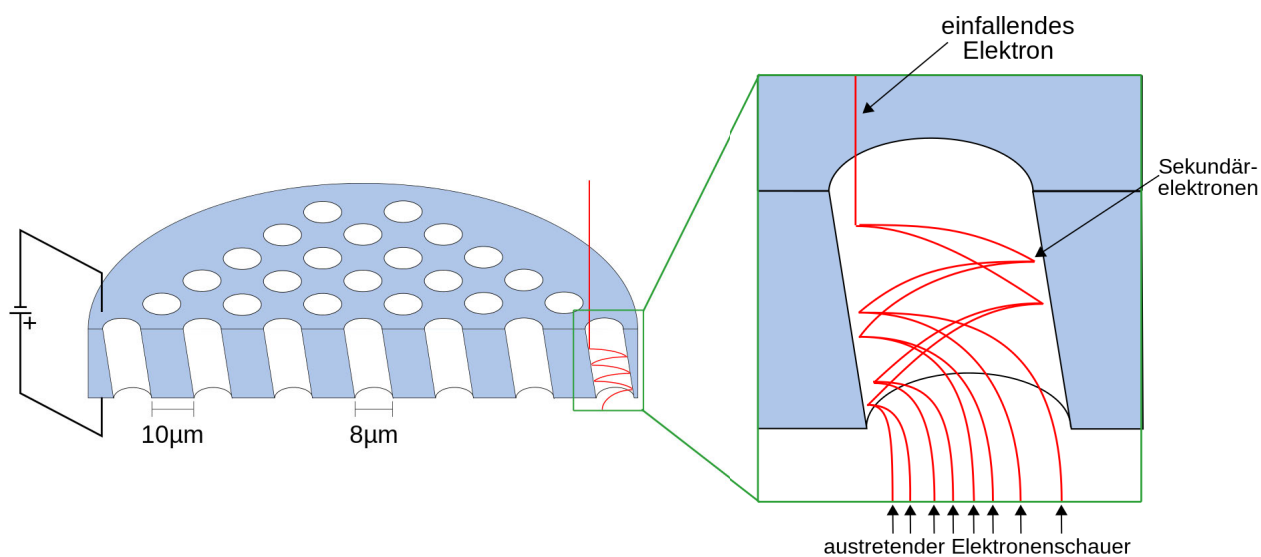


Abbildung 3.2: Aufbau einer Multi Channel Plate [6]

3.1.2 Avalanche Photodiode

Avalanche Photodioden (APD) sind in SiPMs (siehe Abs. 3.1.3) verbaut und können geringe Mengen von Licht detektieren. Sie sind das Halbleiteräquivalent zu Photomulti-

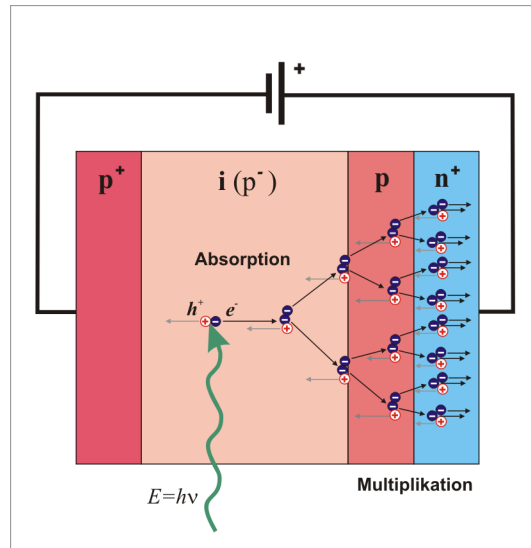


Abbildung 3.3: Avalanche-Photodiode, einfallendes Photon löst eine Ladungslawine aus [11]

pliern. Sie sind aus verschiedenen Schichten aufgebaut, die unterschiedlich stark dotiert² sind. In der Mitte befindet sich eine Schicht (π -Schicht), die eine interne Verstärkung des Signales bewirkt und in der eine sehr hohe elektrische Feldstärke herrscht. Sie wird auch Multiplikationszone genannt. Trifft ein Photon auf die Diode, entsteht durch die Stoßionisation eines Atoms eine Ladungslawine. Diese führt zum Lawinendurchbruch, und da APDs nahe ihrer Durchbruchspannung³ betrieben werden, kann man diesen Prozess als Strompuls messen.[28]

3.1.3 Silizium-Photomultiplier (SiPMs)

Es gibt mittlerweile verschiedene Arten von Photomultipliern, wie Silizium-Photomultiplier. Silizium-Photomultiplier (siehe Abb.3.4) sind hochempfindlich und können selbst geringste Lichtmengen bis hin zu einzelnen Photonen messen. Sie basieren auf in Sperrrichtung betriebenen Photodioden und bestehen aus einer Matrix von sehr kleinen empfindlichen Elementen, die alle parallel verbunden sind. Diese Elemente oder auch Mikrozellen sind Geiger-Mode-Avalanche-Photodioden⁴ (GM-APD). Sie können bereits mit einer typischen Spannung von 30V betrieben werden und sind weniger empfindlich gegen Überbelichtung als MCP-PMTs, die bereits bei deutlich geringerem Lichteinfall als normalen Tageslicht beschädigt werden können und deshalb nicht nur wegen ihrer erforderlichen Hochspannung von 2600V komplizierter zu handhaben sind.

²lat. dotare: ausstatten; bedeutet Verunreinigung des Halbleiters mit Fremdatomen

³Si-APDs werden mit einer Sperrspannung in der Nähe ihrer Durchbruchspannung betrieben

⁴eine bestimmte Betriebsart einer APD, mit der einzelne Photonen nachgewiesen werden können[40]

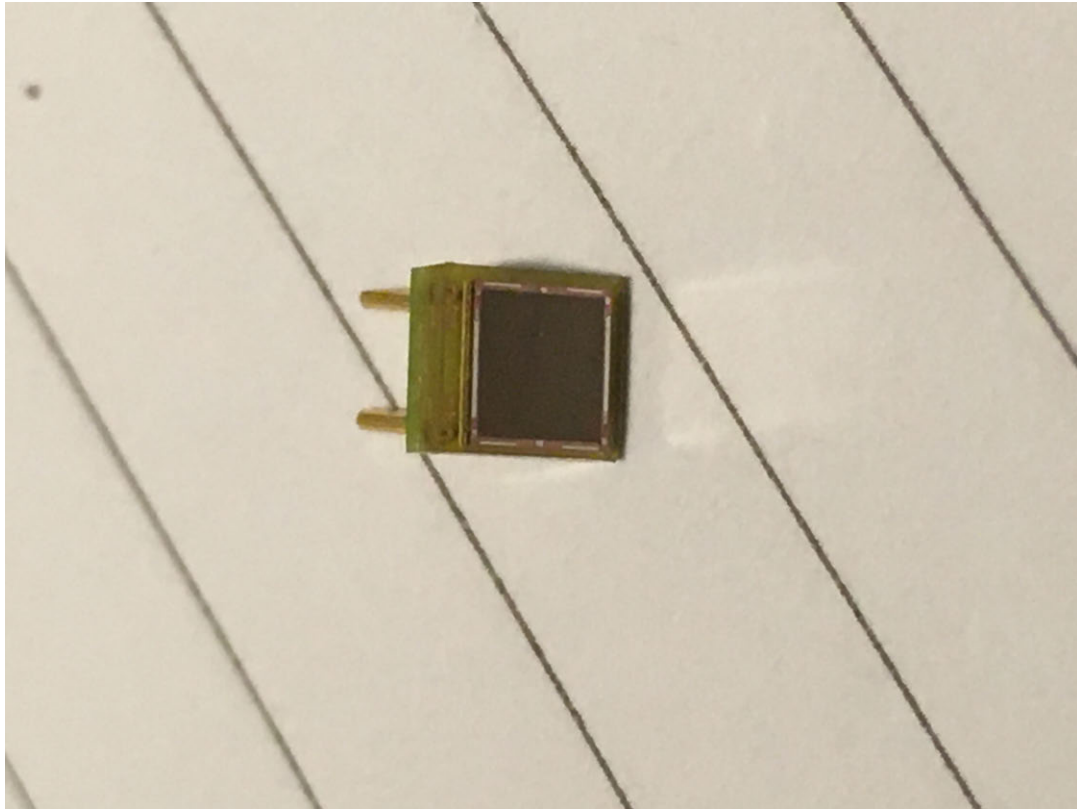


Abbildung 3.4: Beispiel für einen SiPM

Wenn ein Photon auf den SiPM trifft, kommt es zum Durchbruch in der Diode und zu einem erhöhten Stromfluss in der Diode, der je nach Intensität der Photonen bzw. des einzelnen Photons variieren kann. [28]

3.2 Die Gießen-Cosmic-Station

Die Gießen-Cosmic-Station ist ein Teststand für Detektoren⁵ bzw. Detektorkomponenten. Der Teststand befindet sich im fünften Stock des Physikgebäudes der JLU-Gießen in einem Reinraum und soll die Position, Flugrichtungen und die Untergrenze für den Impuls eines Teilchens aus der Höhenstrahlung (Myon) ermitteln. Mit den Myonen aus der Höhenstrahlung können die Detektoren oder Detektorkomponenten getestet werden, ohne dass dafür der aufwändige Transport und das Testen an einer Beschleunigeranlage wie dem CERN oder DESY notwendig ist. [16][31]

Aufbau des Cosmic-Teststandes

Der Reinraum, in dem sich der Teststand befindet, ist vom Tageslicht abgeschottet, da die Messungen im Dunklen stattfinden müssen und bereits kleine Lichtmengen die Mes-

⁵z.B. Endcap Disc DIRC für das PANDA-Experiment an der GSI (Cherenkov-Detektor)

sungen der Photosensoren beeinträchtigen können⁶. Die Innenwände und das Gestell des Teststandes sind daher auch möglichst schwarz gehalten, um Restlicht zu absorbieren und damit die Fehler zu minimieren. Im Wesentlichen ist der Teststand aus Spurboxen (auch Trackingboxen genannt), Triggern und Halterungen aufgebaut. Der Aufbau ist insgesamt ca. 3 m hoch. (für Skizze mit Maßen siehe Abb.6.9)

Mit den Spurboxen kann die Position eines einfallenden Teilchens ermittelt werden. Es gibt zwei Spurboxen, in denen je 48 Szintillatorstäbe verbaut sind. Der Szintillator besteht aus einem Polymer auf Polyvinyl-Toluol-Basis [36].

Die Szintillatorstäbe sind wie in der Abbildung 3.6 versetzt angeordnet und überlappen sich gegenseitig, damit es möglichst keine Lücken innerhalb der Spurboxen gibt. Außerdem führt die Überlappung der Szintillatorstäbe zu einer höheren Auflösung, da man eine höhere Ortsauflösung erzielen kann. Trifft beispielsweise ein Myon auf eine Trackingbox und nur einer der in die selbe Richtung ausgerichteten Stäbe feuert, weiß man, dass die Spur des Myons durch eine der Lücken der obersten Schicht der Stäbe führen muss und kann die Spur somit genauer rekonstruieren. Der Aufbau der unteren Spurbox ist der selbe wie der der oberen Spurbox. Innerhalb einer Spurbox werden zwei Richtungen betrachtet. Das ähnelt einem zweidimensionalen Koordinatensystem. Die Spurrekonstruktion kann man sich gut in einem dreidimensionalen Koordinatensystem vorstellen. Der ganze Raum stellt den dreidimensionalen Raum im Koordinatensystem dar. Die Spurboxen sind mit zwei zueinander parallelen Ebenen in diesem Raum vergleichbar. Da man die Höhe der Spurboxen zu einem vorher festgelegten Referenzpunkt im Raum bestimmen kann, kann man so die z-Koordinaten für beide Boxen festlegen. Die Flugbahn des Myons kann als Gerade angenommen werden, die beide Ebenen (Spurboxen) schneidet. Um die Durchstoßpunkte des Myons durch eine Ebene zu bestimmen, befinden sich die Szintillatorstäbe in den Spurboxen. Die Hälfte der Stäbe zeigt in x-Richtung, die andere Hälfte in y-Richtung. Wenn ein Myon durch die Box fliegt, werden im Szintillator Photonen emittiert, die dann detektiert werden. Anhand der Stäbe, die nun bei einem Myon feuern, kann man die x- und y- Koordinate ermitteln und erhält somit einen genauen Durchstoßpunkt durch die Ebene der Spurbox. Hat man zwei Punkte (einen von der oberen und einen von der unteren Spurbox), kann man eine Gerade durch beide Punkte legen und hat somit die Spur des Myons rekonstruiert. Die Spurboxen sind in etwa 1,5m Abstand übereinander und um einen Neigungswinkel von etwa 13° versetzt am Teststand angebracht. Der Versatz der Spurboxen zueinander ist mit 13° an den bisherigen Hauptnutzer des Teststandes angepasst und kann an die jeweiligen Parameter des zu vermessenden Detektors angepasst werden. Dieser ist der Endcap Disc DIRC Detektor, der von der AG Düren für den PANDA-Detektor der GSI gebaut wird. Der Disc DIRC Detektor soll geladene Hadronen

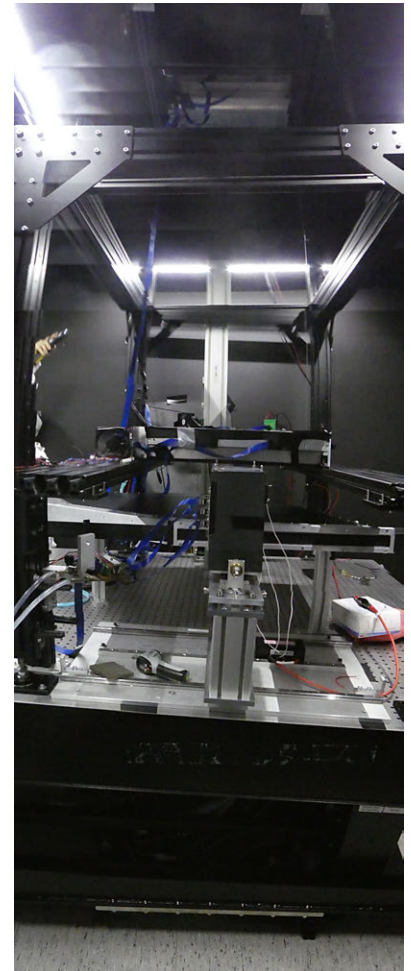


Abbildung 3.7: Gießen-Cosmic-Station

⁶siehe 3.1

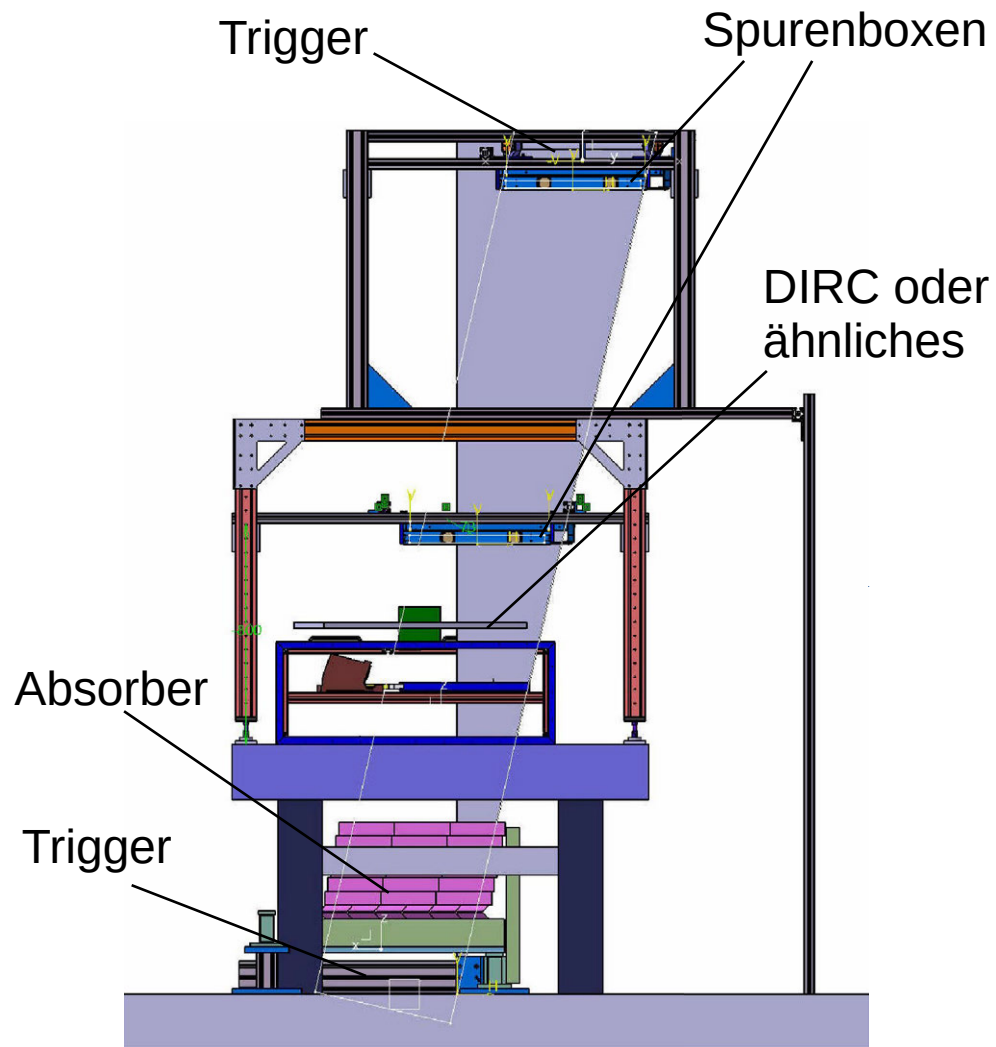


Abbildung 3.5: CAD-Zeichnung des Teststandes [16]

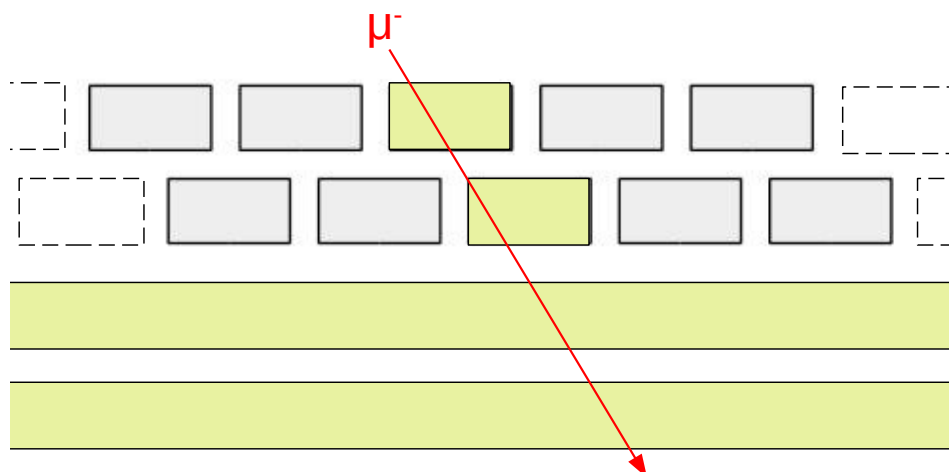


Abbildung 3.6: Anordnung der Szintillatorstäbe in einer Spurbox [16], die gelb markierten Spurboxen feuern, wenn das dargestellte Myon durch sie hindurchfliegt

innerhalb eines Polarwinkels⁷ von $5^\circ - 22^\circ$ detektieren. Durch den Versatz, kann der Teststand den Detektor mit Teilchen testen deren Spur diese Winkel haben. Die einzelnen Szintillatorstäbe sind mit einer nach innen verspiegelten Folie ummantelt und messen eine Länge von 50cm und 1,5cm \times 1cm in Breite und Höhe. Die Spurboxen sind insgesamt etwa 50 cm \times 50cm groß. An den Enden der Stäbe ist jeweils ein SiPM angebracht, welches das Szintillationslicht detektiert und anschließend von einer Platine ausgelesen wird.

Die Triggerplatten und der Bleiabsorber erfüllen den Zweck, die Untergrenze des Teilchenimpulses zu ermitteln. Dies funktioniert, wenn das Teilchen alle drei Teststandkomponenten passiert. Die Triggerplatten bestehen aus je einer $50 \times 50\text{cm}^2$ großen und etwa 2cm dicken Szintillatorplatte (gleiches Material wie die Szintillatorstäbe in den Spurboxen). Ausgelesen werden die Trigger von je 4 PMTs, die jeweils an den abgeschrägten Ecken der Szintillatorplatte angebracht sind. Passiert ein Teilchen beide Triggerplatten, wird es für die Messungen verwendet. Die niederenergetischen Teilchen können den Bleiabsorber nicht durchdringen und werden somit aussortiert. Der Bleiabsorber besteht aus Bleiziegeln (wie man in Abb.3.5 angedeutet erkennen kann), die mit einer Folie abgedeckt sind und etwa 1,6t wiegen. Die Bleischicht ist etwa 45cm dick. Für die Messungen werden nur Myonen mit einer gewissen Energie betrachtet (800 MeV) betrachtet, da der Cherenkov-Winkel ab einem gewissen Energiebetrag annähernd konstant ist (siehe Abb.5.5) und man somit die Detektorauflösung bestimmen kann [16].

⁷Winkel, in dem Teilchen vom Kollisionspunkt gestreut werden

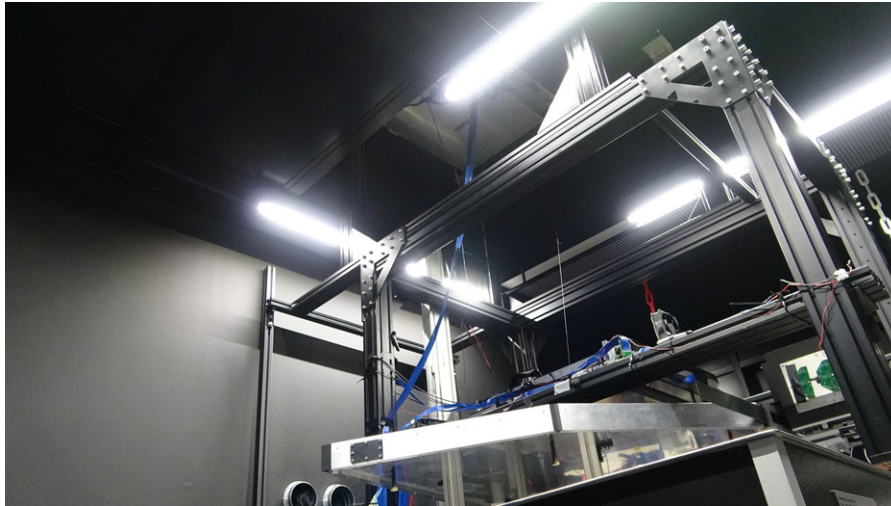


Abbildung 3.8: Reinraum mit GCS, in der unteren Bildmitte ist ein DIRC-Quadrant zu sehen

3.2.1 Mini-Gießen-Cosmic-Station

Die Mini-Gießen-Cosmic-Station ist eine Messvorrichtung, die innerhalb der Gießen-Cosmic-Station installiert werden kann. Die Mini-GCS wird dazu genutzt, verschiedene Radiatormaterialien zu testen. In Bild 3.9 ist eine CAD-Zeichnung der Mini-GCS zu sehen, in den Bildern in Abb.3.10 sieht man die Mini-GCS. Sie wird innerhalb der GCS oberhalb der unteren Trackingbox positioniert. Das schwarze Gehäuse der Mini-GCS wurde mit einem 3D-Drucker gedruckt und kann mit Schrauben an den Füßen fest verschraubt werden. In der Mini-GCS können die Sensoren für Messungen angebracht werden. In Abb. 3.9 ist die im Folgenden verwendete Variante mit zwei Matrizen, die aus 8x8 SiPMs bestehen, dargestellt. Auf den Sensoren können verschiedene Radiatormaterialien wie Quarzglas, Aerogel oder Plexiglas angebracht werden. Darüber wird die schwarze Haube, die auch in Abb. 3.10 zu sehen ist, gestülpt, um die Messungen zusätzlich von Licht aus der Umgebung abzuschirmen.

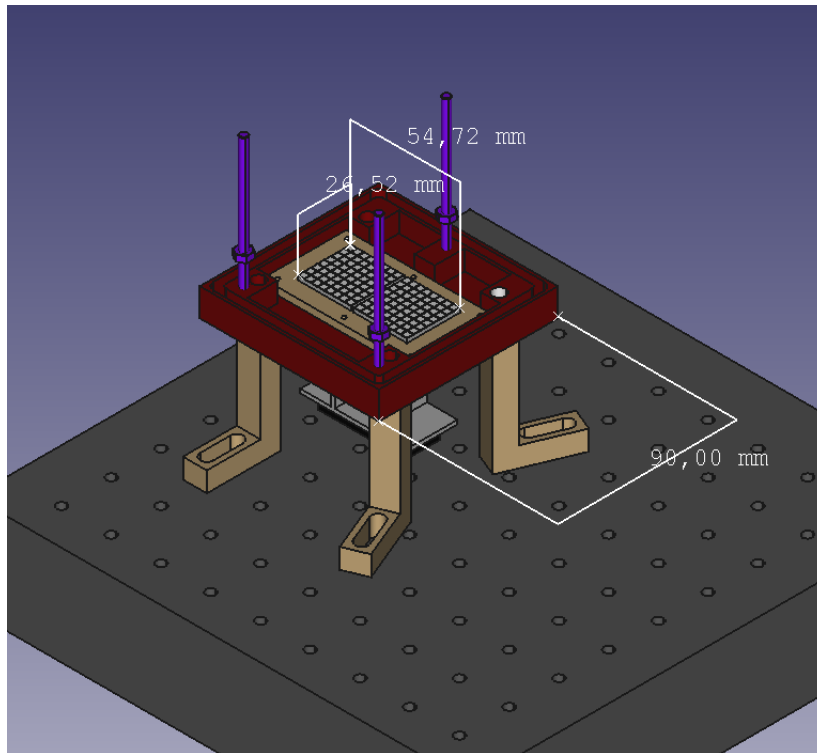


Abbildung 3.9: Mini-GCS CAD-Zeichnung

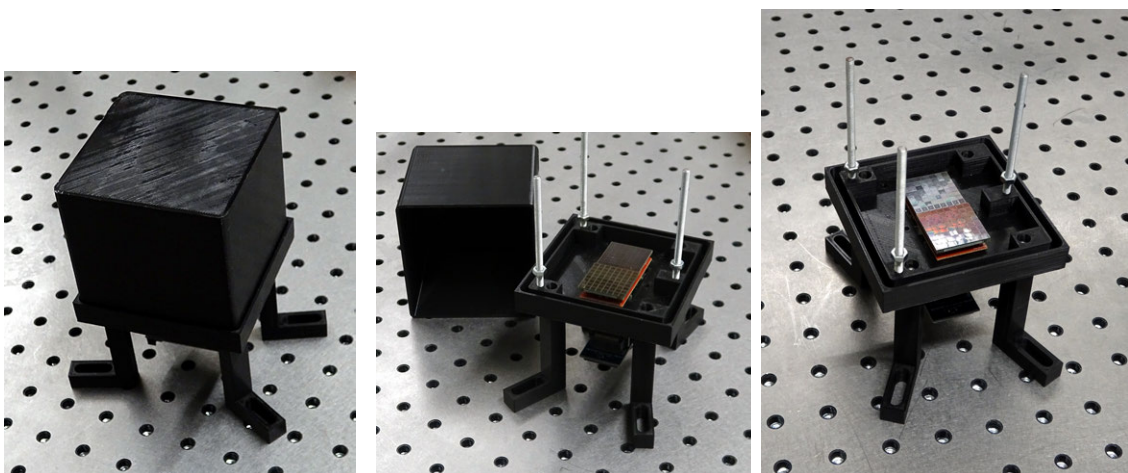


Abbildung 3.10: Mini-Gießen-Cosmic-Station

3.3 Das Datenanalyse- und Simulationspaket ROOT

ROOT ist eine objektorientierte Software zur Auswertung von Messdaten und Simulation realistischer Test-Daten, die am CERN entwickelt wurde. Sie basiert auf der Programmiersprache C++ und wurde im Rahmen dieser Arbeit dazu genutzt, um Histogramme aus Messdaten und Graphen sowie Diagramme zu erstellen. Für die Analyse werden Skripte und Programme in C++ geschrieben und auf Messdatensätze angewendet. Dazu stellt ROOT umfangreiche Bibliotheken und Funktionen zur Verfügung.^[13]

Kapitel 4

Beschleuniger- und Detektorphysik

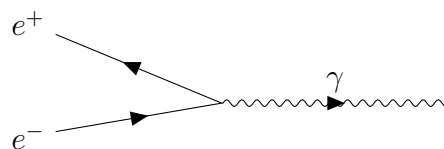
4.1 Beschleunigerphysik

Im folgenden Abschnitt sollen die wichtigsten Grundlagen der Beschleunigerphysik kurz angeschnitten werden, um die folgenden Kapitel einfacher zu verstehen. Es gibt verschiedene Arten von Teilchenbeschleunigern. Die Beschreibung der einzelnen Beschleuniger würde den Rahmen der vorliegenden Arbeit sprengen, deshalb wird sich im Folgenden auf das Synchrotron und den Speicherring beschränkt. Genauer kann in [35] nachgelesen werden.

4.1.1 Erzeugung von Teilchen in Teilchenkollisionen

Generell muss man Teilchenkollisionen zwischen einem Strahl und Fixed-Target¹ oder einem zweiten Strahl unterscheiden. Bei PANDA gibt es beispielsweise ein festes Protonen Target, auf das dann Antiprotonen geschossen werden. Im LHC am CERN kollidieren zwei gleichstark beschleunigte Protonenstrahlen.

Ein grundlegender Prozess zur Erzeugung schwerer Teilchen ist der sogenannte tief-inelastische Stoß. Dabei kollidieren zwei Teilchen miteinander. Der Vorteil zweier Strahlen ist, dass man recht hohe Energien erreichen kann, da sich diese aus der Ruheenergie beider Teilchen addiert mit der kinetischen Energie der Teilchen zusammensetzt. Wenn beispielsweise ein Elektron mit seinem Antiteilchen, dem Positron, kollidiert (tief-inelastischer Stoß), vernichten sich beide und es wird daraufhin ein virtuelles Gammaquant erzeugt, welches nun die gesamte Energie mit sich trägt.



Bei hochenergetischen Teilchenkollisionen können so auch sehr massereiche Teilchen wie

¹aus dem Englischen: Ziel

das Top-Quark entstehen, das innerhalb von Bruchteilen einer Sekunde wieder in neue Teilchen zerfällt. Da solche massereichen Teilchen oft eine sehr kurze Lebensdauer haben, lassen sie sich nur über ihre Zerfallsprodukte identifizieren und dazu ist dann ein großer Detektorkomplex mit unterschiedlichen Subdetektoren nötig. [35]

4.1.2 Synchrotron und Speicherring

Das Synchrotron ist ein Ringbeschleuniger, in dem geladene Teilchen beschleunigt werden. Im Synchrotron lassen sich höhere Teilchenenergien als im Zyklotron² erreichen. Der Radius eines Synchrotrons ist von der E-Feldstärke und von der Stärke des B-Feldes abhängig. ([35] S.23)

$$R = \frac{E}{ecB} \quad (4.1)$$

Um möglichst große Energien im Synchrotron zu erreichen, braucht man sehr große Magnetfelder, daher werden oftmals supraleitende Magnete eingesetzt, damit der Radius nicht zu groß wird und die Kosten für einen Beschleuniger nicht zu hoch werden.³ Wichtig bei der Planung eines solchen Beschleunigers ist auch, dass E und B im Verhältnis zueinander konstant bleiben müssen, damit der Radius R auch konstant bleiben kann. Dafür muss B synchron zu E hochgefahren werden. Deshalb heißt diese Art von Beschleuniger Synchrotron. Aus der Formel 4.1 lässt sich auch ableiten, dass man das Synchrotron nicht bei E=0 starten kann wegen B und R, deshalb ist es notwendig, die zu beschleunigenden Teilchen in Vorbeschleunigern zu beschleunigen und dann in das Synchrotron einzuspeisen. Zur Vorbeschleunigung der Teilchen können verschiedene Beschleuniger eingesetzt werden. Je nachdem, auf welche Geschwindigkeit die Teilchen beschleunigt werden sollen, können dies auch eine Reihe von Vorbeschleunigern (Linear- und Ringbeschleuniger) sein. In Abbildung 4.1 ist eine Driftröhre dargestellt. Diese ist ein Linearbeschleuniger, der oft zur Beschleunigung von Teilchen eingesetzt wird. Die einzelnen Röhrenabschnitte tragen dabei verschiedene Ladungen, die sich mit einer bestimmten Frequenz ändert, um das geladene Teilchen zu beschleunigen. Außerdem wird die Länge der einzelnen Röhrenabschnitte immer größer, da die Geschwindigkeit der Teilchen zunimmt. Die Teilchendichte in hochenergetischen Teilchenstrahlen ist vergleichsweise gering, das heißt, auch die Trefferwahrscheinlichkeit der Strahlen ist klein. Die Ereignisrate, also die Ereignisse⁴ pro Sekunde, lassen sich wie folgt berechnen ([35]S.29):

$$\dot{N}_p = \sigma_p L \quad (4.2)$$

²Ringbeschleuniger, Teilchen werden zwischen zwei meist runden Magneten beschleunigt und umlaufen eine Kreisbahn ([35] S.15ff.)

³Der größte Ringbeschleuniger bzw. Speicherring ist der LHC am CERN in Genf.

⁴Ereignis = Kollision zweier Teilchen

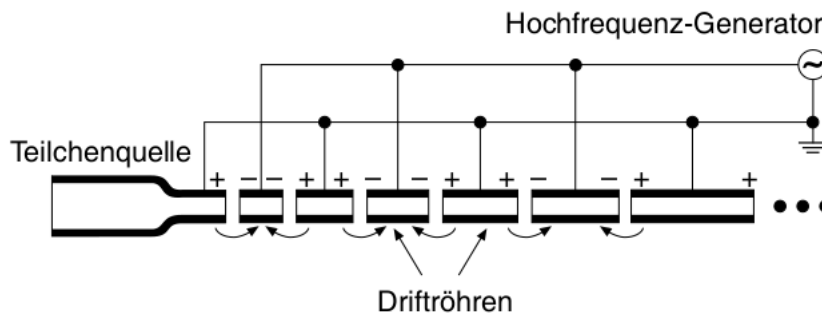


Abbildung 4.1: Driftröhre, Prinzip eines modernen Linearbeschleunigers, diese Driftröhren werden oft eingesetzt, um geladene Teilchen zu beschleunigen ([17]S.364)

σ steht für den Wirkungsquerschnitt einer Teilchenreaktion, die von Natur aus vorgegeben ist und L steht für die Luminosität, die wie folgt definiert ist ([35]S.29):

$$L = \frac{1}{4\pi} \frac{f N_1 N_2}{\sigma_x \sigma_z} \quad (4.3)$$

N ist die Teilchenzahl pro Strahl, f ist die Frequenz, mit der die Strahlen aufeinandertreffen und σ sind die horizontale und vertikale Strahldimensionen (hier stellt man sich ein rechtwinkliges, dreidimensionales Koordinatensystem vor, dessen Ursprung bei dem sich bewegenden Teilchen liegt, das Teilchen bewegt sich mit der Geschwindigkeit v in Richtung einer Achse (hier y) und die X -Achse stellt dann die horizontale und die Z -Achse die vertikale Verschiebung dar). Die Luminosität beschreibt die Teilchenkollisionen pro Fläche und Zeit und ist eine wichtige Kenngröße bei der Betrachtung von Teilchenbeschleunigern. Das Ziel ist es möglichst hohe Energien und eine hohe Luminosität zu erreichen, dies lässt sich vor allem mit einem Speicherring realisieren. Ein Speicherring ist eine spezielle Form des Synchrotrons. Zwei Teilchenstrahlen umlaufen in entgegengesetzte Richtungen den Speicherring und werden an bestimmten Stellen zur Kollision gebracht. Die beiden Strahlen befinden sich dabei nebeneinander in verschiedenen Röhren und erfahren dabei die gleiche Kraft, da sie sich im gleichen Magnetsystem befinden. Bei jeder Kollision kollidieren in Realität nur wenige Teilchen, weshalb die Intensität des Strahls so gut wie gar nicht abnimmt, deshalb können die Teilchenstrahlen über mehrere Stunden kollidieren und eine hohe Datenausbeute ist möglich. Der Strahl bleibt also konstant, er wird gespeichert und daher kommt der Name Speicherring ([35]S.29.ff). Jedes geladene Teilchen strahlt Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung ab. Diese Strahlung wird auch Synchrotronstrahlung genannt. Die Strahlungsleistung kann man mit der Formel:

$$P_S = \frac{e^2 c E^4}{6\pi \epsilon_0 (m_0 c^2)^4 R^2} \quad (4.4)$$

berechnen ([35] S.38). Je kleiner m_0 ist, desto größer wird die Strahlungsleistung der Synchrotronstrahlung und somit auch der Energieverlust. R ist der Ablenkradius des

Synchrotrons und E die Beschleunigungsenergie im Synchrotron.[35]

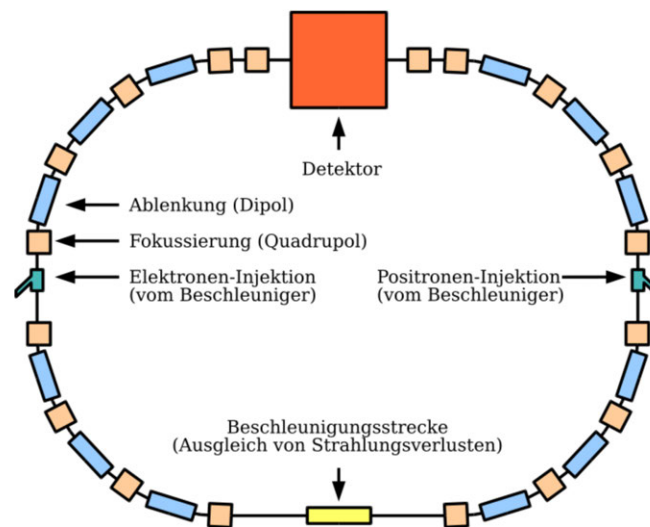


Abbildung 4.2: Synchrotron zur Elektronen- und Positronen-Beschleunigung, in einem Synchrotron werden die beschleunigten Teilchen mit Dipol-Magneten auf ihrer Bahn gehalten und mit Quadrupol-Magneten fokussiert [10]

4.2 Verschiedene Beschleunigertypen

Es gibt verschiedene Möglichkeiten für Teilchenkollisionen in einem Beschleuniger. Gängige Beschleuniger lassen Proton-Proton, Elektron-Elektron oder Proton-Antiproton bzw. Elektron-Positron Strahlen kollidieren (oder nutzen die fixed Target Variante). Die verschiedenen Möglichkeiten haben unterschiedliche Vor- und Nachteile. Mit einer Elektron-Elektron oder Elektron-Positron Kollision lassen sich sehr genau Daten erheben⁵, da Elektronen und Positronen Elementarteilchen sind. Allerdings kann man mit diesen Teilchen keine sonderlich hohen Energien erreichen, da die Synchrotronstrahlung in einem Ringbeschleuniger hier eine größere Rolle spielt, diese ist nämlich für Teilchen kleinerer Masse ziemlich groß und ab einer bestimmten Energie wird der Energieverlust zu groß⁶. Um dieses Problem zu umgehen, könnte man einen Linear-Beschleuniger⁷ verwenden, allerdings kann man so nur eine im Vergleich zum Speicherring relativ geringe Luminosität erzielen, da der Teilchenstrahl nicht wiederverwendet werden kann. Mit Proton-Proton Kollisionen hat man dieses Problem weniger, man kann also mit hohen Energien arbeiten. Allerdings lassen sich hier nicht solch präzisen Messungen durchführen. Dies ergibt sich

⁵Der Vorgänger des LHC (LEP) war auch ein Elektron-Elektron Beschleuniger.

⁶genauer zu diesem Thema ist in [35] zu finden

⁷Teilchen werden auf einer geraden in einer Driftröhre durch unterschiedlich gepolte Teilstücke der Röhre beschleunigt ([35]S.12ff.)

durch die Gestalt des Protons, welches kein Elementarteilchen ist, sondern ein Hadron, das aus den drei Valenzquarks⁸ und Gluonen, aber auch noch aus einer hohen Anzahl von Seequarks⁹, besteht und es somit bei Protonkollisionen einen großen hadronischen Hintergrund gibt. [35]

4.3 Teilchendetektoren

In diesem Abschnitt wird es um zwei Großprojekte in der Teilchenphysik gehen. Zuerst wird der PANDA-Detektor, der an der GSI stehen soll etwas näher behandelt und anschließend folgt etwas ausführlicher die Super-Charm-Tau-Factory, die für das Budker Institut in Novosibirsk (Russland) in Planung ist.

4.3.1 PANDA

Proton Antiproton Annihilation in Darmstadt (PANDA) ist ein Großexperiment, welches momentan an der GSI (Helmholtz-Zentrum für Schwerionenforschung) im Rahmen der neuen Forschungsanlage FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) entwickelt bzw. gebaut wird. PANDA ist ein internationales Projekt und auch die AG Düren entwickelt einen Detektor für PANDA, der auf dem Cherenkov-Effekt basiert.

In PANDA soll es zu Proton-Antiproton-Kollisionen kommen, dies führt zur gegenseitigen Auslöschung der Teilchen und somit zur Erzeugung neuer Teilchen. Bei diesem Experiment soll die starke Wechselwirkung erforscht werden, deshalb eignen sich in diesem Fall auch Baryonen für die Teilchenkollision. Dazu werden durch die Kollision der Protonen und Antiprotonen neue Teilchen erzeugt, die Strange- und Charm-Quarks beinhalten oder zur exotischen Materie¹⁰ zählen und aus Quarks, Antiquarks und Gluonen aufgebaut sind. In dem Beschleunigerkomplex, in dem PANDA installiert werden soll, werden die Antiprotonen beschleunigt und kollidieren schließlich mit Protonen oder Atomkernen. Der Beschleunigerring wird HESR genannt, was für *High Energy Storage Ring* steht. Dieser hat einen Umfang von 575m. [38]

Der PANDA-Detektor ist ein fixed Target Detektor, das heißt, dass ein Antiprotonenstrahl auf ein ruhendes Protonentarget geschossen wird. Der Detektor ist aus zwei wesentlichen Teilen aufgebaut, zum einen dem Targetspektrometer und zum anderen dem Vorwärtsspektrometer. Ergänzend zum Endcap Disc DIRC gibt es noch einen weiteren DIRC-Detektor in PANDA, den Barrel DIRC, der andere Winkelbereiche abdecken soll. In Abb. 4.3 ist das gesamte PANDA-Experiment zu sehen. Der Endcap Disc DIRC befindet sich hinter dem GEM-Detektor und vor dem elektromagnetischen Kalorimeter¹¹ an der vorderen Endkappe des Targetspektrometers. [39] [37]

⁸machen die Quantenzahlen des Proton aus [17]

⁹virtuelle Quark-Antiquark-Paare [17]

¹⁰Quarkonia, Glueballs (siehe Abs.2.1.2)

¹¹siehe nächsten Abschnitt für genauere Erklärung

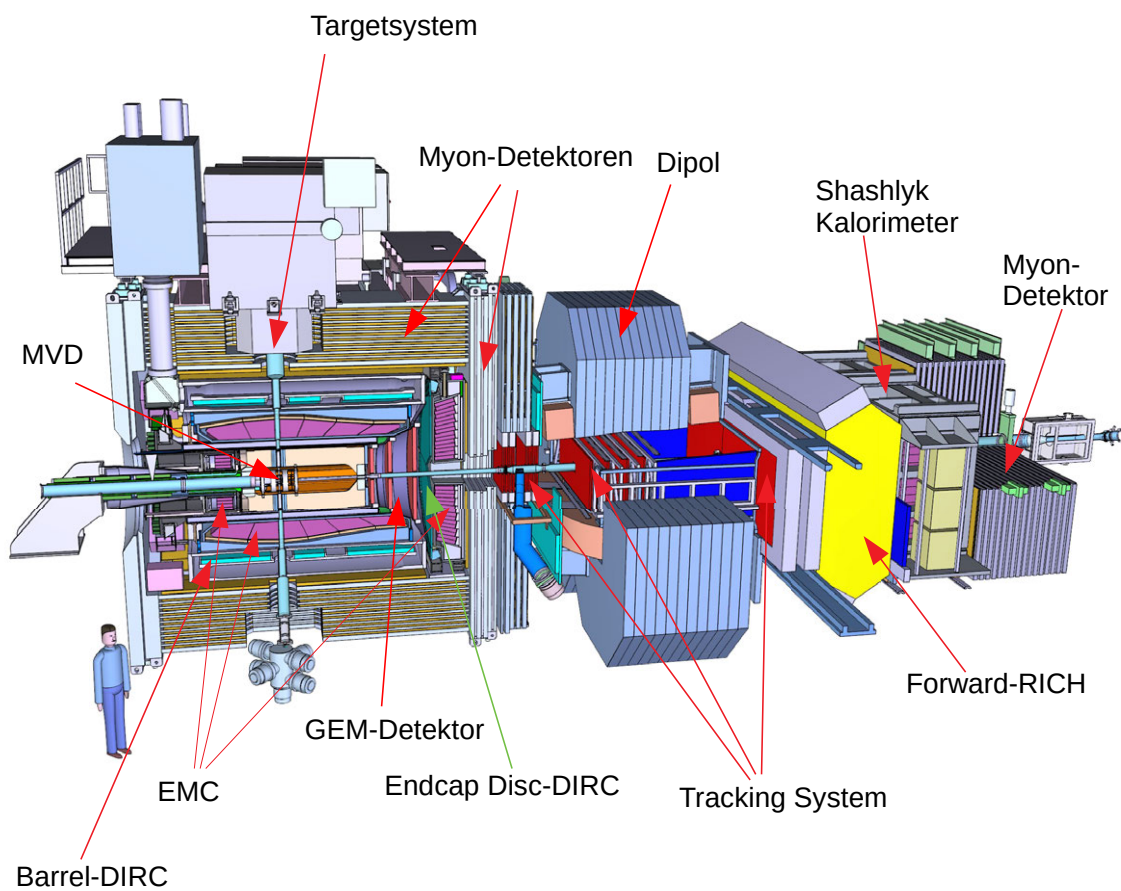


Abbildung 4.3: PANDA-Detektor, den vorderen Teil des PANDA-Detektors (mit Targetsystem) nennt man auch Targetspektrometer, alle Detektoren sind hier zwiebelschalentypisch um den Kollisionspunkt, der sich im MVD befindet, angeordnet; den rechten Teil des Detektors nennt man Vorwärtsspektrometer

4.3.2 Super-Charm-Tau-Factory

Die Super-Charm-Tau-Factory ist ein noch in der Planungsphase befindliches Großexperiment, welches am Budker Institut für Kernphysik in Novosibirsk (Russland, Sibirien) gebaut werden soll. Die Arbeitsgruppe von Professor Düren entwickelt einen Detektor für dieses Großexperiment, der dem Cherenkov-Detektor (Endcap Disc DIRC), den sie für PANDA bauen, ähnlich ist. Bei diesem Experiment sollen vor allem Hadronen, die Charm-Quarks beinhalten, erforscht werden und außerdem soll die SCTF ungeklärte Fragen rund um das Standard Modell der Teilchenphysik beantworten und eine Physik jenseits des Standard Modells erforschen. Speziell werden dabei generationenverletzende Zerfälle von Leptonen (wie z.B. $\tau \rightarrow \mu + \gamma$) und die CP-Verletzung untersucht (siehe Abs. 2.3). In der SCTF kollidieren nicht Protonen und Antiprotonen wie bei PANDA, sondern Elektronen und Antielektronen (Positronen). Dies liegt an den Prozessen, die die SCTF vorrangig erforschen soll. Anders als bei PANDA soll an der SCTF nicht hauptsächlich die starke Wechselwirkung erforscht werden, sondern Prozesse der schwachen Wechselwirkung sowie der elektromagnetischen Wechselwirkungen. Dafür werden auch nicht solch hohe Energien benötigt und man setzt einen größeren Fokus auf die Luminosität. [29]

SCTF-Aufbau

Die beiden Strahlen kollidieren in der SCTF in der Vakuum-Kammer im Inneren des Detektors. Die Vakuum-Kammer besteht aus einer Beryllium-Röhre, die einen Radius von 20mm und eine Länge von 600mm besitzt. In der Innenseite ist die Kammer mit einer Kupferschicht beschichtet. Der Vertex Detektor befindet sich zwischen der Vakuum-Kammer und der Drift-Kammer. Der Detektor ist 60cm lang und hat einen inneren Durchmesser von 50mm und einen äußeren Durchmesser von 400mm. Er soll die Zerfallsprodukte kurzlebiger Teilchen wie K_S^0 oder Λ detektieren¹² sowie den Impuls geladener Teilchen messen¹³. Die Hauptaufgabe der Drift-Kammer ist es, die Spur der durchfliegenden Teilchen zu rekonstruieren und den Impuls passierender Teilchen zu messen. Besonders für niedrige Impulse soll sie sehr präzise messen können. Die Drift-Kammer hat einen äußeren Durchmesser von 1,6m, einen inneren Durchmesser von 0,4m und ist 2m lang. Über den Energieverlust in der Kammer können geladene Hadronen identifiziert werden. Allerdings können für kleine Impulse Pionen und Kaonen in diesem System nicht unterschieden werden ([1] S.61), das soll das FARICH-System oder der DIRC-Detektor, der von der AG Düren entwickelt wird, übernehmen. Hinter der Drift-Kammer soll sich das FARICH-Identifikations-System oder der DIRC-Detektor befinden, hier sollen, wie der Name bereits andeutet, Teilchen identifiziert werden. Das System soll eine möglichst gute Auflösung haben, um Myonen von Pionen zu unterscheiden (siehe Zerfallsprodukte in Tab.8.5). FARICH bedeutet Focusing Aerogel RICH. Für einen solchen Detektor wird Aerogel in zwei Schichten (es sind aber auch mehr Schichten möglich) verwendet. Beide Schichten haben unterschiedliche Brechungsindizes, die abhängig von der Position der

¹²besteht aus einem u , einem d und einem s, c oder b

¹³dieser muss bekannt sein, um dann durch den Cherenkov-Winkel, der im DIRC-Detektor ermittelt wird, die Teilchenmasse zu errechnen (siehe Abs.4.4)

Schichten eine Verstärkung des entstehenden Cherenkov-Kegels bewirken oder mehrere Ringe erzeugen (genaueres [40] S.23; [28]S.31ff). Im elektromagnetischen Kalorimeter (EMC) werden geladene Teilchen schließlich gestoppt. Wenn sie gestoppt werden, lösen sie eine Teilchenlawine aus, anhand derer sie anschließend identifiziert werden können. Nur Myonen fliegen durch das EMC, da sie generell nur sehr wenig mit Materie wechselwirken (siehe Abs.2.4). Myonen werden dann im Myonen-System identifiziert. [1] In Abb. 4.4 kann man beispielhaft sehen, wie Teilchen in einem solchen zusammengesetzten Detektor identifiziert werden können. In der Abbildung wurde das Beispiel des ATLAS-Detektors verwendet, der einer der vier großen Detektoren im LHC am CERN in Genf ist.

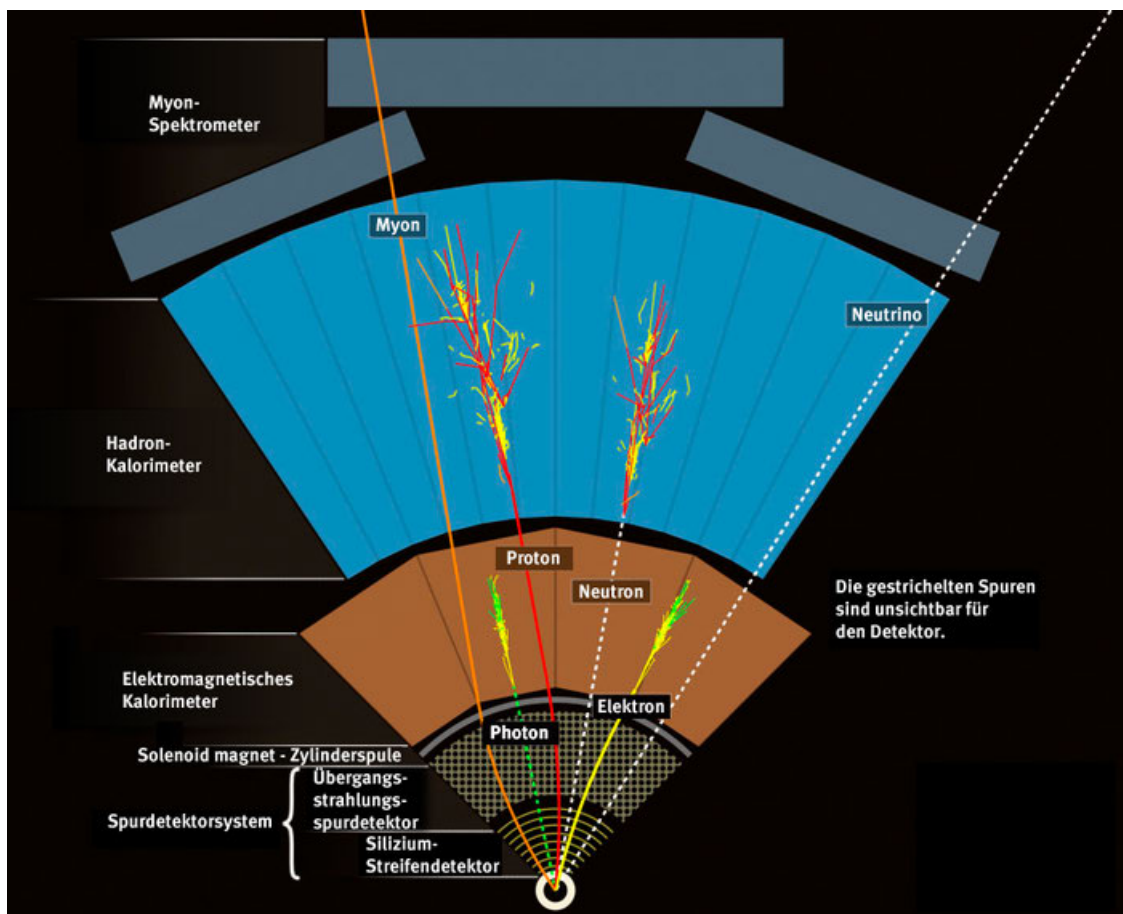


Abbildung 4.4: Teilchenidentifikation in einem großen Teilchendetektor (hier am Beispiel von ATLAS) anhand der verschiedenen Spuren, kann man die einzelnen Teilchen identifizieren, Hadronen wie das Proton und das Neutron werden im hadronischen Kalorimeter gestoppt (geladene Hadronen hinterlassen zuvor eine Spur im elektromagnetischen Kalorimeter), Elektronen und Photonen werden im elektromagnetischen Kalorimeter gestoppt, Myonen wechselwirken nur selten mit Materie und gehen somit durch alle Detektorschichten (dabei wird die Spur detektiert), Neutrinos hinterlassen keine Spuren im Detektor, die anderen Detektoren sind dazu da, um die Spuren der Teilchen aufzunehmen oder z.B. einzelne geladene Hadronen zu unterscheiden [20]

4.3.3 PANDA und SCTF im Vergleich

	PANDA	SCTF
Beschleunigertyp	$p\bar{p}$ Ringbeschleuniger fixed Target	e^-e^+ Ringbeschleuniger zwei kollidierende Strahlen
Energie	2,3 - 5,5 GeV	2 - 6 GeV
Luminosität ¹⁴	$2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$1 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Teilchenimpulse	1,5 - 15 GeV	0,2 - 1,5 GeV
Physikprogramm	starke Wechselwirkung - exotische Materie - Hyperkerne ¹⁵ - Hyperonen ¹⁷	schwache Wechselwirkung - generationsverletzende Zerfälle - Zerfälle des D-Mesons ¹⁶ - CP-Verletzung

Abbildung 4.5: Vergleich zwischen PANDA und SCTF [38][29][37][1]

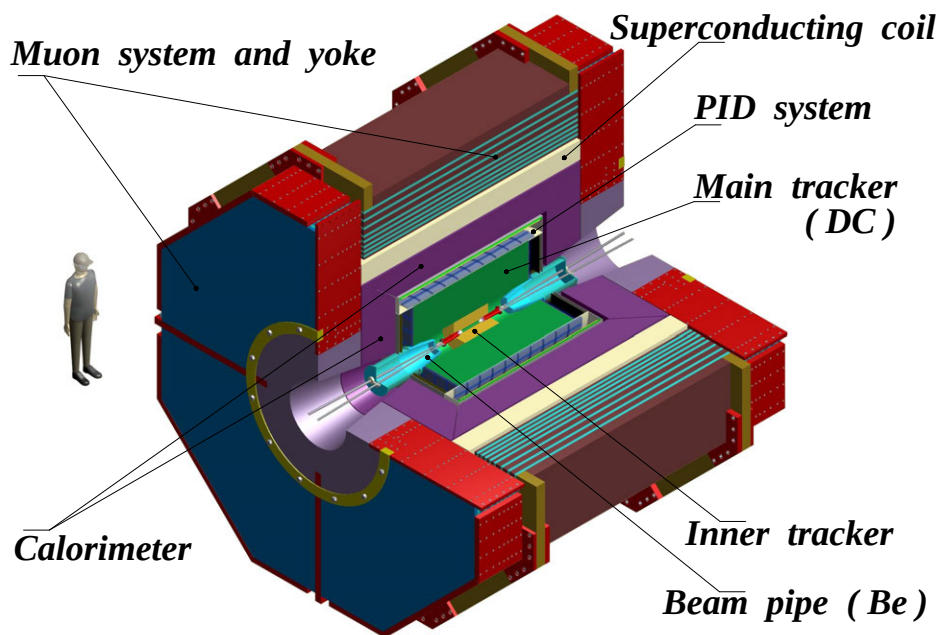


Abbildung 4.6: Super-Charm-Tau-Factory[29]

¹⁴Bei der Luminosität für PANDA handelt es sich hier um die, die im *High Luminosity mode* erreicht wird.

¹⁵Kerne mit Hyperonen ([17]S.262ff)

¹⁶besteht aus einem Charm-Quark und einem Up,-Down- oder Strange-Quark (immer ein Quark und ein Antiquark) ([17]S.196)

¹⁷Baryonen, die Strange-Quarks enthalten ($\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$)([17]S.213ff)

4.4 DIRC

Ein DIRC-Detektor ist neben dem RICH-Detektor ein gängiger Cherenkov-Detektor. Im Gegensatz zu einem RICH Detektor aber platzsparender [28]. Das Wort DIRC ist eine Abkürzung für *Detection of internally reflected Cherenkov light*. Im Wesentlichen besteht er aus einem Radiatormaterial und der Auslese-Elektronik, die üblicherweise an den Rändern der Radiatoren angebracht ist. Fliegt ein geladenes Teilchen durch den DIRC-Detektor, polarisiert es die Moleküle im Radiatormaterial und dieses emittiert im nächsten Schritt Cherenkov-Photonen. Die Photonen werden nun an der inneren Oberfläche des Radiators reflektiert (Totalreflexion). Durch die Totalreflexion bleibt der Winkel erhalten, mit dem man nun auf die Teilchenidentität rückschließen kann. Um verschiedene Teilchen zu separieren, benötigt man eine entsprechende Auflösung, die umso höher sein muss, je näher die Teilchenmassen aneinander liegen, da so auch die jeweiligen Cherenkov-Winkel näher aneinanderliegen¹⁸. Wenn man den Cherenkov-Winkel θ rekonstruieren kann, kann man über die Formel

$$\theta = \arccos\left(\frac{1}{n \cdot \beta}\right) \quad (4.5)$$

die Geschwindigkeit v des Teilchens berechnen. Kennt man v , kann man außerdem β berechnen. Zur finalen Teilchenidentifikation benötigt man nun den Impuls des Teilchens. Dieser wird zuvor in einem anderen Detektor ermittelt. In PANDA wird der Impuls beispielsweise im GEM-Detektor gemessen. Der GEM-Detektor ermittelt den Impuls geladener Teilchen über den Krümmungsradius im Magnetfeld des Detektors. Der Impuls lässt sich durch Gleichsetzen der Zentripetalkraft mit der Lorentzkraft ermitteln:

$$F_Z = F_L \quad (4.6)$$

$$\implies \frac{m \cdot v^2}{r} = e \cdot v \cdot B \quad (4.7)$$

$$\implies p = e \cdot B \cdot r \quad (4.8)$$

Kennt man β und den Impuls p , kann man durch die Beziehung in Formel¹⁹ ausnutzen, um die Masse des Teilchens zu berechnen.

$$\beta = \frac{p}{E} \quad (4.9)$$

und Einsetzen der Formel

$$E = \sqrt{m_0^2 + p^2} \quad (4.10)$$

die Teilchenmasse rekonstruieren. Die finale Formel lautet dann:

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{m_0^2 + p^2}} \quad (4.11)$$

Je ähnlicher die Ruhemassen der zu unterscheidenden Teilchen sind, desto höher muss auch die Winkelauflösung des DIRC sein.

¹⁸Genauerer zu verschiedenen DIRC-Arten ist in [40] nachzulesen

¹⁹siehe Herleitung in 2.1.3

4.4.1 Endcap Disc DIRC

Der Endcap Disc DIRC Detektor ist ein Teilchendetektor, der von der AG Düren für das PANDA-Experiment entwickelt wurde. Der Name Disc DIRC wird zum einen von der Form und zum anderen von der Detektionsweise des Detektors abgeleitet. Der Teil *Disc* kommt von der Form des Detektors, die einer Scheibe ähnelt. Die Bezeichnung *Endcap* kommt von der Position des Detektors im PANDA-Experiment (siehe Abb.4.3), nämlich der vorderen Endkappe. Der Detektor (siehe Abb.4.7) ist aus 4 Quarzglasplatten als Radiatormaterial aufgebaut. Am äußeren Rand der Quarzglasplatten befindet sich die Ausleseelektronik (ROM²⁰). Insgesamt befinden sich 98 der Auslesemodule am äußeren Rand der Radiatorplatten. Jedes ROM besteht aus drei Fokussierelementen wie das rechte Bild in Grafik 4.8 zeigt. Die Cherenkov-Photonen werden durch Totalreflexion innerhalb der Platten zu den äußeren Rändern geführt, dabei bleibt der Cherenkov-Winkel erhalten. Die Photonen werden dann von MCP-PMTs detektiert. Der Endcap Disc DIRC Detektor ist für einen Polarwinkel von $5 - 22^\circ$ entwickelt, größere Winkel werden vom Barrel DIRC erfasst (siehe Abb.4.3).([39] S.43ff.)

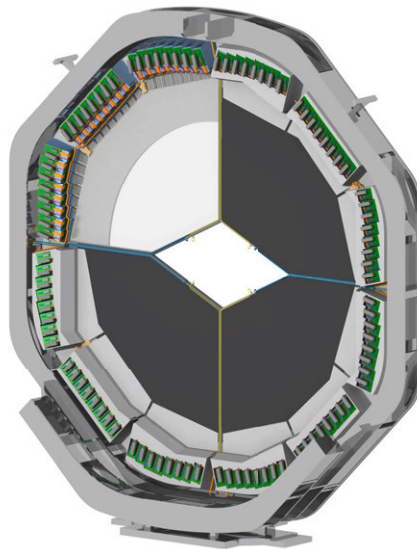


Abbildung 4.7: Endcap Disc DIRC [39]

²⁰Readout Module

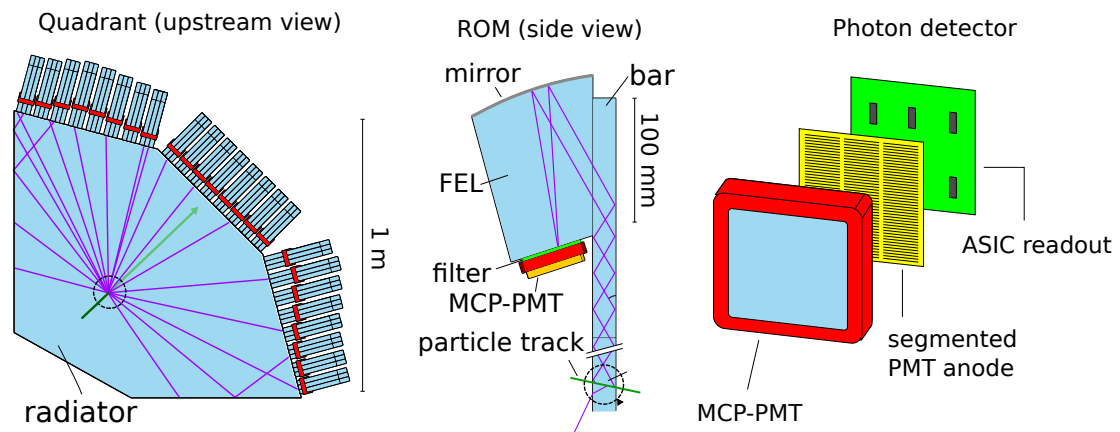


Abbildung 4.8: Im ersten der drei Bilder ist ein Quadrant des DIRC-Detektors zu sehen, die violetten Linien symbolisieren emittierte Photonen. Im zweiten Bild ist eine Schnittansicht zu sehen und im dritten Bild ist der Sensor zu sehen, der die Photonen detektiert.[39]

Kapitel 5

Betrachtung des Cherenkov-Winkels in verschiedenen Medien durch Formeln

5.1 Verschiedene Materialien

Im Wesentlichen sollen drei verschiedene mögliche Radiatormaterialien betrachtet werden. Eines davon ist Aerogel (siehe Abb.5.1). Dieses wird beispielsweise in RICH-Detektoren verwendet und hat einen Brechungsindex zwischen 1,01-1,1 (hängt von der Wellenlänge ab). Es eignet sich gut zur Identifikation geladener Teilchen mit einem Impuls zwischen $1 \frac{GeV}{c}$ und mehreren GeV [30]. Es ist sehr leicht und geht schnell kaputt. Ein weiterer Nachteil ist, dass es sehr viele Lufteinschlüsse hat und somit die Sellmeierkoeffizienten nicht so genau bestimmt werden können und auch die Totalreflexion nicht funktioniert. Ein weiteres mögliches Material ist Quarzglas, das auch Fused Silica genannt wird. Es besteht aus reinem Silizium-Dioxid (SiO_2). Es ist sehr temperaturbeständig und hat einen Brechungsindex von etwa 1,47. Es ist außerdem nur gering elektrisch leitfähig und hat eine gute chemische Widerstandsfähigkeit. Allerdings ist es aufgrund seiner hohen Temperaturbeständigkeit schwer zu verarbeiten.[34][12] Das dritte mögliche Material ist Polymethyl methacrylate oder kurz PMMA. Oft wird es auch Plexiglas oder Acrylglas genannt. Es handelt bei sich diesem Material um einen Kunststoff mit der chemischen Zusammensetzung $C_8H_5O_2$, der wie für organische Ketten üblich in langen Ketten vorkommt. Es ist transparent und hält starke UV-Strahlungsmengen stand. Es hat eine relativ gute chemische Widerstandsfähigkeit (hält starken Basen und Säuren nicht stand) und verformt sich bei ab etwa 80°C.[34][2]



Abbildung 5.1: Aerogel [41]

5.1.1 Brechungsindizes

Im Folgenden sind die Brechungsindizes der Materialien in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt. Dazu wurde für jedes Material die Sellmeier Gleichung (2.31) angewendet, die unterschiedlich viele Sellmeierkoeffizienten annehmen kann¹. Gleichung 5.1 gibt den Brechungsindex für Quarzglas und 5.2 den Brechungsindex für Plexiglas an, dabei ist zu beachten, dass die Wellenlängen in μm angegeben werden müssen [34]. Gleichung 5.3 gibt den Brechungsindex für Aerogel an. In dieser Gleichung müssen die Wellenlängen in nm eingesetzt werden. [30]

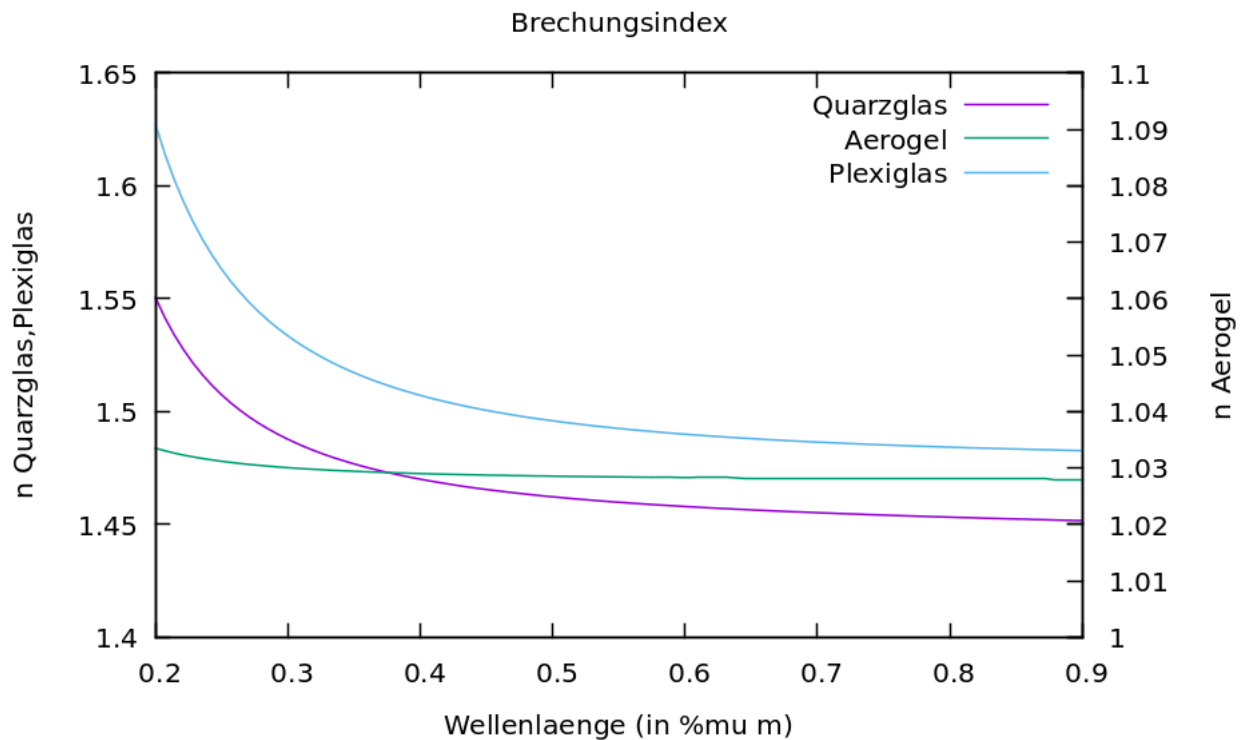


Abbildung 5.2: Brechungsindex in verschiedenen Medien in Abhängigkeit der Wellenlänge

$$n_Q(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{0,6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0,0684043^2} + \frac{0,4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0,1162414^2} + \frac{0,8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9,896161^2}} \quad (5.1)$$

$$n_P(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{1,1819\lambda^2}{\lambda^2 - 0,011313}} \quad (5.2)$$

$$n_A(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{0,05639\lambda^2}{\lambda^2 - 83,22^2}} \quad (5.3)$$

¹die Koeffizienten müssen experimentell ermittelt werden, bei manchen Materialien ist das etwas schwerer als bei anderen

Die Graphen von Plexiglas und Quarzglas verlaufen sehr ähnlich und die Brechungsindizes sind ähnlich groß. Der Brechungsindex von Aerogel ist um einiges geringer und der Graph verläuft flacher.

5.2 Photonenausbeute

Die Photonenausbeute variiert von Material zu Material und soll im Folgenden berechnet werden. Die Photonenausbeute berechnet man mit der Frank-Tamm-Formel (2.29).

Es soll der Wellenlängenbereich von 200nm bis 900nm betrachtet werden. Des Weiteren soll die Anzahl der Cherenkov-Photonen betrachtet werden, die durch ein Myon mit der Energie 1 GeV in einem Meter Quarzglas erzeugt werden.

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{(n(\lambda))^2 \beta^2 \lambda^2} \right) d\lambda \quad (5.4)$$

dx gibt die differentielle Wegstrecke an, also wird hierfür 1m eingesetzt. $d\lambda$ gibt dann die differentielle Anzahl der emittierten Photonen an. α ist die Feinstrukturkonstante, hier wird $1/137$ eingesetzt. z gibt die Ladung des Teilchens an, im Falle des Myons also -1 . Für $n(\lambda)$ verwendet man die Sellmeier-Gleichung. Die Teilchengeschwindigkeit β kann man durch diese Formel berechnen (für Herleitung siehe Abschnitt 2.1.3):

$$\beta = \frac{\sqrt{E_{\text{kin}}^2 - m^2}}{E_{\text{kin}}} \quad (5.5)$$

Setzt man nun für die Energie 1 GeV ein und für die Masse des Myons $0,106 \frac{\text{GeV}}{c^2}$, dann erhält man $\beta = 0,9944$. Anschließend setzt man alles ein und integriert. Dabei ist zu beachten, dass die Integration analytisch nur sehr schwer durchzuführen ist und daher numerisch integriert wird. Dazu wurde in diesem Fall das Open Source Programm Maxima zur Integration verwendet. In Abbildung 5.3 ist die Anzahl der detektierten Photonen pro Wellenlänge in verschiedenen Materialien zu sehen.

5.3 Cherenkov-Winkel

5.3.1 Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit der kinetischen Energie in unterschiedlichen Medien

Bei dieser Rechnung wurden vier verschiedene Materialien betrachtet: Quarzglas, Wasser², Plexiglas und Aerogel. Der Einfachheit halber werden gemittelte Werte für den Brechungsindex verwendet, die in der folgenden Tabelle dargestellt werden:

²dient hier nur als Beispiel und kommt für den DIRC Detektor nicht in Frage

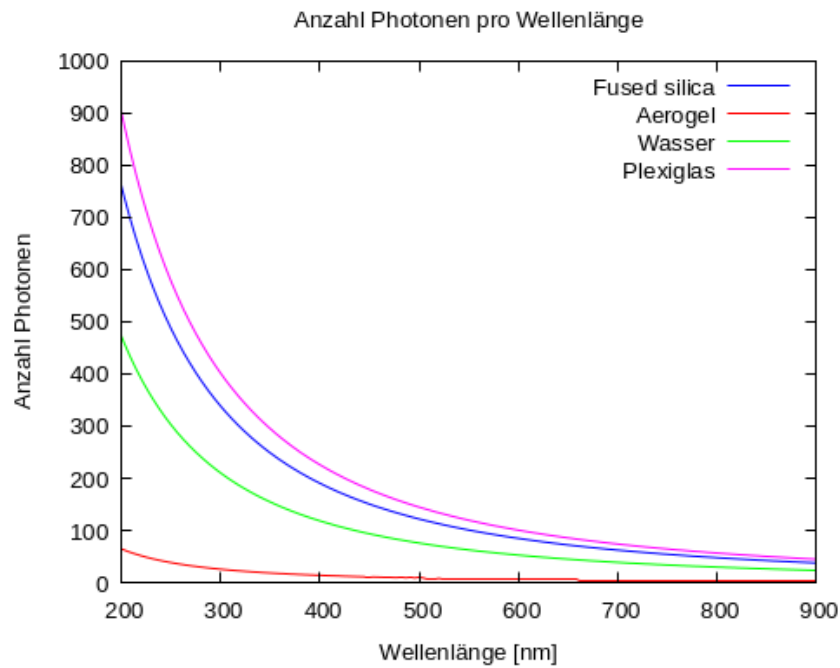


Abbildung 5.3: Anzahl der durch ein Myon ($E_{\text{kin}} = 1\text{GeV}$) erzeugten Cherenkov-Photonen pro 1m Wegstrecke in Fused Silica (Quarzglas), Wasser und Aerogel [30][34].

Material	Fused Silica	Aerogel	Wasser	Plexiglas
n	1,458	1,028	1,332	1,49

Tab. 5.1: Brechungsindex bei einer Wellenlänge von 580nm

Nun kann man die folgende Formel nach p umformen:

$$E_{\text{kin}} = \sqrt{m_0^2 + p^2}$$

$$\implies E_{\text{kin}}^2 = m_0^2 + p^2$$

$$\implies p^2 = E_{\text{kin}}^2 - m_0^2$$

$$\implies p = \sqrt{E_{\text{kin}}^2 - m_0^2}$$

Und anschließend in die in Abschnitt 2.1.3 hergeleitete Formel für β einsetzen:

$$\beta = \frac{\sqrt{E_{\text{kin}}^2 - m_0^2}}{E_{\text{kin}}}$$

Anschließend kann alles in die Formel für den Cherenkov-Winkel eingesetzt werden. Es

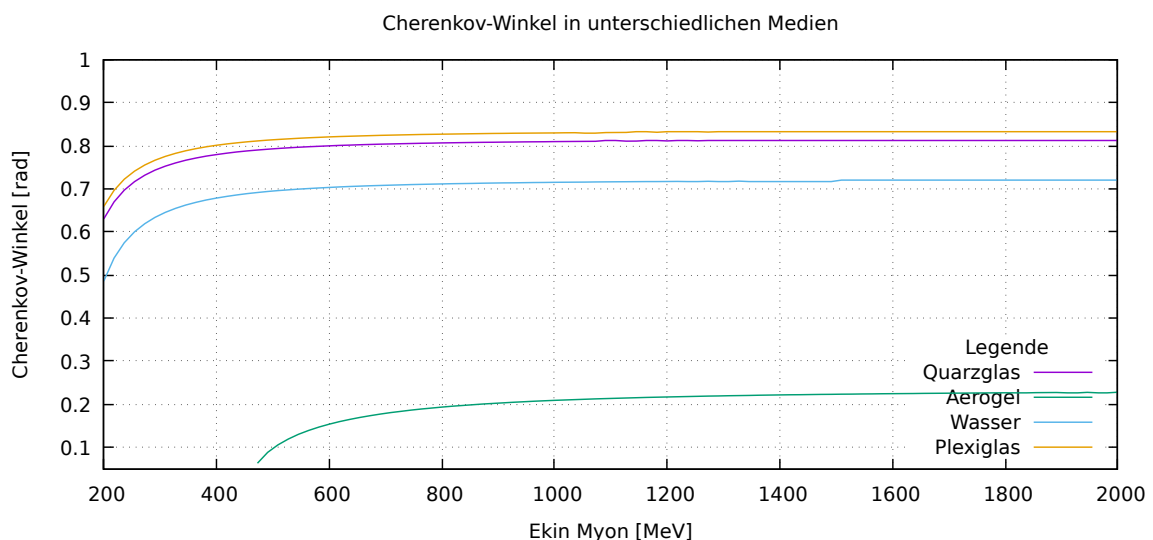


Abbildung 5.4: Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit der Energie in verschiedenen Medien [30][34]

fällt auf, dass der Cherenkov-Winkel bei Aerogel um einiges geringer als der der anderen Materialien ist. Quarzglas und Plexiglas haben ähnlich große Cherenkov-Winkel. Außerdem lässt sich aus Abb.5.4 ablesen, dass Aerogel erst ab einer kinetischen Energie (des Teilchens) von etwa 450-500 MeV Cherenkov-Photonen emittiert (siehe Abschnitt 5.5 für Genaueres). Um eine genauere Vorstellung der Größe der einzelnen Cherenkov-Winkel zu bekommen, sind die Winkel für eine kinetische Energie eines Myons bei 1,2 GeV in der folgenden Tabelle aufgelistet und in Gradmaß umgerechnet.

Material	θ [rad]	θ [x°]
Plexiglas	0,835	47,843
Aerogel	0,234	13,394
Quarzglas	0,815	46,694
Wasser	0,721	41,342

Tab. 5.2: Cherenkov-Winkel in verschiedenen Medien für ein Myon mit 1,2 GeV

5.3.2 Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit der kinetischen Energie bei verschiedenen Wellenlängen am Beispiel von Fused Silica

Nun soll der Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit der kinetischen Energie bei verschiedenen Wellenlängen betrachtet werden. Im ersten Schritt berechnet man die Brechungsindizes für unterschiedliche Wellenlängen, hier 200nm und 900nm, mit der Sellmeier-Gleichung. Dafür werden im Folgenden die Sellmeierkoeffizienten für Quarzglas verwendet.

$$n(0,2\mu\text{m}) = 1,5849 \quad (5.6)$$

$$n(0,9\mu\text{m}) = 1,4766 \quad (5.7)$$

Die Abhängigkeit der kinetischen Energie erhält man durch β , also die auf c normierte Teilchengeschwindigkeit³.

$$\beta(E_{\text{kin}}) = \frac{\sqrt{E_{\text{kin}}^2 - m_0^2}}{E_{\text{kin}}} \quad (5.8)$$

Als Masse wird die Ruhemasse eines Myons eingesetzt. Anschließend werden alle Formeln in die Formel für den Cherenkov-Winkel eingesetzt.

$$\theta(E_{\text{kin}}, \lambda) = \arccos \left(\frac{E_{\text{kin}}}{n(\lambda) \sqrt{E_{\text{kin}}^2 - m_0^2}} \right) \quad (5.9)$$

In diesem Graphen sieht man, dass der Cherenkov-Winkel ab einer bestimmten Energie nahezu konstant ist, daher werden in der Gießen-Cosmic-Station der Einfachheit halber nur Myonen ab einer Energie von 800MeV betrachtet. Das Triggersystem hilft beim Aussortieren der Myonen.

³siehe 2.1.3 für Herleitung

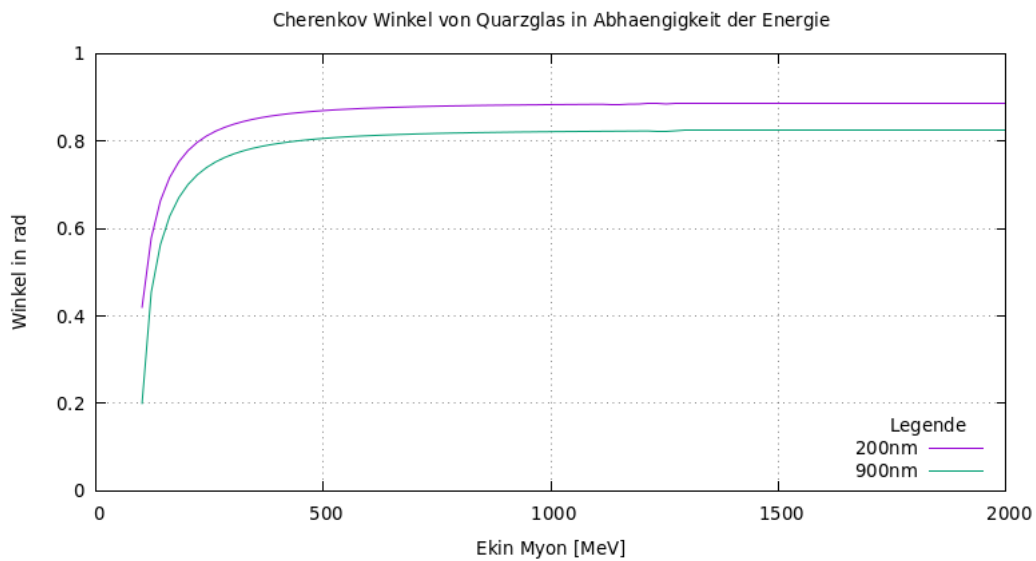


Abbildung 5.5: Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit der kinetischen Energie des Myons, außerdem lässt sich erkennen, dass der Cherenkov-Winkel ab einer bestimmten Energie des Myons annähernd konstant wird

5.3.3 Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit des Impuls in verschiedenen Medien bei unterschiedlichen Wellenlängen

Die Brechungsindizes können wieder mit der Sellmeier-Gleichung berechnet werden. Hier wurden die Wellenlängen 200nm und 900nm eingesetzt.

Die Abhängigkeit des Impulses erhält man durch β .

λ [nm]	n(Quarzglas)	n(Aerogel)	n(Plexiglas)
200	1,5849	1,0335	1,6273
900	1,4766	1,0280	1,4828

$$\beta = \frac{p}{E} \quad (5.10)$$

Für E setzt man folgendes ein :

$$E = \sqrt{m_0^2 + p^2} \quad (5.11)$$

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{m_0^2 + p^2}} \quad (5.12)$$

Anschließend kann alles in die Gleichung für den Cherenkov-Winkel eingesetzt werden.

$$\theta(p) = \arccos\left(\frac{\sqrt{m_0^2 + p^2}}{np}\right) \tag{5.13}$$

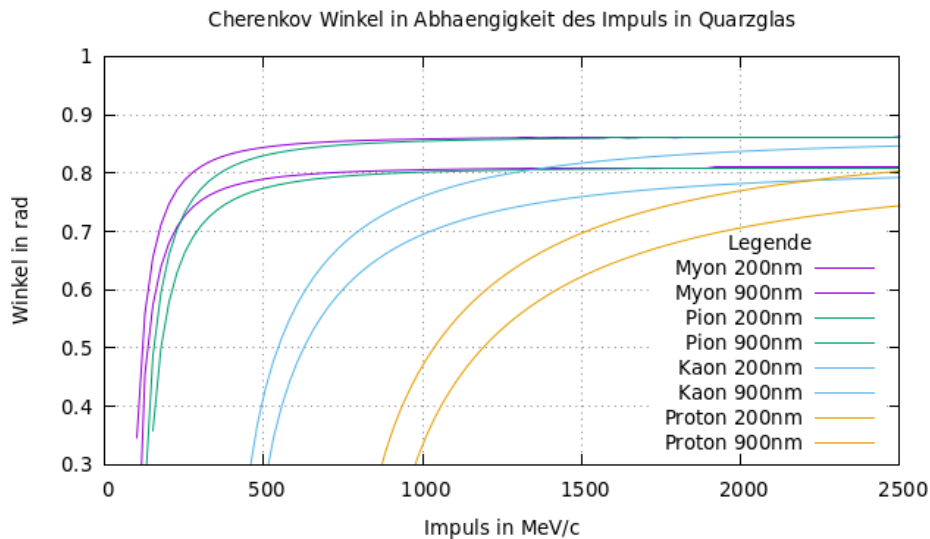


Abbildung 5.6: Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit des Impuls in Quarzglas

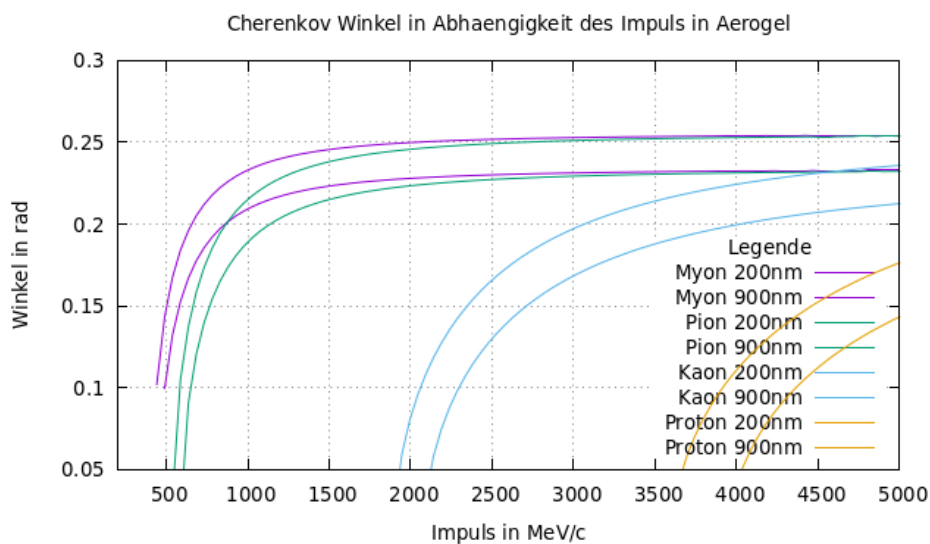


Abbildung 5.7: Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit des Impuls in Aerogel

In allen Plots ist zu erkennen, dass die Cherenkov-Winkel bei Myonen und Kaonen oder Pionen und Kaonen auch bei verschiedenen Wellenlängen relativ gut zu unterscheiden sind. Bei Myonen und Pionen überlappen sich die Winkel schnell. Das zeigt, warum eine höhere Auflösung für eine Myon-Pion Separation (SCTF) benötigt wird als für eine

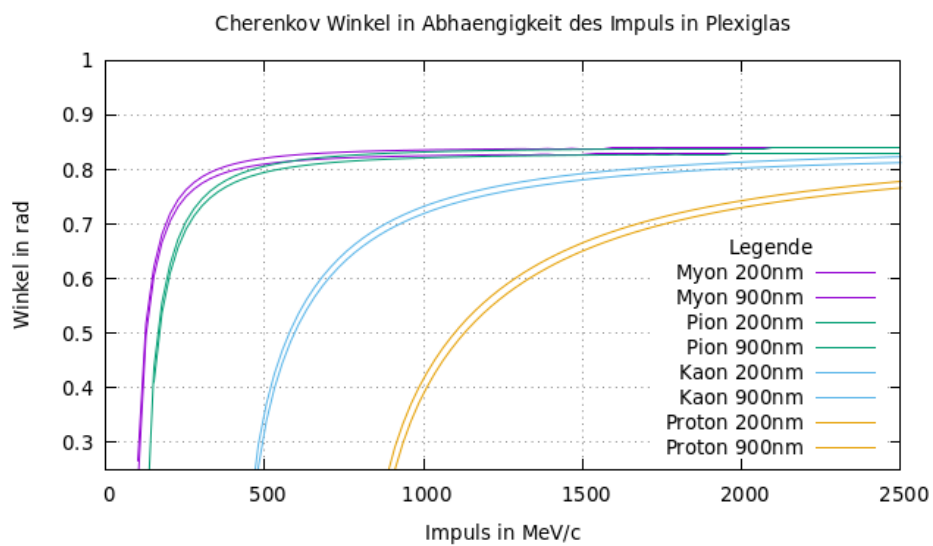


Abbildung 5.8: Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit des Impuls in Plexiglas

zwischen Pionen und Kaonen (PANDA). Auch hier fällt auf, dass Aerogel erst ab einem Teilchenimpuls von etwa 500 MeV/c Cherenkov-Photonen emittiert, wohingegen Quarzglas und Plexiglas schon bei etwa 200 MeV/c Cherenkov-Photonen emittiert. Das führt auch dazu, dass der Cherenkov-Winkel bei Aerogel erst ab höheren Impulsen konstant wird. Das heißt, dass die Überlappung der Cherenkov-Winkel erst später eintritt und eine Separation somit leichter möglich ist.

5.4 Detektorauflösung

Es ist wichtig zu betrachten, welche Teilchen in einem Teilchendetektor unterschieden werden müssen. Im Endcap Disc DIRC von PANDA müssen Pionen von Kaonen unterschieden werden und in dem Detektor, der für die SCTF konzipiert wird, sollen Pionen von Myonen unterschieden werden. Die Massen von Myonen und Pionen haben eine weit geringere Differenz als die von Pionen und Kaonen, somit ist auch die Differenz der jeweiligen Cherenkov-Winkel bei Pionen und Myonen geringer als die von Pionen und Kaonen. Die Differenz der Cherenkov-Winkel gibt die benötigte Detektorauflösung an.

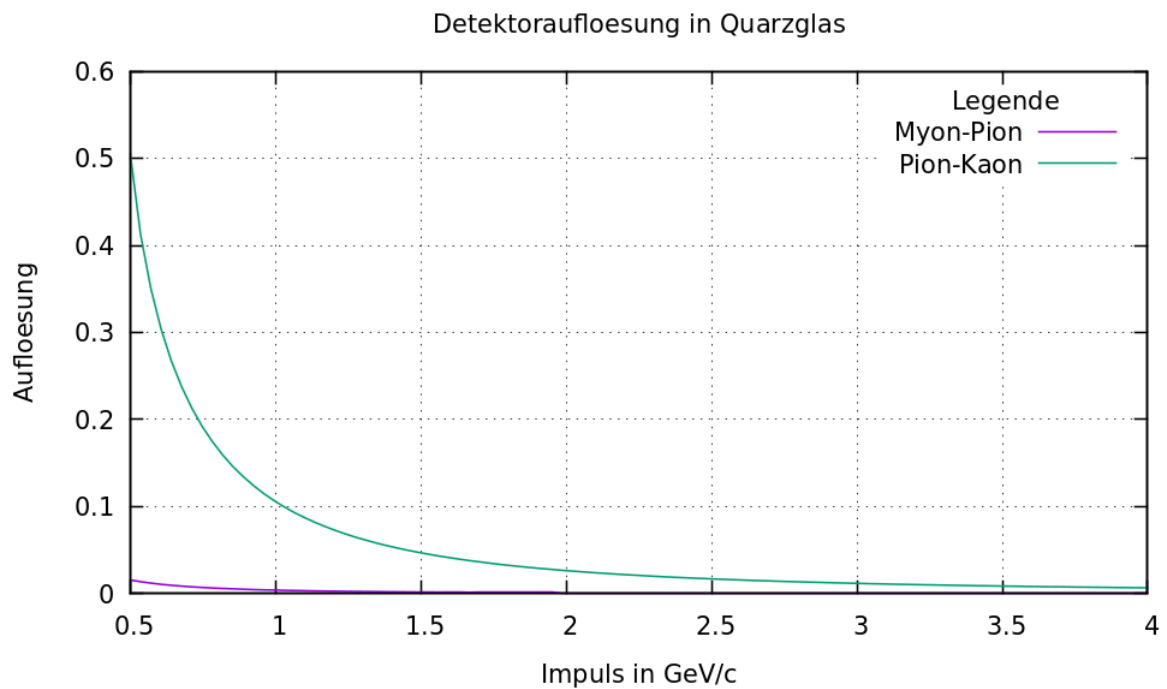


Abbildung 5.9: Detektorauflösung in Quarzglas

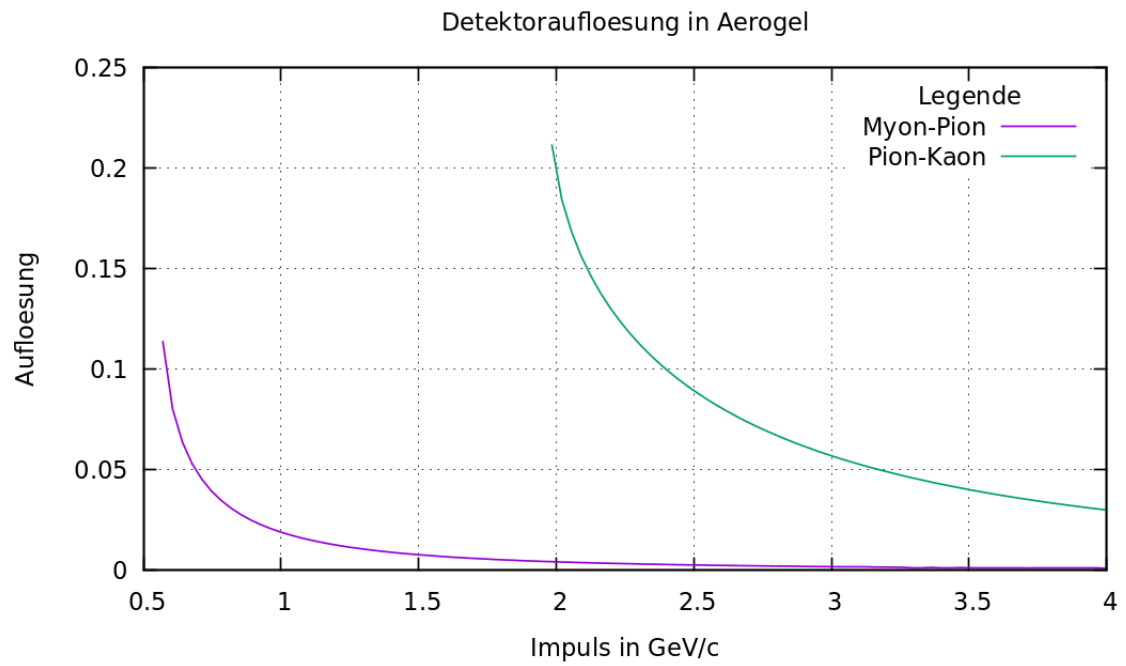


Abbildung 5.10: Detektoraufloesung in Aerogel

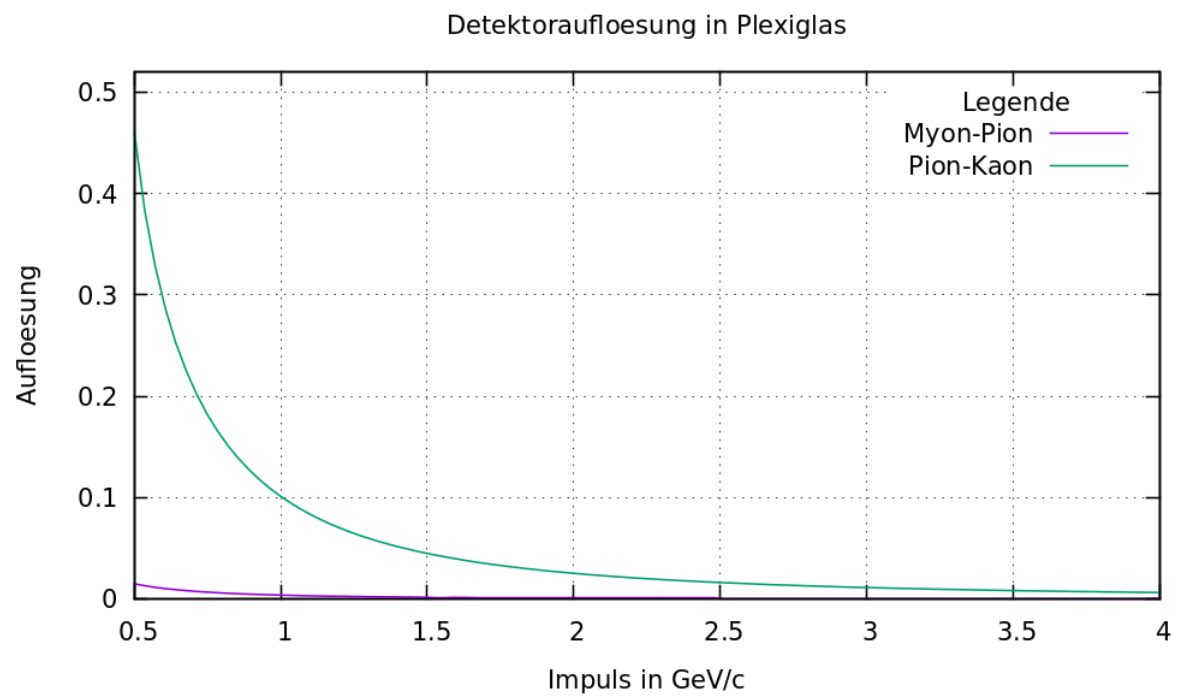


Abbildung 5.11: Detektoraufloesung in Plexiglas

5.5 Auswertung

In der SCTF sollen vor allem Myonen und Pionen in einem Impulsbereich von 0.2 bis 1.5 GeV/c voneinander unterschieden werden [29]. Betrachtet man die nötige Detektorauflösung, fällt auf, dass Aerogel die am wenigsten geringe Detektorauflösung für eine Myon-Pion-Separation benötigt, das liegt an dem relativ kleinen Brechungsindex, dieser bewirkt jedoch auch, dass der sogenannte Threshold-Impuls von Aerogel groß wird. Der Threshold-Impuls ist eine Impulsuntergrenze, ab der Photonen von dem jeweiligen Material emittiert werden. Diese Impulsuntergrenze kann man durch die Beziehung zwischen der auf c normierten Teilchengeschwindigkeit β und dem Teilchenimpuls herleiten. ([39] S.9)

Man setzt die Formeln

$$\beta = \frac{p}{E} \quad \text{und} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (5.14)$$

gleich und setzt die Formel 2.11 ein

$$\frac{v}{c} = \frac{p}{\sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}}. \quad (5.15)$$

Nun setzt man die Beziehung $v = c/n$ ein (siehe Abschnitt 2.5.2), da sie die minimale Geschwindigkeit eines Teilchens darstellt, bei der noch Cherenkov-Photonen emittiert werden.

$$p = \frac{v}{c} \cdot \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2} \quad (5.16)$$

Durch einige Umformungen kommt man zu dieser Formel für den kleinsten Impuls, bei dem ein Medium noch Cherenkov-Photonen emittiert.

$$p = \frac{m_0 \cdot c}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (5.17)$$

Mit Quarzglas oder Plexiglas benötigt man eine höhere Detektorauflösung. Der Nachteil von Aerogel lässt sich allerdings im Graphen 5.3 erkennen, in dem zu erkennen ist, dass die Photonenausbeute in Aerogel recht gering ist. Außerdem emittiert Aerogel erst ab einem Teilchenimpuls (hier für ein Myon) von etwa 500 MeV/c Cherenkov-Photonen, wie der Graph 5.7 zeigt. Das heißt, dass man mit Aerogel nicht den gesamten Impulsbereich für die SCTF abdecken könnte. Die Detektoraufösungen für eine Myon-Pion-Separation von Quarzglas und Aerogel sind in Abbildung 5.5 etwas genauer zu sehen.

In der folgenden Tabelle ist der Threshold-Impuls der drei verschiedenen Materialien einzusehen. Diese wurden mit der Formel 5.5 berechnet⁴. Dazu wurden die Brechungsindizes aus Tabelle 5.1 verwendet.

⁴bei dieser Rechnung ist es wichtig nochmal mit c zu multiplizieren

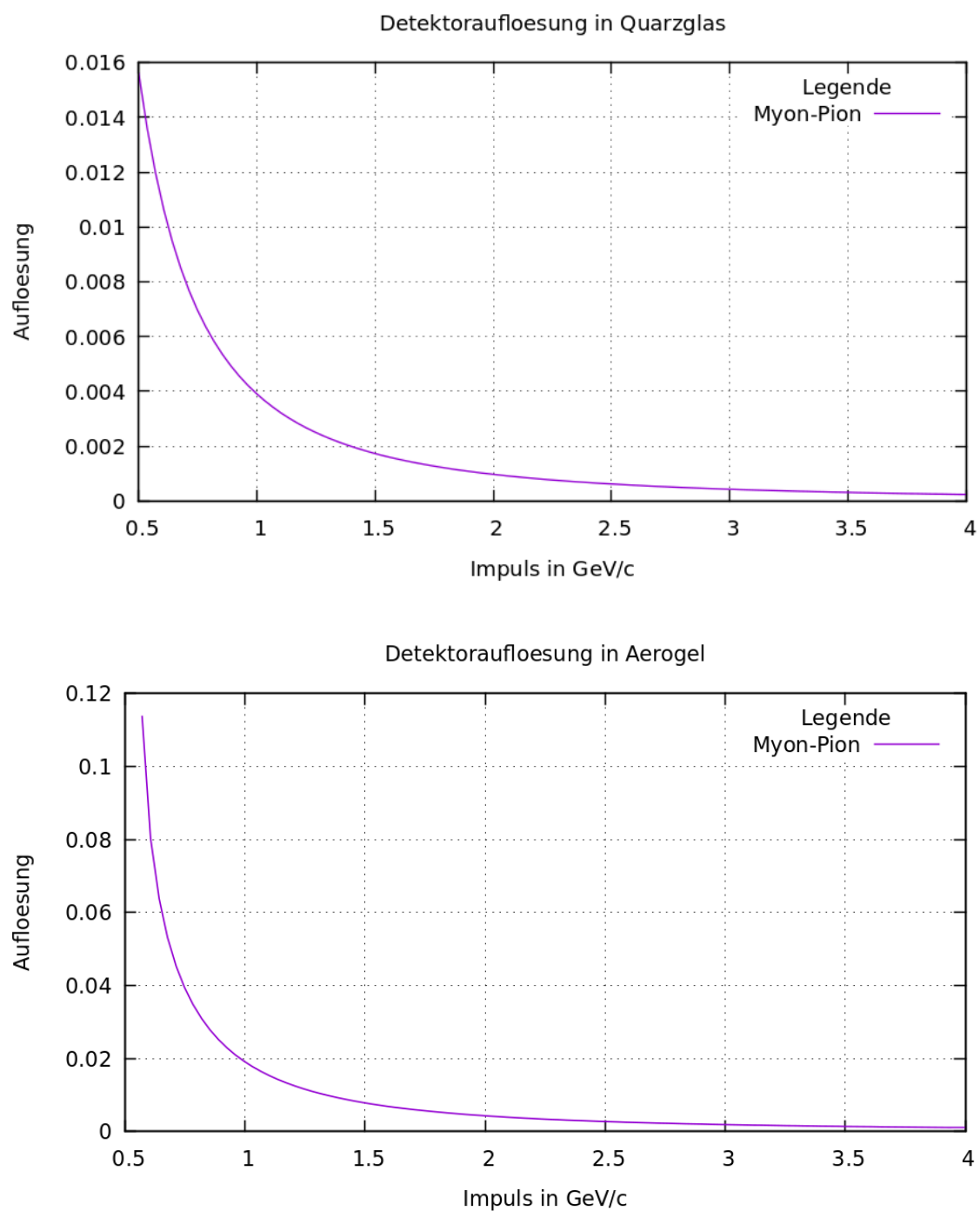


Abbildung 5.12: Auflösung bei Myon-Pion Separation

Aerogel	Quarzglas	Plexiglas
443,395	99,582	95,655

Tab. 5.3: Threshold-Impulse in MeV/c

Kapitel 6

Messungen und Datenanalyse

6.1 Analyseprogramm

6.1.1 Daten

Die zur Verfügung gestellten Daten sind in sogenannten Trees (dt. Bäumen) gespeichert. In jedem Datenbaum gibt es mehrere Branches (dt. Äste), die man je nachdem, welche Auswertungen man vornehmen möchte, nach Belieben aufrufen kann. Mir wurden folgende Datensätze zur Verfügung gestellt.

Material	Messzeit
-	18h
Plexiglas	24h
Aerogel	16h
Szintillator	24h

Tab. 6.1: Messzeit für jeden Datensatz

Pro halber Stunde gibt es einen eigenen Datenfile. Die einzelnen Komponenten der GCS haben eigene Auslesekanäle. Jedem Kanal ist eine ChannelID zugeordnet. Es ist wichtig zu wissen, welche Kanäle zu welchen Komponenten gehören, um die ausgegebenen Daten korrekt auswerten zu können. Diese Zuordnungen der einzelnen Komponenten zu Auslesekanälen nennt man auch Mapping. Die einzelnen Teststand-Komponenten mit ihren zugehörigen Kanälen sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. In Abbildung 6.1 ist ein Histogramm zu sehen, das die einzelnen Einträge pro GCS-Kanal zeigt. Dabei kann man auch die wesentlichen Bestandteile der GCS anhand der Eintraghäufungen erkennen und dann durch Kenntnis der Kanalzuordnung (siehe Tab.6.2) genau zuordnen.

Im Programm zur Auswertung der Daten werden immer alle Datenreihen mit einer sogenannten for-Schleife durchgegangen. Durch sogenannte if-Bedingungen kann man sich die zur Auswertung interessanten Kanäle herausuchen (siehe Analyseprogramm im

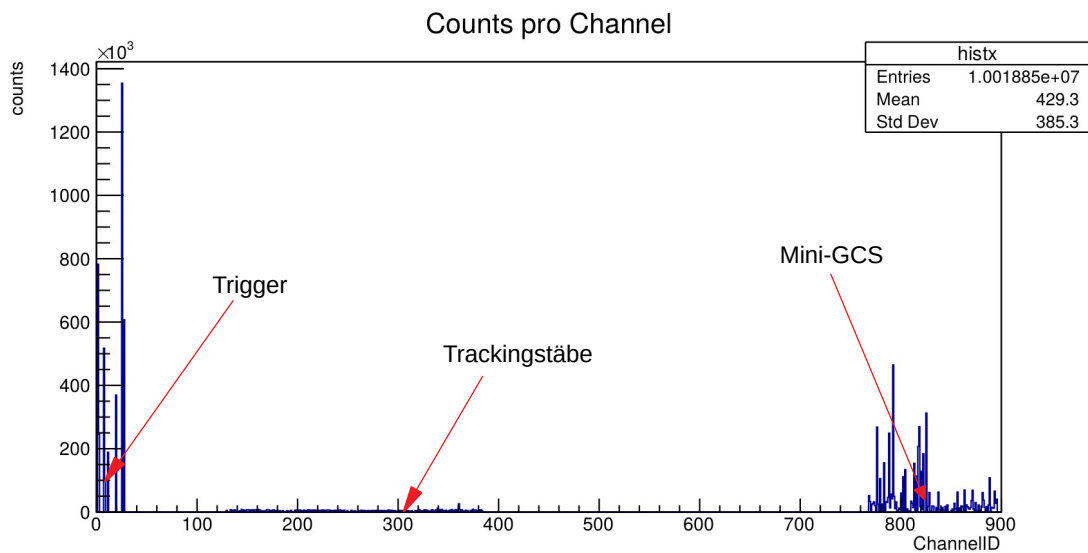


Abbildung 6.1: Einträge pro Kanal in der GCS (beispielhaft an einem Datensatz)

Teststandkomponente	Kanäle
obere Trackingbox (x)	128 - 191
obere Trackingbox (y)	192 - 255
untere Trackingbox (x)	256 - 319
untere Trackingbox (y)	320 - 383
untere Triggerplatte	1,2,7,8
obere Triggerplatte	11,18,25,27
Mini-GCS	768 - 895

Tab. 6.2: Kanäle der Teststandkomponenten (Mapping)

Anhang). Da mir keine Daten zu Quarzglas zur Verfügung stehen, konnte ich dieses Material nicht in meine Datenauswertung mit einbeziehen. Allerdings hat Plexiglas einen ähnlichen Brechungsindex (siehe Abb. 5.2) und auch die Photonenausbeute ist ähnlich (siehe 5.3), deshalb kann man die Materialien Plexiglas und Quarzglas als ähnlich behandeln und mit Aerogel und dem Szintillator vergleichen.

6.1.2 Histogramme fitten

Bei der Auswertung vieler Daten in einem Histogramm ergibt sich meist eine besondere Form von Verteilung, das heißt Häufungen von Einträgen an bestimmten Stellen. Diese Verteilung von Daten in einem Histogramm kann man nun mit verschiedenen Funktionen approximieren (annähern). Dieses Approximieren nennt man auch Fitten (Anpassen). Man kann die Verteilung eines Histogramms mit den verschiedensten Funktionen fitten, z.B mit Polynomen (jeder Grad möglich) oder mit Exponentialfunktionen. Bei Statistiken und Messungen wird oft die Gaußverteilung zum Modellieren bzw. Annähern verwendet. Auch im Folgenden wurden die Histogramme immer mit einer Gaußverteilung gefittet. Die Gleichung der sogenannten Gaußschen Glockenkurve lautet dabei wie folgt:

$$\varphi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-1/2t^2} \quad (6.1)$$

Diese e-Funktion wird nun über die jeweiligen Histogramme gelegt; dazu wird sie etwas angepasst. Die gesamte Funktion wird um den Faktor $1/\sigma$ gestreckt, um den Erwartungswert μ auf der x-Achse verschoben (das negative Vorzeichen ist hier wichtig) und zusätzlich muss der Teil der e-Funktion in der Funktionsgleichung gestreckt werden, um die Funktion auf die Breite des Histogramms anzupassen. Dies erreicht man, indem man den Exponenten von e durch die Standardabweichung σ teilt. Man erhält folgende Gleichung für die lokale Näherungsformel. ([21] Kapitel 3.2)

$$\varphi_{\mu,\sigma}(t) = \frac{1}{\sigma} \cdot \varphi(t - \mu/\sigma) = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} e^{-1/2(t - \mu/\sigma)^2} \quad (6.2)$$

Mit dieser Formel kann man eine binomialverteilte Zufallsgröße mit der Gaußschen Glockenkurve approximieren. In Abbildung 6.2 ist ein Histogramm mit einer gefitteten Funktion abgebildet. Das Beispiel zeigt ein Histogramm zur Masse eines Glueballs (exotische Materie, bisher noch nicht entdeckt), die aus Simulationsdaten geplottet wurde. Auf der linken Seite sieht man eine Approximation mittels der Normalverteilung (Gaußsche Glockenkurve) und auf der rechten Seite sieht man eine Approximation mit einer anderen Funktion (in diesem Fall Breit-Wigner Funktion¹). Auffällig ist, dass die Gaußkurve im Vergleich zu der anderen verwendeten Funktion nicht sonderlich gut passt und die Daten im Histogramm nicht gut annähert. Je nach Messung muss man also entscheiden, welche Funktion sich am besten zu Approximation eignet und gegebenenfalls verschiedenen Varianten ausprobieren.

¹diese Funktion wird in Teilchenphysik oft verwendet, um Histogramme zu approximieren

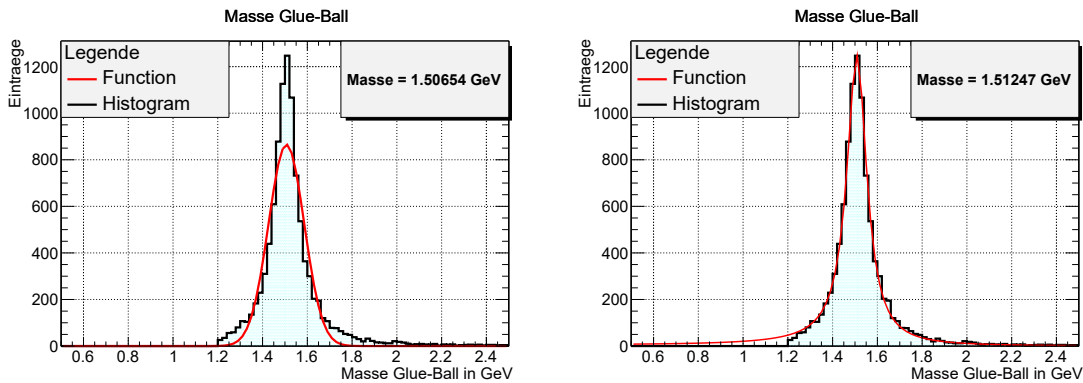


Abbildung 6.2: Histogramm Fit, mit Gauß-Funktion links und Breit-Wigner rechts, je nachdem mit welcher Funktion das Histogramm angenähert wurde, variiert die Masse des Teilchens und ist somit auch unterschiedlich genau

6.1.3 Programm

Das Analyseprogramm analysiert die Daten und stellt sie in Histogrammen dar. Dabei liefert die Analyse auch mehrere Werte in einer Legende. Mit Root kann man sich ei-

	histuptr	
Einträge	Entries	3.509124e+07
Durchschnitt	Mean	-8.951e+04
Standardabweichung	Std Dev	5.977e+04
Einträge, die nicht im Histogramm liegen	Underflow	1.678e+07
	Overflow	7
Verzerrung	Integral	3.657e+04
<u>Fit Parameter</u>	Skewness	-0.2106
Differenz von Fit und Histogramm	χ^2 / ndf	4.116 / 1
Höhe der Gaußverteilung	Constant	1684 ± 36.5
Durchschnitt	Mean	-3.471e+04 ± 6.831e+01
Standardabweichung	Sigma	3479 ± 91.8

Abbildung 6.3: Root-Output-Legende eines durch Datenanalyse erzeugten Histogramms

ne Reihe von Werten zu seinen Histogrammen in einer Legende ausgeben lassen. Ein

Beispiel für eine solche Legende ist in Abb. 6.3 dargestellt. In der ersten Zeile steht die Anzahl der Einträge, die in das Histogramm geschrieben wurden. Der zweite Wert „Mean“ zeigt den durchschnittlichen Wert auf der X-Achse, bei zwei- oder dreidimensionalen Histogrammen oder Graphen werden dann analog zum Durchschnitt des X-Wertes, der Durchschnitt für den Y- und Z-Wert aufgeführt. In der Zeile „Std dev“ steht die Standardabweichung. Der Underflow zeigt alle Werte, die nicht im dargestellten Histogramm zu finden sind und unter den dargestellten Werten liegen. Der Overflow ist das selbe nur für alle Werte, die über den dargestellten Werten liegen. Das Integral gibt das Integral also die Fläche des Histogramms an. Die Skewness gibt die Verzerrung des Histogramms an. Wäre das Histogramm symmetrisch, wäre dieser Wert gleich Null. Die unteren vier Werte gehören zum Fit des Histogramms. χ^2 ist eine Größe, die die quadratische Summe der Differenz zwischen dem realen Histogramm und der angefitteten Funktion angibt. Je besser die gefittete Funktion zu dem Histogramm passt, desto besser ist der Fit gelungen. Das „/ndf“ gibt die Anzahl der Freiheitsgrade des Fits an. Die Größe Constant gibt die Höhe der gefitteten Funktion (hier Höhe der Gaußverteilung) an. Darunter ist mit "Mean" der Durchschnitt für die angefittete Funktion aufgeführt. Der letzte Werte in der Legende, "SSigma", ist die Standardabweichung des Fit.

Im Anhang ist ein Analysebeispiel zu finden, das mit ausführlichen Kommentaren versehen ist. Die Logik hinter dem Programm ist nicht sonderlich kompliziert. Zu Beginn des Programms werden zunächst alle benötigten Variablen definiert. Danach werden die Datenfiles in das Programm eingebunden und ein Output-File geöffnet, in dem alle Histogramme gespeichert werden sollen. Anschließend werden die für die Auswertung interessanten Branches (Datenzweige) Variablen x und y zugewiesen. Nun können beliebig viele Histogramme erstellt werden. Am Ende des Programms werden sämtliche verwendeten Bezeichner wieder frei gegeben². Im Titel der Legenden kann man den Namen der Histogramme im Analyseprogramm ablesen.

6.2 Laufzeit elektrischer Signale

Es ist sehr wichtig, die Laufzeit der einzelnen Signale zu beachten, wenn man Messungen nimmt, besonders in großen Detektoren mit mehreren Subdetektoren, die unterschiedliche Kabellängen haben, sonst können sich nämlich leicht Fehler in der Datenauswertung ergeben.

Um die Laufzeit eines Signals in einem Kabel zu bestimmen, braucht man einen Messaufbau mit einem Sensor, der Signale abgibt, ein Netzteil, das den Sensor mit einer Spannung versorgt, und ein Oszilloskop zum Aufnehmen der Daten. Außerdem benötigt man noch zwei verschieden lange Kabel. Das Kürzere der beiden Kabel definiert man als 0-Länge. Für die Bestimmung der Lauflänge des Signals ist die Längendifferenz beider Kabel entscheidend. Bei den im Folgenden dargestellten Messungen handelt es sich um eine Längendifferenz von 2m. Die Messinstrumente werden wie in der Skizze 6.5 angeordnet bzw. verkabelt. Als Sensor wurde ein SiPM verwendet, der auch in Abb. 6.4 zu sehen ist. Der SiPM wurde auf einer Platine befestigt.³

²siehe 8.1

³dieses Experiment habe ich selbst vor Ort durchgeführt

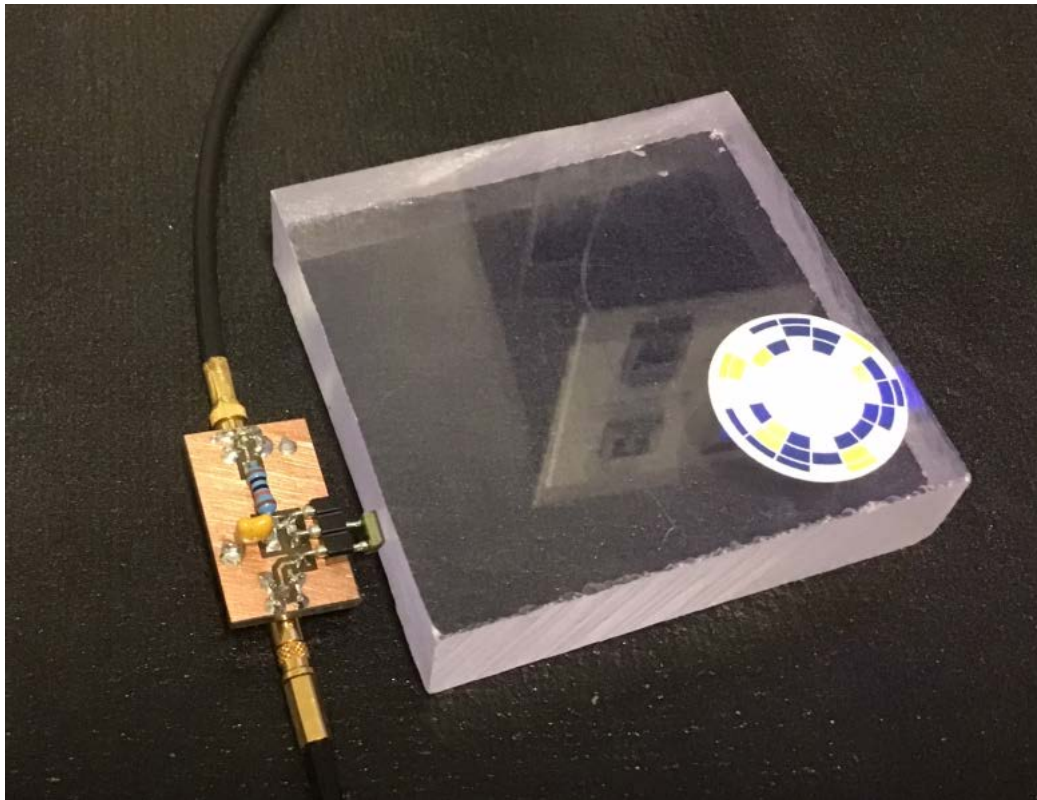


Abbildung 6.4: Laufzeit-Messung mit Szintillator und SiPM

Wenn nun kosmische Myonen durch den Szintillator fliegen, emittiert dieser Photonen, die von den SiPMs detektiert werden. Diese Signale werden dann über Kabel zum Oszilloskop übermittelt und benötigen dafür eine bestimmte Zeit, die in diesem Experiment untersucht werden soll.

Zur Auswertung der Messungen werden die Messdaten mittels eines selbstgeschriebenen Programms in einem Histogramm (siehe Abb. 6.6, 6.7) dargestellt. Um das Ergebnis klarer darzustellen, kann man die Histogramme mit einer Gauß-Funktion fitten. Schaut man sich nun die Zeitdifferenz der beiden Histogramme an (am besten man betrachtet die Maxima der Einträge), stellt man fest, dass die Position der jeweiligen Maxima der Gauß-Funktionen unterschiedlich sind. Die Zeitdifferenz liegt bei

$$\Delta t = -530,7\text{ns} - (-523,4\text{ns}) = -7,3\text{ns} \quad (6.3)$$

Das heißt, dass das elektrische Signal, das vom Sensor ausgegeben wird, 7,3ns für 2m Weg benötigt und das heißt wiederum, dass es für einen Meter etwa 3,65ns braucht. Die Geschwindigkeit beträgt etwa 91% der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Das Ergebnis kann man auch durch Sichtung der entsprechenden Datenfiles überprüfen, da die Menge der Datenpaare noch überschaubar ist. In der folgenden Tabelle sind die Zeiten, bei denen der Sensor jeweils am meisten gefeuert hat, aufgezeigt:

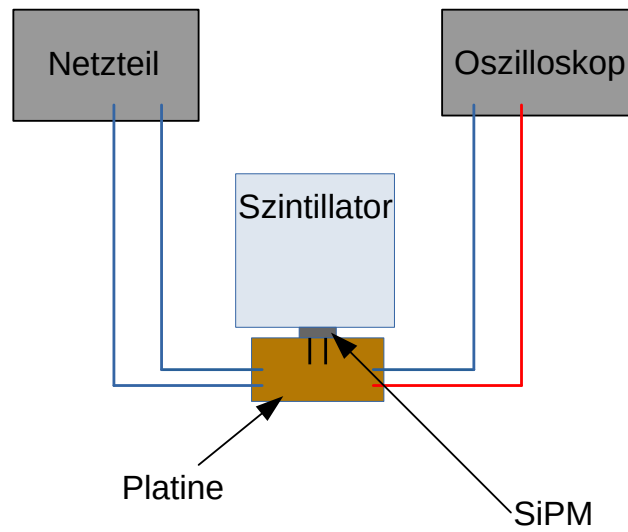


Abbildung 6.5: Skizze des Versuchsaufbaus, das rote Kabel ist das in der Länge variierende Kabel, zusätzlich wurde der Versuchsaufbau noch mit einer Matte abgedunkelt (es wurde auch im Dunklen experimentiert)

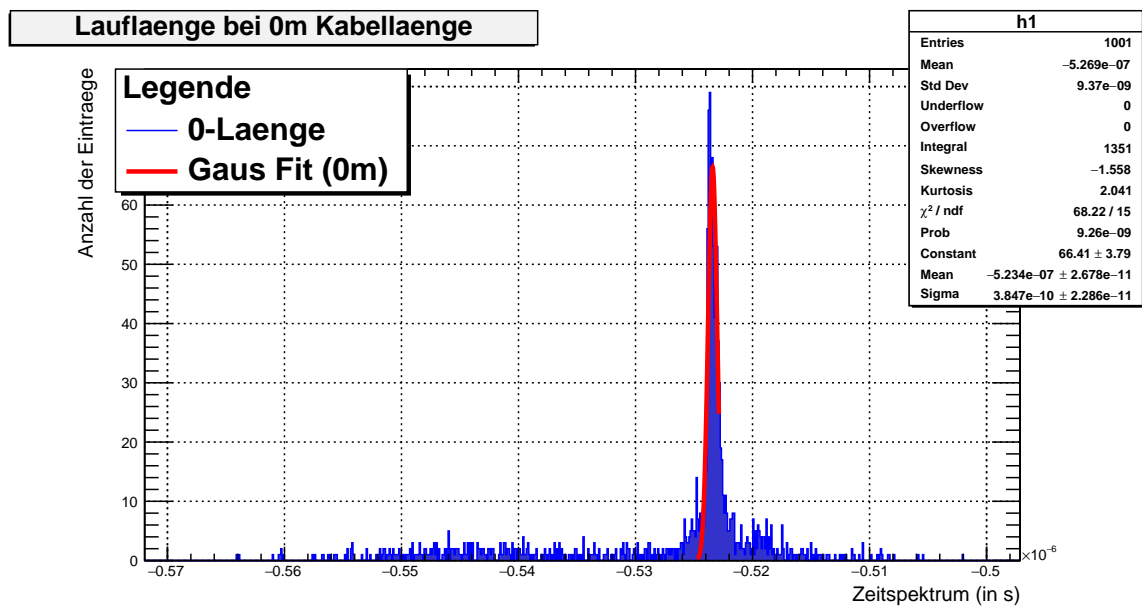


Abbildung 6.6: Laufzeit-Messung mit Szintillator und SiPM (0-Länge)

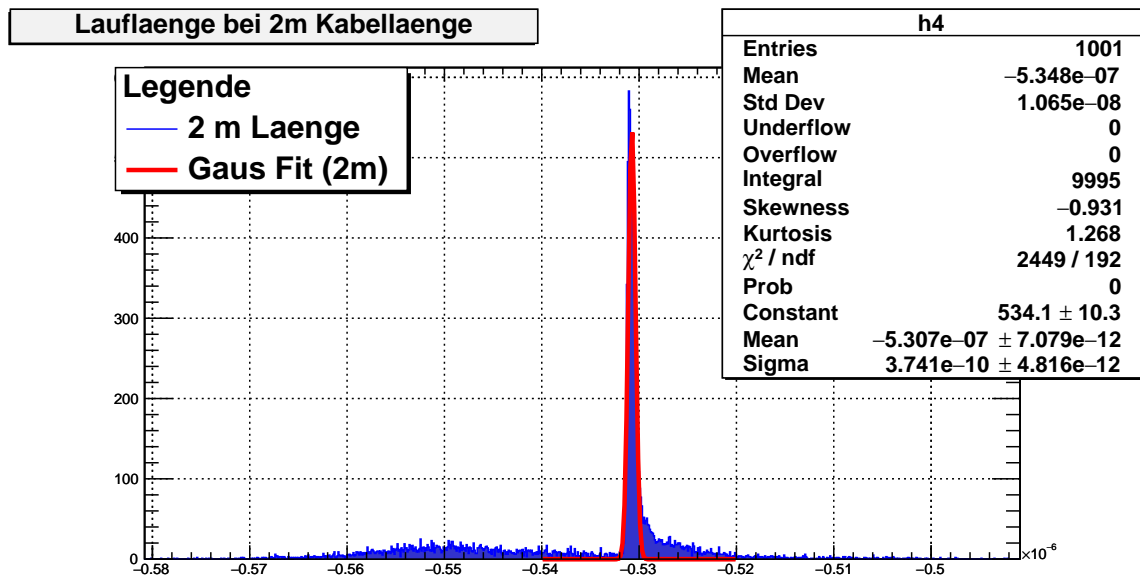


Abbildung 6.7: Laufzeit-Messung mit Szintillator und SiPM (2m-Länge)

Kabel	Zeit mit meisten Einträgen
0-Länge	-1ns
2m-Kabel	9ns

Tab. 6.3: Zeiten mit den meisten Einträgen in den Datenfiles zur Laufzeitmessung

Die Differenz der beiden Zeiten beträgt genau 10ns. Das heißt, dass man bei alleiniger Sicht auf die Daten eine Geschwindigkeit von 5ns für einen Meter erhalten würde, dies beträgt nur etwa 67% der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

6.3 Koinzidenzmessungen

In Abb.6.8 ist eine Koinzidenzmessung⁴ zwischen zwei SiPMs zu sehen, dabei lässt sich auf der x-Achse erkennen, wie viel Spannung die Sensoren bei einem Strompuls in etwa abgeben. Die detektierten Photonen wurden in diesem Experiment von einem Szintillator emittiert. Koinzidenzmessungen werden in der Experimentalphysik oft durchgeführt, um reale Ereignisse von Untergrundsignalen (Dark-Counts, siehe Abs. 6.4.2) zu unterscheiden. Der Messaufbau entsprach dem in der Laufzeitmessung (siehe Abb. 6.5). Allerdings wurde bei dieser Messung die Kabellänge nicht verändert und mit zwei SiPMs am Szintillator gearbeitet. Koinzidenzen spielen bei allen größeren Experimenten eine wichtige

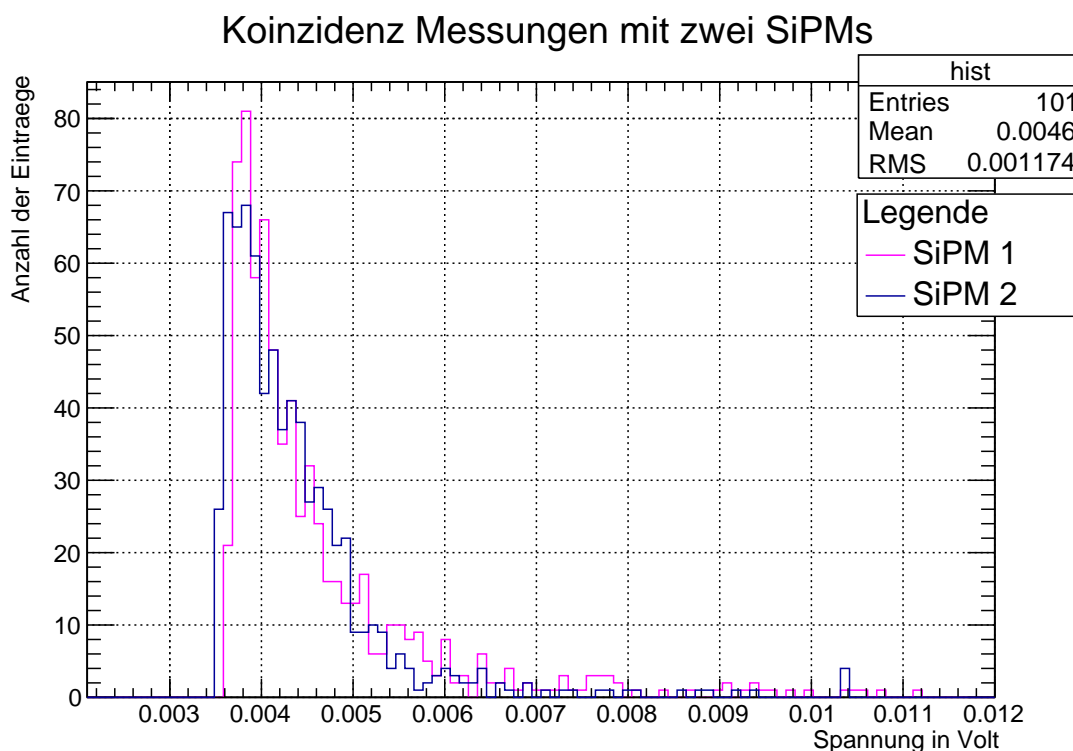


Abbildung 6.8: Koinzidenzmessung mit zwei SiPMs

Rolle, um sicherzugehen, dass die gemessenen Signale wirklich relevante Events sind.

⁴diese Messreihe habe ich selbst erstellt

6.4 Zeitdifferenz

Zeitdifferenzmessungen innerhalb der GCS sind ein wesentlicher Bestandteil der vorliegenden Arbeit. Zum Einen dienen sie als erste Programmierübung und zum Anderen kann man eine Reihe von Schlüssen daraus ziehen. Man kann aus den folgenden Zeitdifferenzenauswertungen beispielsweise die Geschwindigkeit der Myonen vor und nach dem Passieren des Absorbers errechnen. Außerdem kann man eine erste qualitative Betrachtung der Photonenausbeute der verschiedenen Materialien vornehmen.

6.4.1 Myonengeschwindigkeit

Über Zeitdifferenzmessungen kann man die mittlere Geschwindigkeit der Myonen bestimmen, die durch die GCS fliegen. In Abb. 6.9 sind die Abstände der Spurboxen sowie der Triggerplatten dargestellt. Im Histogramm in Abb. 6.10 wurde die Zeitdifferenz der Signale der beiden Spurboxen berechnet. Es ergibt sich ein klarer Peak, den man mit der Gaußverteilung fitten kann. Mit der Formel

$$v = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (6.4)$$

kann man nun die Geschwindigkeit der Myonen berechnen. Für Δt wird der Mittelwert der Gaußverteilung verwendet. Für Δs wird der Abstand der beiden Spurboxen verwendet, dabei ist zu beachten, dass es einen Winkelversatz um 13° gibt (siehe Abb. 3.5 und 6.9). Für Δs gilt also

$$\Delta s = \frac{1,5\text{m}}{\sin(77^\circ)} = 1,53946\text{m}. \quad (6.5)$$

$$v = \frac{1,53946\text{m}}{5440 \cdot 10^{-12}\text{s}} = 282988970,6 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (6.6)$$

Die errechnete Geschwindigkeit entspricht etwa 94,395% der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Nun kennt man die mittlere Geschwindigkeit der Myonen, bevor sie den Absorber passiert haben. Interessant wäre nun zu untersuchen, ob, und wenn ja, wie viel an Geschwindigkeit die Myonen durch das Passieren des Absorbers einbüßen. Um dies zu untersuchen, kann man genauso vorgehen wie bei der Geschwindigkeitsberechnung zwischen den Spurboxen. Bei Berücksichtigung des Winkelversatzes ergibt sich $\Delta s = 3,07891\text{m}$ als Abstand der beiden Triggerplatten. Um die Zeitdifferenz zu ermitteln, kann man sich diese in einem Histogramm darstellen lassen, dabei ergibt sich wieder ein Peak. Diesen Peak kann man nun mit der Gaußverteilung fitten und erhält somit einen Mittelwert für die Zeitdifferenz. Das Histogramm ist in Abb.6.11 zu sehen.

$$v = \frac{3,07891\text{m}}{12370 \cdot 10^{-12}\text{s}} = 248901374,3 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (6.7)$$

Die errechnete Geschwindigkeit beträgt nun etwa 83,025% der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Das heißt, dass die Myonen an kinetischer Energie verlieren, wenn sie durch den Bleiabsorber fliegen.

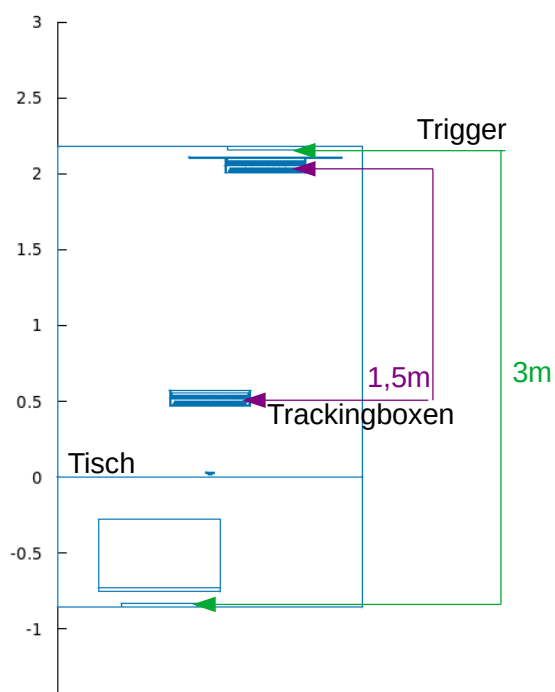


Abbildung 6.9: Abstände der Triggerplatten und Spurboxen innerhalb der GCS

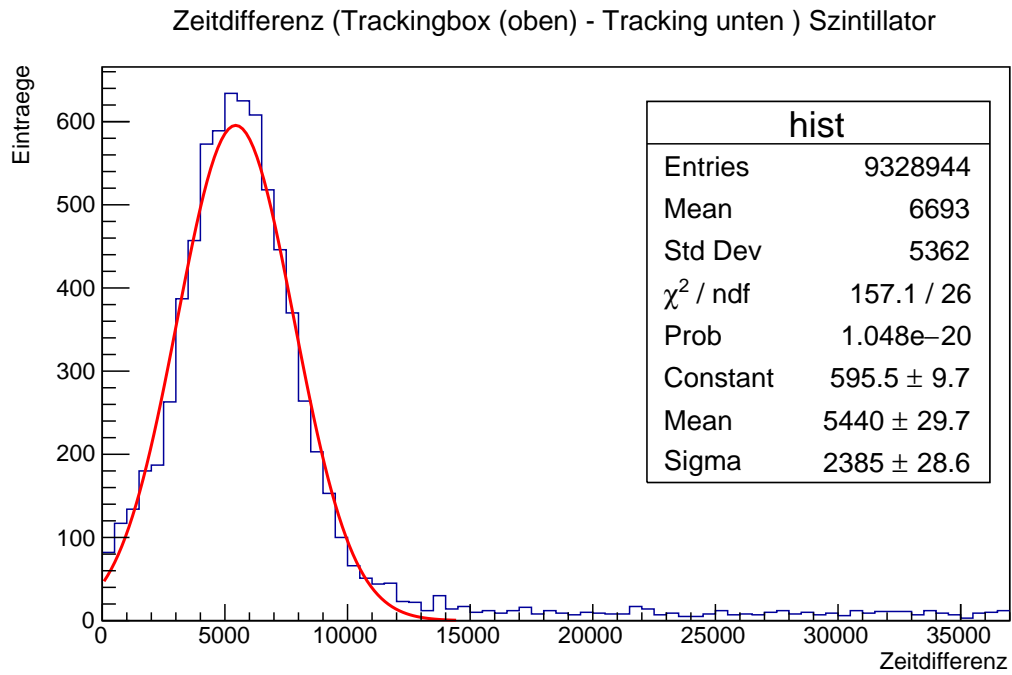


Abbildung 6.10: Zeitdifferenz zwischen den beiden Spurboxen

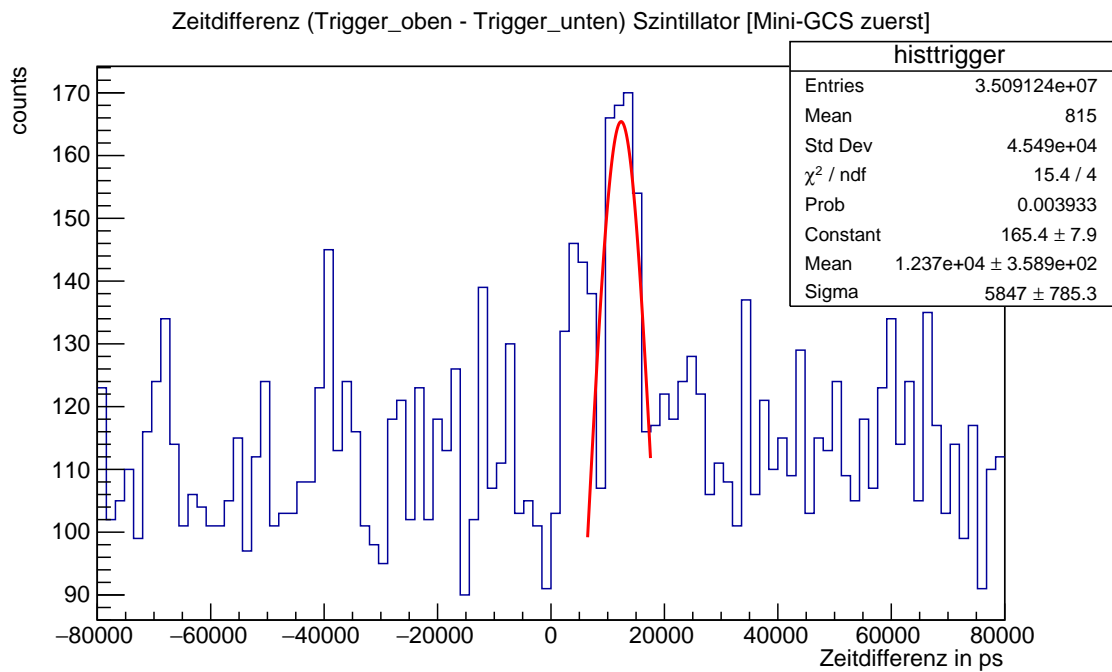


Abbildung 6.11: Zeitdifferenz zwischen beiden Triggerplatten

6.4.2 Untergrund

Untergrundmessungen sind in der Experimentalphysik wichtig, um eine Referenzmessung zu haben. Sensoren wie ein SiPM feuern regelmäßig Stimpulse, die von einem Messgerät wie dem Oszilloskop als Einträge aufgenommen werden. Diese Signale nennt man auch Dark-Counts und werden in der Regel immer von den Messungen abgezogen, um die realen Signale herauszufiltern. In Histogramm 6.12 sind die Dark-Counts eines SiPM im Vergleich zu einer Messung mit einem Szintillator zu sehen. Der Versuchsaufbau entspricht im Wesentlichen dem der Laufzeitmessungen.⁵ Der einzige Unterschied ist, dass die Kabellängen nicht variiert wurden und für die Messungen der Dark-Counts der Szintillator entfernt wurde.

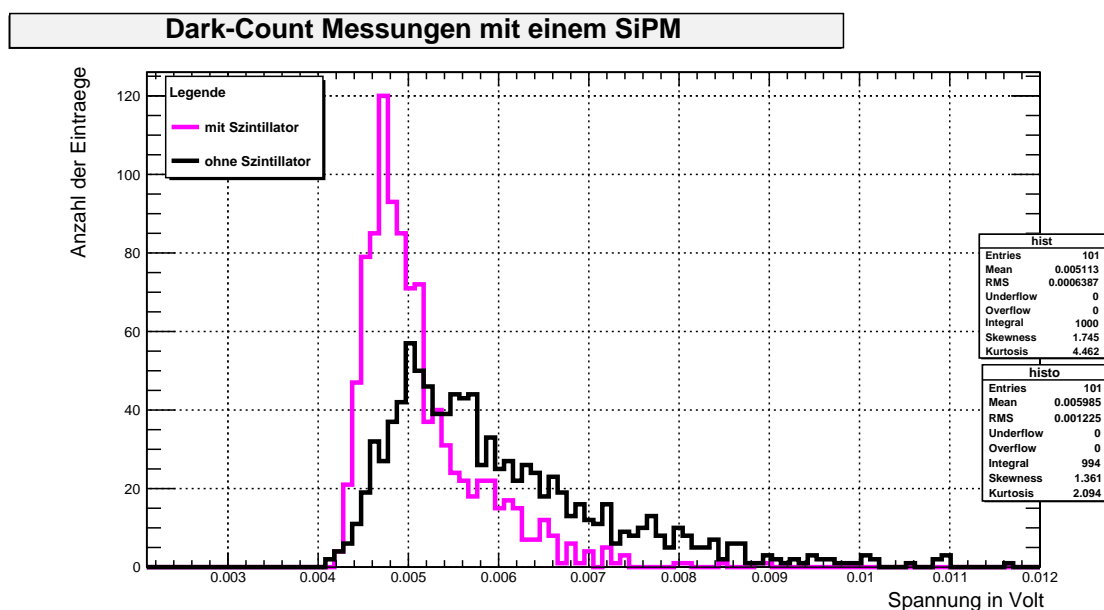


Abbildung 6.12: Dark-Counts im Vergleich zu Signalen, auf der x-Achse sind die Spannungswerte der abgegebenen Signale eines Eintrags zu sehen

Das Histogramm in Abb. 6.13 zeigt im Wesentlichen die Untergrundsignale, die von den SiPMs gefeuert wurden. Es handelt sich bei diesem Histogramm um ein Zeitdifferenzhistogramm zwischen der Mini-GCS und der unteren Trackingbox. In Abb. 6.14 ist ein Histogramm zur Zeitdifferenz zwischen der Mini-GCS und der oberen Triggerplatte zu sehen. Da bei einer leeren Mini-GCS keine Cherenkov- oder Szintillationsphotonen erzeugt werden, wird nur die Zeit der unteren Trackingbox gemerkt und im Histogramm gezeigt. Die Häufung bei etwa 7ns im Histogramm 6.13 kommt vermutlich durch die Myonen, die direkt durch das Obermaterial der SiPM-Matrizen geflogen sind und dort Photonen ausgelöst haben (Myonen, die orthogonal zur Sensoroberfläche eintreten oder die Sperrschicht der SiPMs ionisieren). Auffällig ist, dass die Anzahl der Einträge pro Zeitdifferenz im Histogramm 6.14 recht inhomogen sind, was dazu führt, dass in diesem Histogramm keine Häufung zu sehen ist.

⁵dieses Experiment habe ich selbst vor Ort durchgeführt

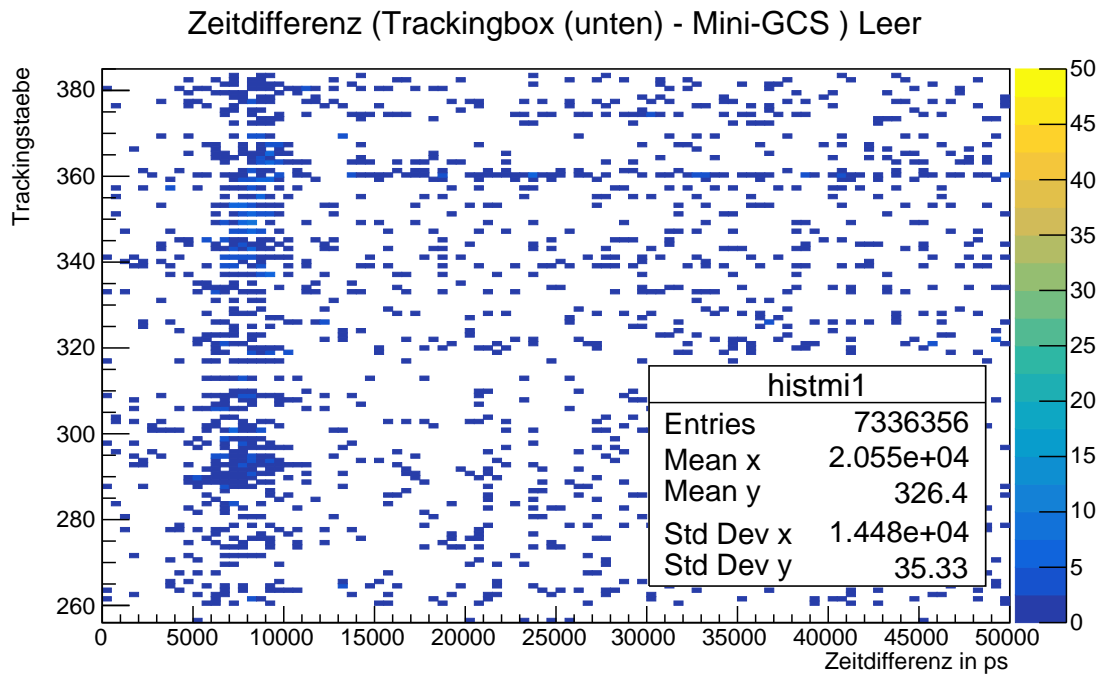


Abbildung 6.13: Zeitdifferenz zwischen der oberen Trackingbox der GCS und der Mini-GCS ohne Radiator in der Mini-GCS

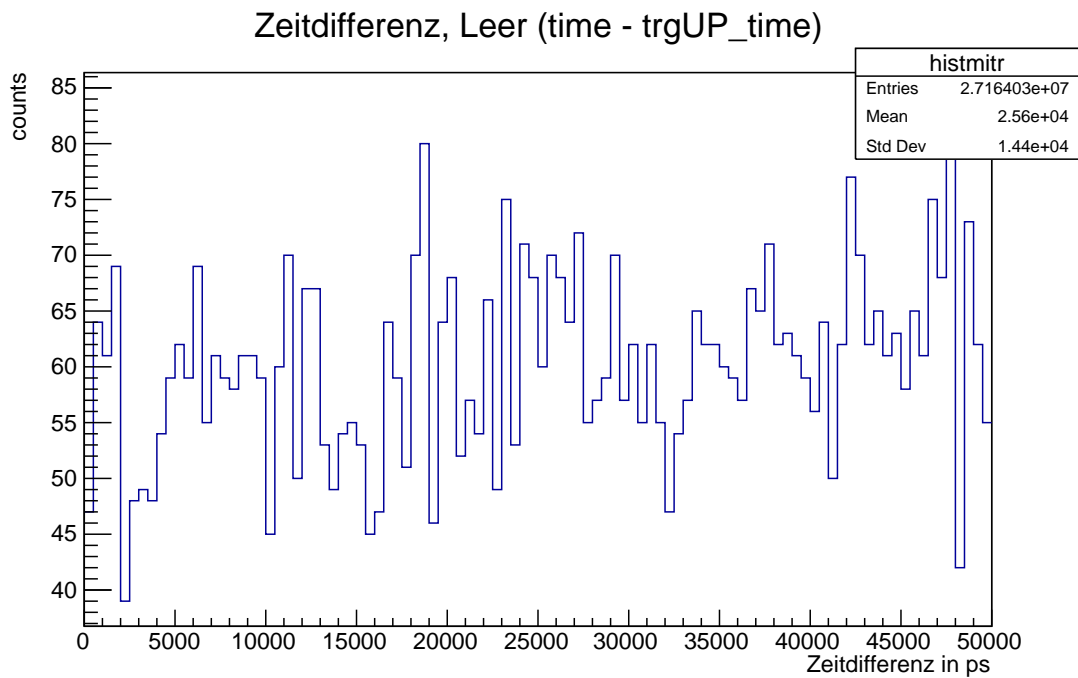


Abbildung 6.14: Einträge pro Zeitdifferenz (Mini-GCS-Trigger(oben)) ohne Radiatormaterial

6.4.3 Zeitdifferenzen in verschiedenen Materialien

Aerogel

Im Folgenden sind die Zeitdifferenz-Histogramme für Aerogel zu sehen. Auffällig ist hier, dass man nun eine Häufung von Einträgen zwischen 5000 und 10000 Picosekunden in Histogramm 6.15 erkennen kann.

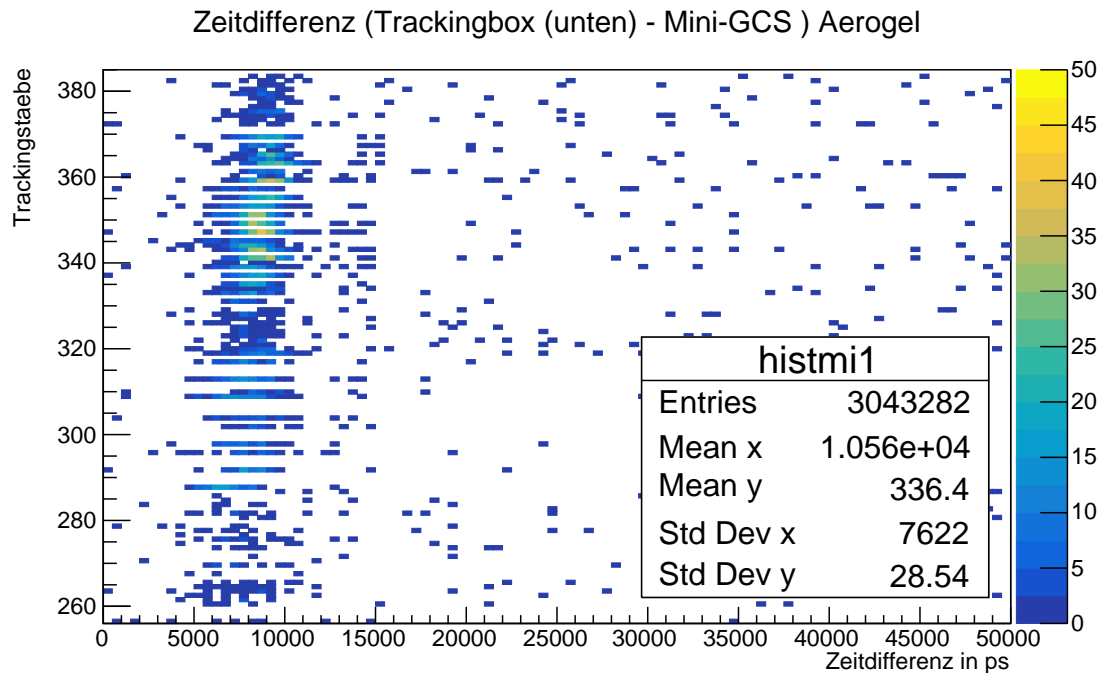


Abbildung 6.15: Zeitdifferenz zwischen der oberen Trackingbox der GCS und der Mini-GCS mit Aerogel in der Mini-GCS

Auch im Zeitdifferenz-Histogramm zwischen der Mini-GCS und dem oberen Trigger ist ein Peak zu sehen. Dieser befindet sich etwa bei 35 Nanosekunden. Allerdings kann man auch erkennen, dass es innerhalb der 16 Stunden Messzeit nur relativ wenige Einträge gab und der Peak deswegen auch recht niedrig und undeutlich ist.

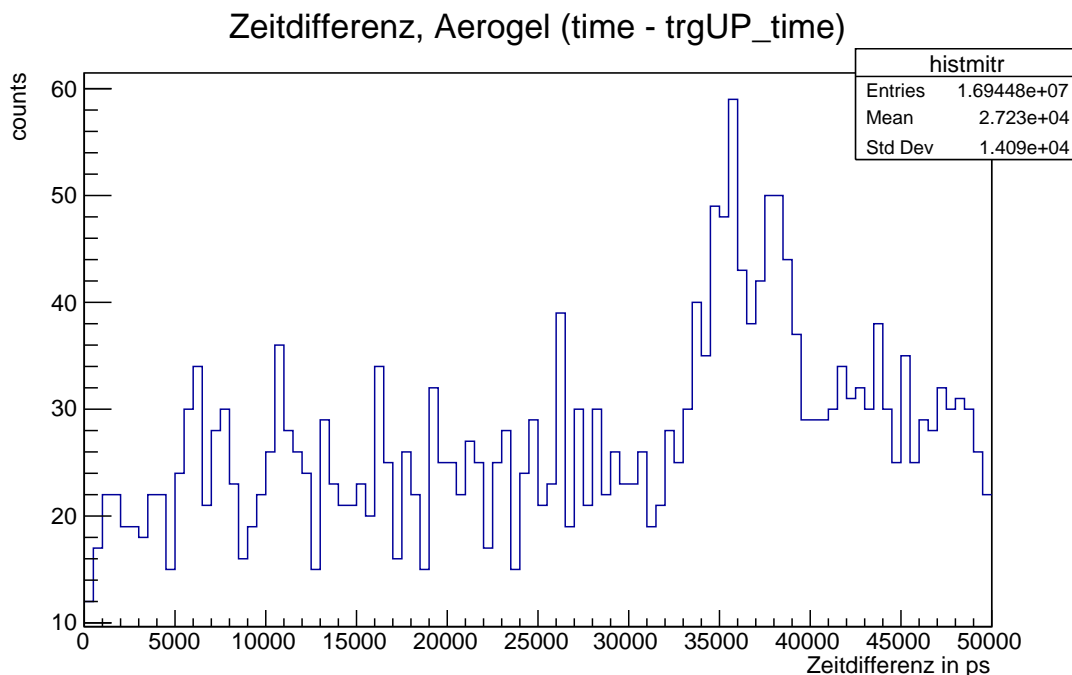


Abbildung 6.16: Einträge pro Zeitdifferenz zwischen dem oberen Trigger und der Mini-GCS mit Aerogel

Plexiglas

Auf den ersten Blick sehen die beiden Histogramme zu Plexiglas ähnlich wie die von Aerogel aus. Die Häufung der Einträge in die Histogramme befinden sich in etwa an den selben Stellen, sind aber aufgrund der höheren Anzahl an Einträgen etwas deutlicher zu sehen. An dieser Stelle ist zu beachten, dass die Messzeit für Plexiglas 24h betrug, weshalb es sich an dieser Stelle probenhalber anbietet, die mittlere Anzahl der Einträge pro Stunde zu berechnen, um diese These zu untermauern. Dazu wurden im Folgenden die Einträge der Zeitdifferenz-Histogramme zwischen der Mini-GCS und den beiden Triggerplatten verglichen.

Material	Einträge	Einträge pro Stunde
Aerogel	(oben) $1,69448 \cdot 10^7$	1 059 050
	(unten) $1,048378 \cdot 10^7$	655 236,25
Plexiglas	(oben) $3,675417 \cdot 10^7$	1 531 423,75
	(unten) $2,292438 \cdot 10^7$	955 182,5

Tab. 6.4: Einträge in Zeitdifferenz-Histogrammen zwischen Mini-GCS und den Triggerplatten

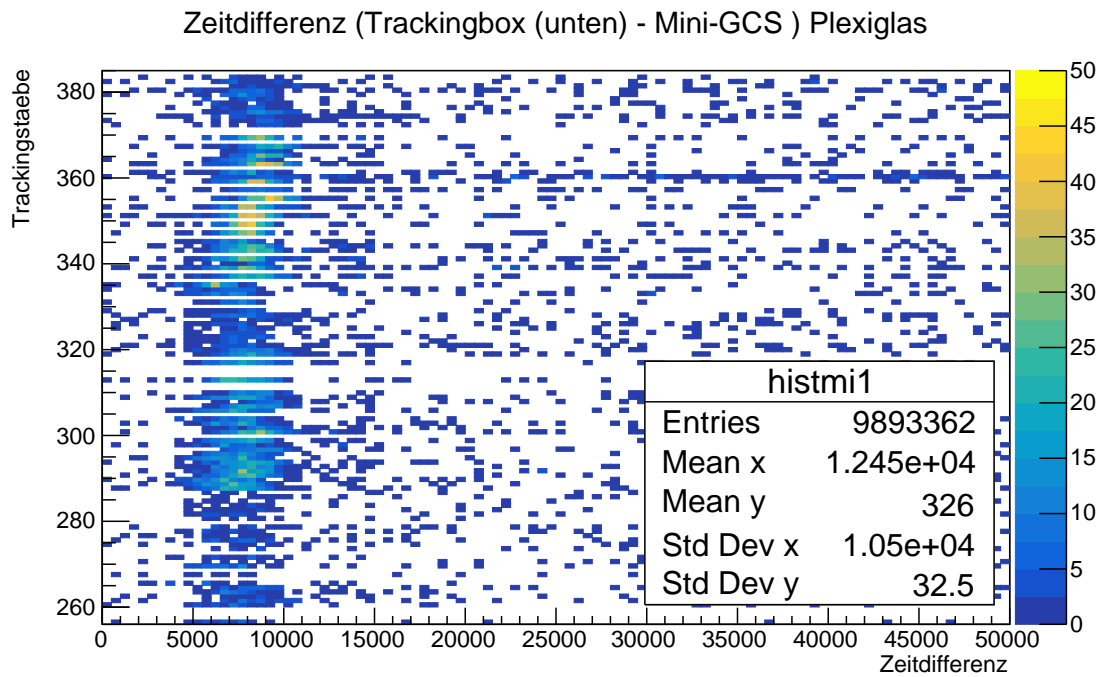


Abbildung 6.17: Zeitdifferenz zwischen der oberen Trackingbox der GCS und der Mini-GCS mit Plexiglas in der Mini-GCS

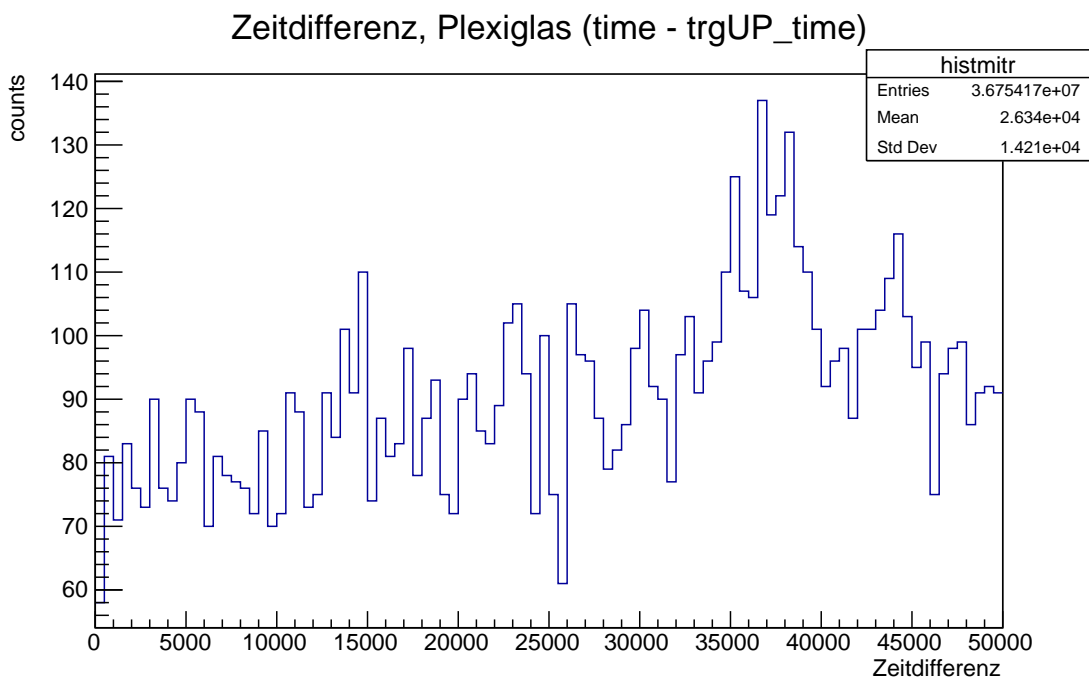


Abbildung 6.18: Einträge pro Zeitdifferenz zwischen dem oberen Trigger und der Mini-GCS mit Plexiglas

Der Peak in Histogramm 6.18 ist durch die höhere Anzahl an Einträgen größer als bei Aerogel. Jedoch auch nicht sehr deutlich.

Szintillator

Die folgenden Histogramme zeigen die Zeitdifferenzen wie in den vorherigen Histogrammen. Diesmal wurde allerdings ein Szintillator in der Mini-GCS befestigt. Dieser emittiert keine Cherenkov-Photonen, sondern Szintillationslicht (siehe Abs.2.5.1). Wie man in beiden Histogrammen sieht, ist die Photonenausbeute bei dem Szintillator im Vergleich zu Plexiglas, das auch 24h vermessen wurde (siehe Tab.6.1.1), wesentlich höher.

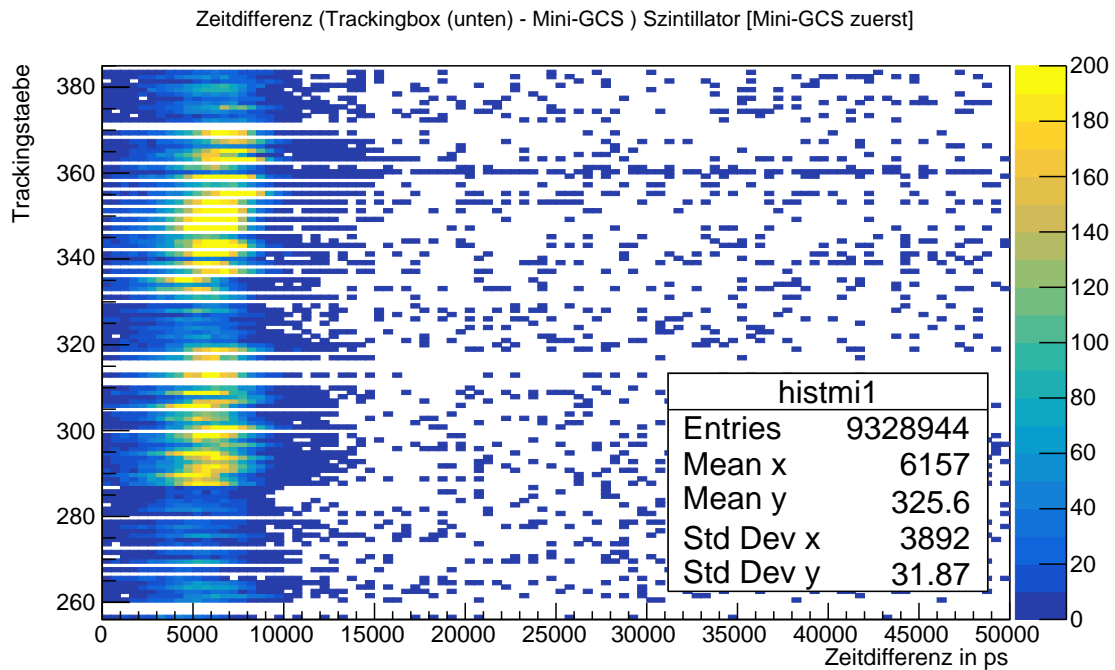


Abbildung 6.19: Zeitdifferenz zwischen der oberen Trackingbox der GCS und der Mini-GCS mit Szintillator in der Mini-GCS

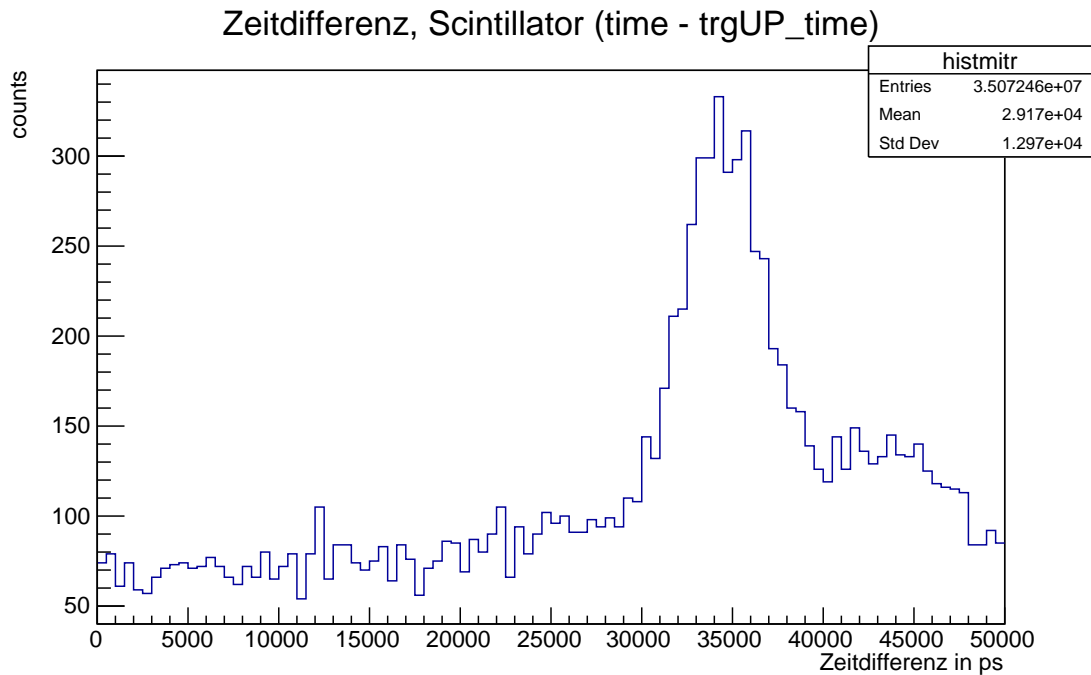


Abbildung 6.20: Einträge pro Zeitdifferenz zwischen dem oberen Trigger und der Mini-GCS mit Szintillator

Für einen besseren Vergleich wird nun die obige Tabelle um eine Zeile ergänzt:

Material	Einträge	Einträge pro Stunde
Aerogel	(oben) $1,69448 \cdot 10^7$	1 059 050
	(unten) $1,048378 \cdot 10^7$	655 236,25
Plexiglas	(oben) $3,675417 \cdot 10^7$	1 531 423,75
	(unten) $2,292438 \cdot 10^7$	955 182,5
Szintillator	(oben) $3,509124 \cdot 10^7$	1 431 528,98
	(unten) $2,551166 \cdot 10^7$	1 041 292,245

Tab. 6.5: Einträge in Zeitdifferenz-Histogrammen zwischen Mini-GCS und den Triggerplatten

Außerdem lässt sich aus den Histogrammen schließen, dass eine hohe Anzahl von Einträgen sehr gut ist, da man die Peaks somit besser erkennen kann. Der Peak in Histogramm 6.20 mit Szintillator im Vergleich zu dem von Aerogel in Histogramm 6.16 sehr viel deutlicher ist.

6.5 Photonenausbeute

Um die Photonenausbeute der verschiedenen Materialien anhand von Daten vergleichen zu können, können auch Histogramme erstellt werden. Interessant sind dabei die Zeitdifferenzhistogramme zwischen der Mini-GCS und den beiden Triggerplatten. Dabei betrachtet man die Einträge pro Zeitdifferenz für jeweils die obere und die untere Triggerplatte mit der Mini-GCS. Es ergeben sich dabei bei bestimmten Zeitdifferenzen Peaks. Es fällt auf, dass die Anzahl der Einträge außerhalb des Peaks relativ konstant ist. Um zu überprüfen, ob es sich dabei um wichtige Signale handelt, kann man sich nun die selbe Zeitdifferenz noch einmal mit einer leeren Mini-GCS berechnen lassen, um den Untergrund der Messungen darzustellen. Im Folgenden sind die Histogramme zum Untergrund zu sehen, genauso exemplarisch die Zeitdifferenzhistogramme mit einem Szintillator in der Mini-GCS, um die Peaks zu sehen.

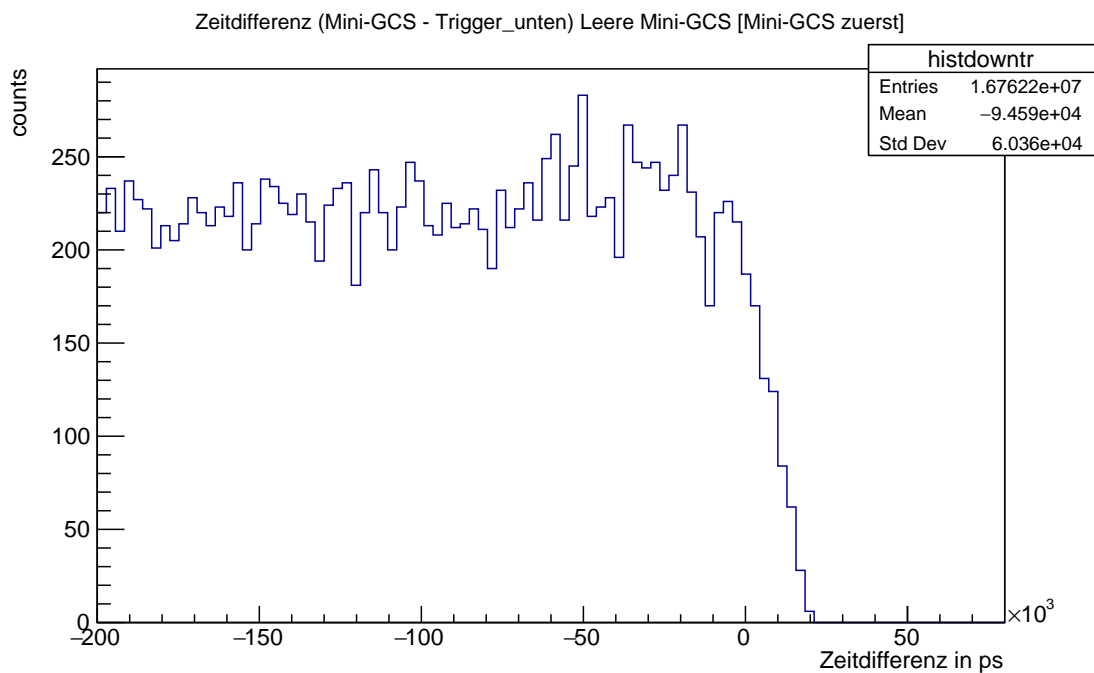


Abbildung 6.21: Zeitdifferenz zwischen unterem Trigger und der Mini-GCS

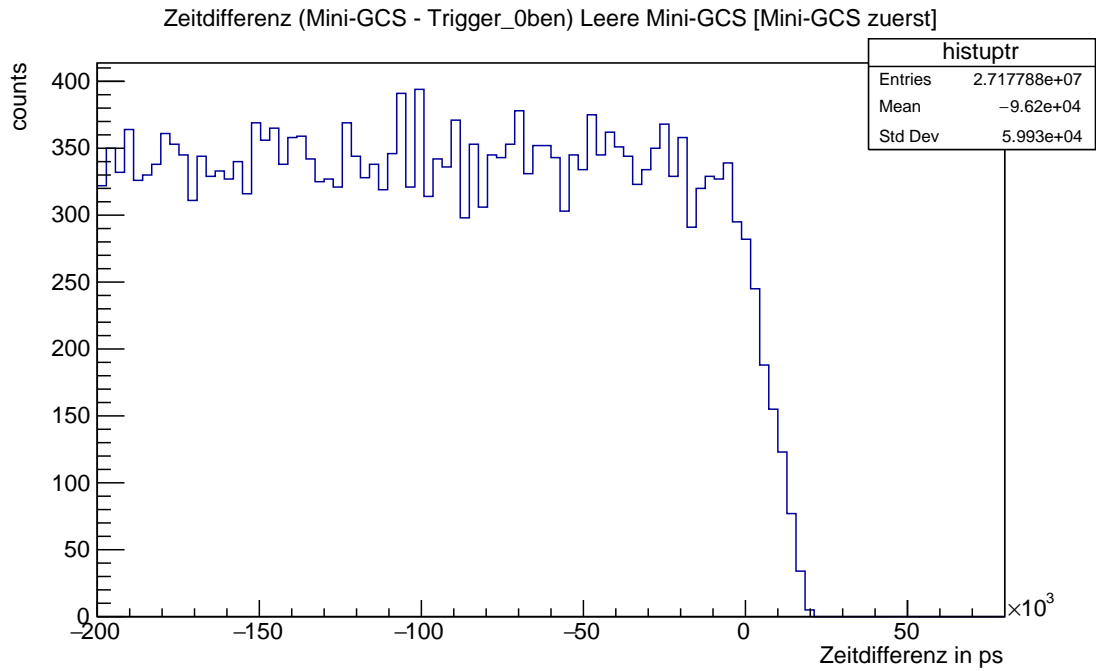


Abbildung 6.22: Zeitdifferenz zwischen oberem Trigger und der Mini-GCS

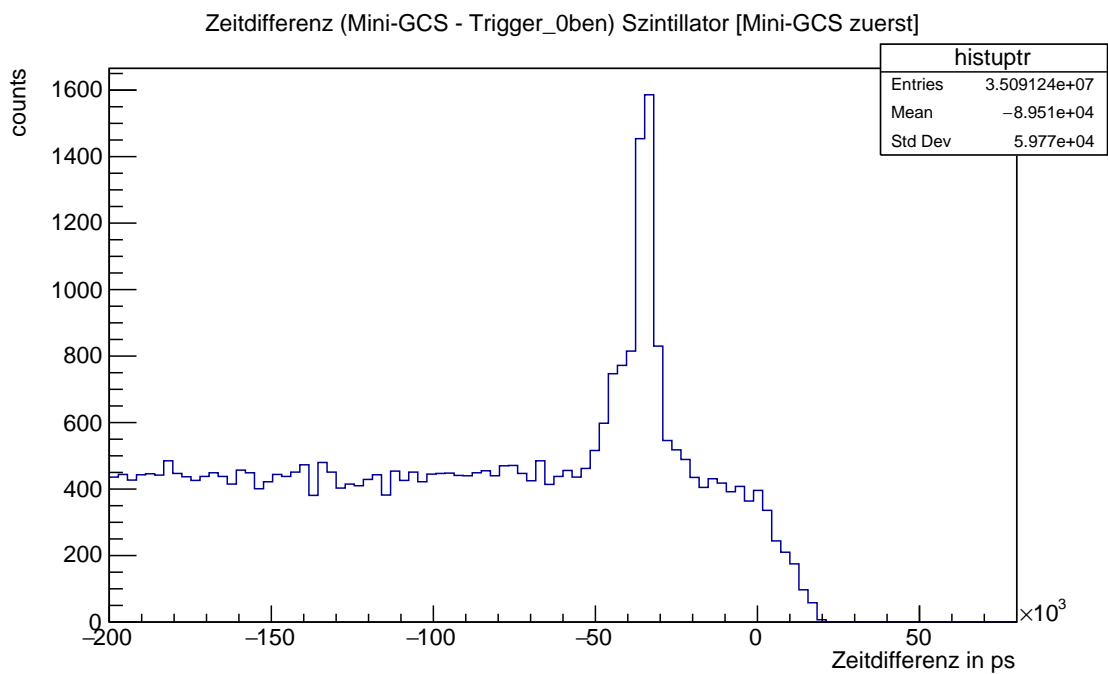


Abbildung 6.23: Zeitdifferenz zwischen oberem Trigger und der Mini-GCS mit Szintillator

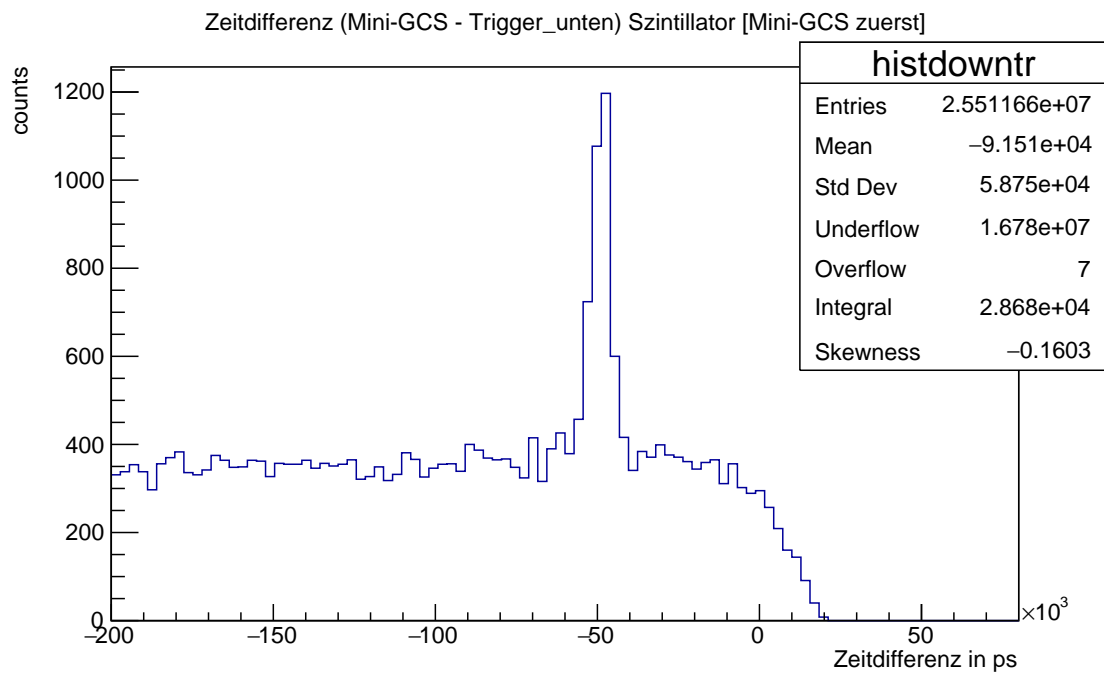


Abbildung 6.24: Zeitdifferenz zwischen unterem Trigger und der Mini-GCS mit Szintillator

Den Untergrund kann man nun von dem Histogramm mit Radiormaterial abziehen, um nur noch die wichtigen Einträge im Histogramm zu haben. Anschließend kann man den Peak mit der Gaußverteilung fitten. Nachdem man dies für die Zeitdifferenzen mit beiden Triggern gemacht hat, erhält man folgende Histogramme.

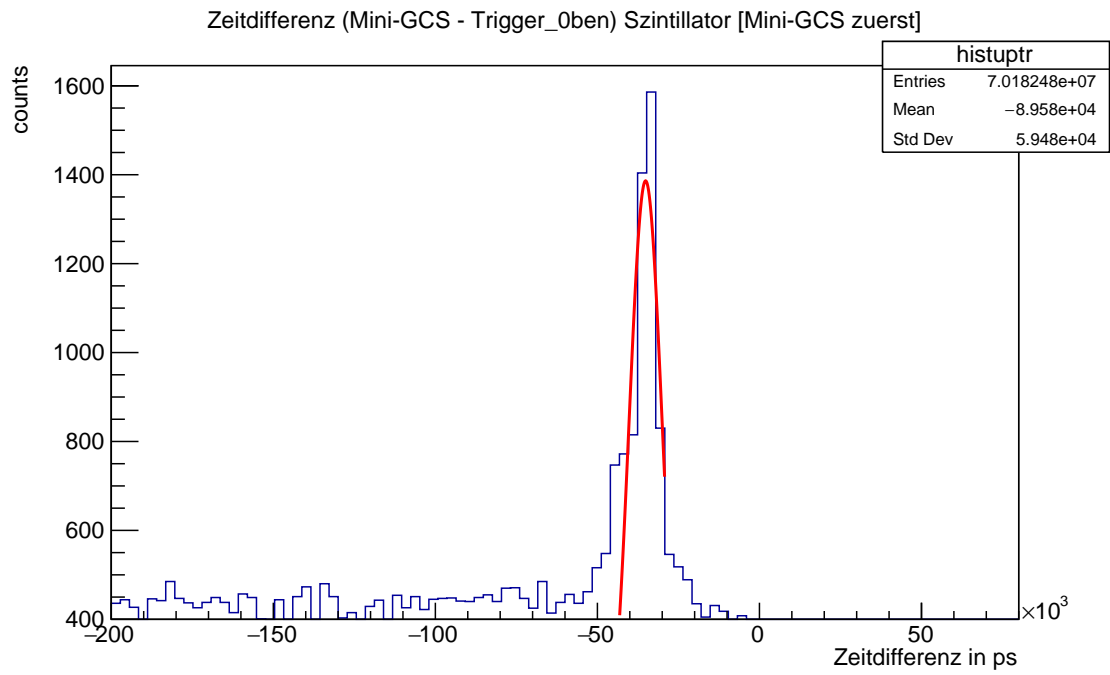


Abbildung 6.25: Zeitdifferenz oberer Trigger - Mini-GCS mit Gaußverteilung und ohne Untergrund

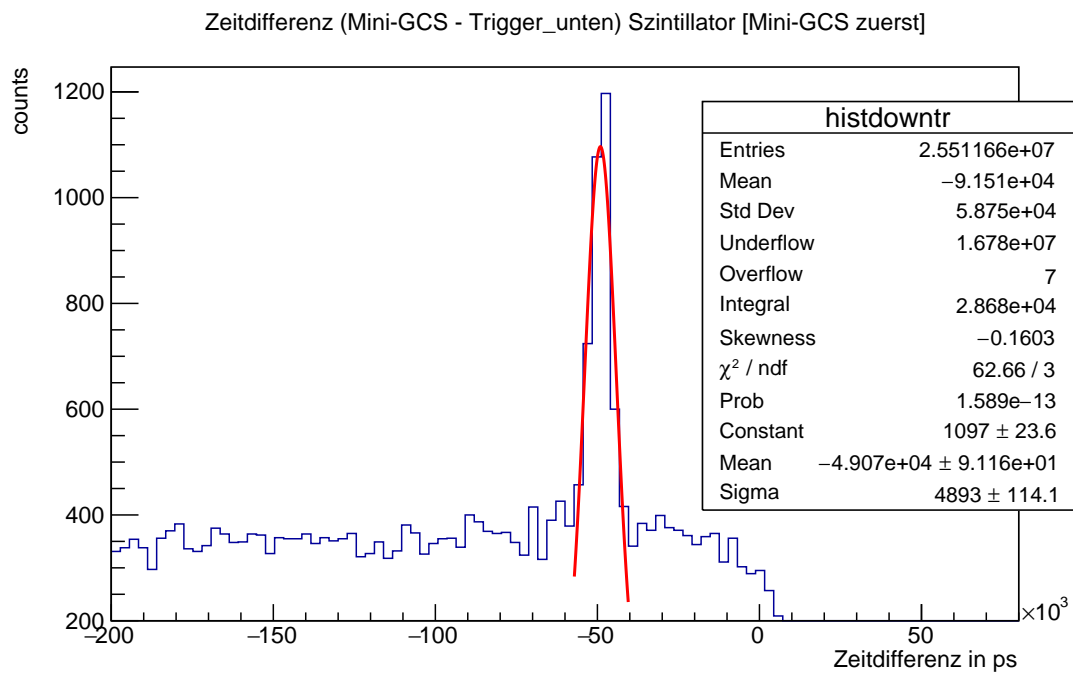


Abbildung 6.26: Zeitdifferenz unterer Trigger - Mini-GCS mit Gaußverteilung und ohne Untergrund

Um die mittlere Photonenausbeute betrachten zu können, muss man sich nun das Integral unter den gefitteten Gaußverteilungen anschauen. Das Integral gibt nämlich die Anzahl der Einträge (Hits) unter der Gaußverteilung an. Wichtig für den Vergleich ist, dass man beachtet, dass die Datenerfassung der einzelnen Materialien über unterschiedlich lange Zeiten erfolgte (siehe Tab. 6.1.1). Um die Photonenausbeute pro Stunde zu erhalten, teilt man das gesamte Integral durch die Anzahl der Datenfiles für ein Histogramm (ein Datenfile entspricht einer halben Stunde Messzeit) und multipliziert den Wert mit 2, um die Photonenausbeute einer Stunde zu erhalten.

Material	Trigger	Integral
Szintillator	oben	530612,2449
	unten	494897,9592
Plexiglas	oben	341666,67
	unten	204166,67
Aerogel	oben	168750
	unten	112500

Tab. 6.6: Photonenausbeute in verschiedenen Materialien

Auffällig ist, dass der Szintillator am meisten Photonen emittiert. Das liegt daran, dass der Szintillator Szintillationsphotonen und die beiden Cherenkov-Medien Plexiglas und Aerogel Cherenkov-Photonen emittieren.

6.6 Photonen pro Myon

Eine weitere interessante Betrachtung ist die Anzahl der emittierten Photonen pro Myon, das den Radiator passiert. Auch hierzu erstellt man ein Histogramm, in dem man die Anzahl der Photonen auf der x-Achse und die Anzahl der Einträge auf der y-Achse darstellt. Man zählt alle Photonen, die innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls erst durch den oberen Trigger und danach durch die Mini-GCS geflogen sind. Zuvor wurde der Untergrund ermittelt und abgezogen.

Die Multiplizität ist ein Maß dafür, wie viele Photonen pro Myon detektiert wurden. Aufgrund der relativ kurzen Messzeit haben die Histogramme nur wenige Einträge. Auffällig ist, dass der Szintillator mehr Photonen pro Myon erzeugt als die Cherenkov-Medien Plexiglas und Aerogel.

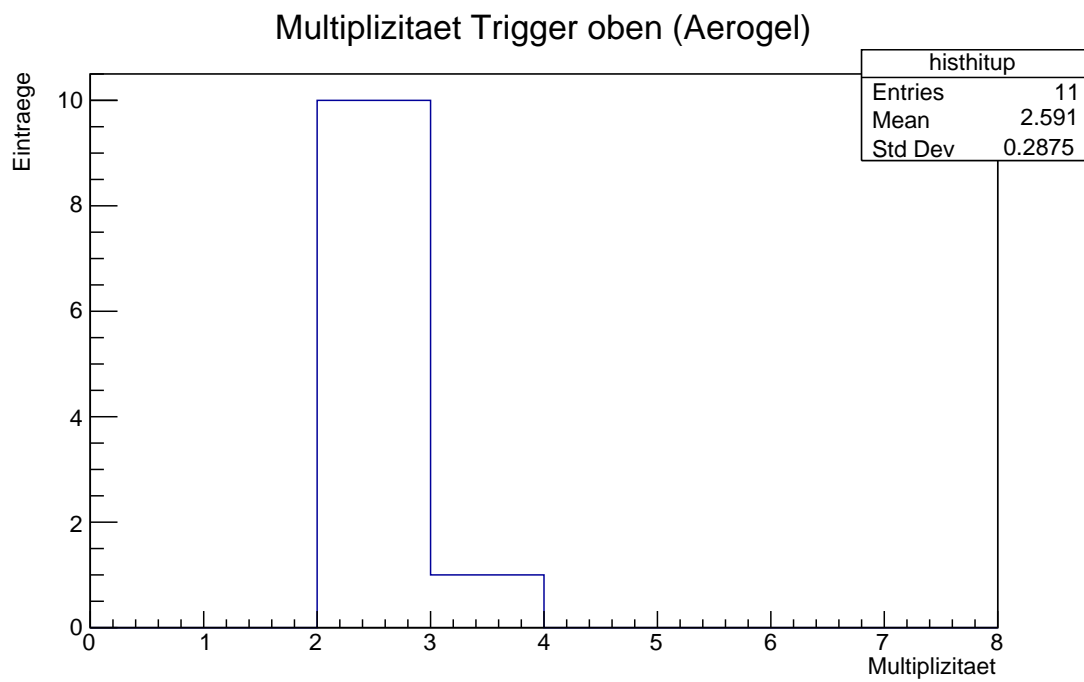


Abbildung 6.27: Anzahl der Photonen für ein Myon mit Aerogel als Radiator

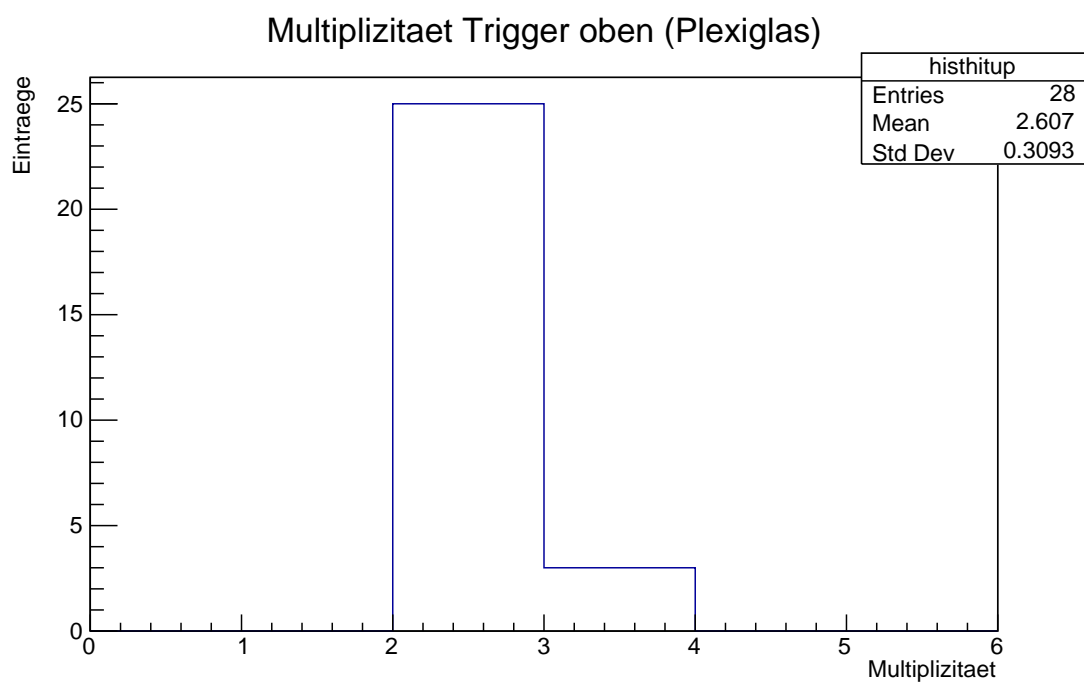


Abbildung 6.28: Anzahl der Photonen für ein Myon mit Plexiglas als Radiator

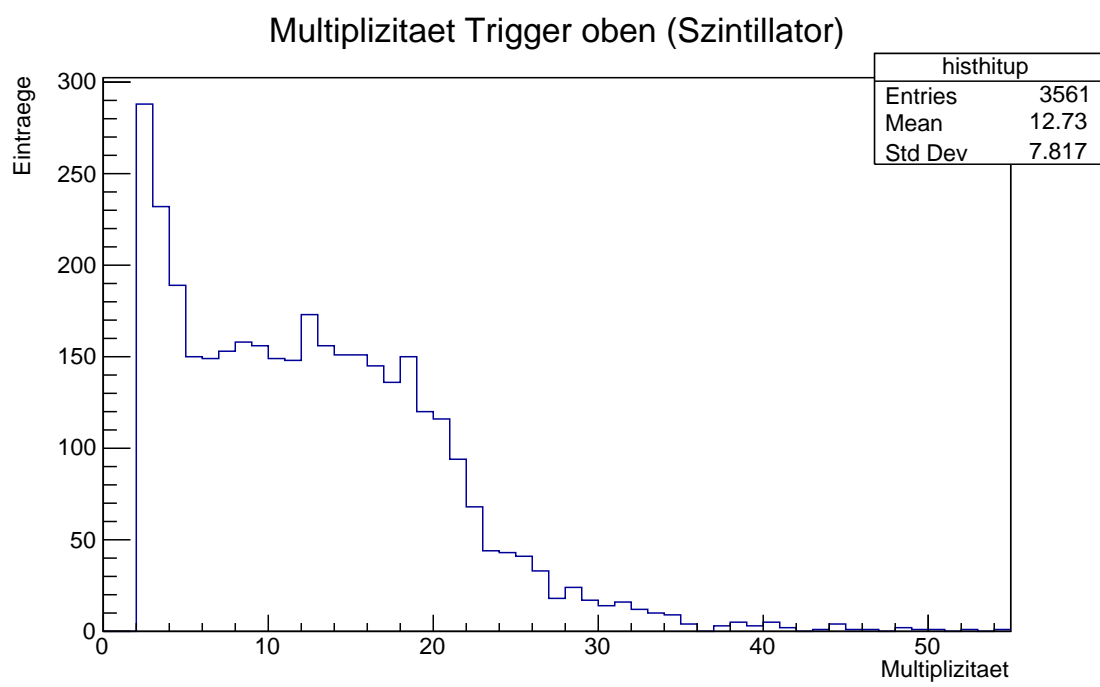


Abbildung 6.29: Anzahl der Photonen für ein Myon mit Szintillator als Radiator

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Fazit zu den Messungen

Nach der Betrachtung der Messungen und Graphen durch Formel komme ich zu dem Schluss, dass sich Quarzglas oder Plexiglas besser als Aerogel als Radiatormaterial für einen DIRC-Detektor eignen. Dabei halte ich Quarzglas für noch besser geeignet als Plexiglas.

Quarzglas eignet sich vor allem durch seine Materialeigenschaften. Es ist sehr hitzebeständig und strahlungsfest, weshalb es auch Plexiglas vorzuziehen ist. Diese Eigenschaften sind sehr wichtig, da sich die Teilchendetektoren nur wenige Zentimeter oder Meter vom Kollisionspunkt im Inneren des gesamten Experiments befinden und somit viel Strahlung ausgesetzt sind.

Aerogel ist zwar sehr leicht, aber auch sehr leicht zerbrechlich. Es hat viele Lufteinschlüsse, die bewirken, dass keine Totalreflexion möglich ist, die allerdings für einen DIRC-Detektor zwingend notwendig ist, um einen klar definierten Cherenkov-Winkel zu erhalten. Die vielen Lufteinschlüsse bewirken außerdem, dass die Sellmeierkoeffizienten für Aerogel weniger präzise bestimmt werden können als bei Quarz- oder Plexiglas. Dieser ungenauere Brechungsindex hat somit auch Auswirkungen auf den Cherenkov-Winkel und die mögliche Detektorauflösung, die für die SCTF möglichst hoch sein sollte. Des Weiteren ist die Photonenausbeute bei Aerogel recht niedrig (siehe Abb.5.3), was wiederum auch ein Kritikpunkt an diesem Material wäre.

Betrachtet man die verschiedenen Graphen zur Detektorauflösung, fällt auf, dass für eine Myon-Pion-Separation in Aerogel eine niedrigere Auflösung nötig ist. Das heißt, dass die Readout-Elektronik nicht so hochauflösend sein muss, wie z.B. bei Quarzglas oder Plexiglas. Allerdings emittiert Aerogel weitaus weniger Photonen als die anderen Materialien. Einer der größten Kritikpunkte von Aerogel ist der Impuls-Threshold von Aerogel bei 500 MeV. Die SCTF soll überwiegend Teilchen mit Impulsen zwischen 0,2-1,5 GeV untersuchen. Aerogel deckt somit gar nicht den ganzen Impulsbereich der SCTF ab. Der Szintillator eignet sich nicht besonders für einen Cherenkov-Detektor wie den DIRC, da zur Teilchenidentifikation hier der Cherenkov-Winkel erhalten bleiben sollte und dies ist bei Szintillatoren nicht der Fall und es sich bei Szintillatoren nicht um Cherenkov-Medien handelt.

Vergleicht man die Photonenausbeute, wie sie theoretisch berechnet wurde, mit den realen Messwerten, fällt auf, dass die detektierte Photonen ausbeute generell geringer ist als eigentlich zu erwarten ist. Dieser Umstand hat mit den Photosensoren zu tun, die nicht alle Photonen detektieren, da sie begrenzt effizient sind [22][23]. Das Verhältnis der detektierten Photonenzahl zwischen den einzelnen Materialien ist allerdings den theoretischen Werten ähnlich. Abschließend ist auch zu erwähnen, dass sich die Gießen-Cosmic-Station¹ zur Detektion kosmischer Myonen durch Cherenkov- oder Szintillationslicht eignet und auch die Mini-GCS eine gute Vorrichtung zum Testen verschiedener Materialien darstellt.

7.2 Ausblick

Als nächstes sollten noch weitere Messungen durchgeführt werden. Um mehr Statistik zu erhalten, sollten noch längere Messreihen gemacht werden. Außerdem sollten noch Messreihen zu Quarzglas erstellt werden, um dieses anhand der Betrachtung der Formeln sehr geeignete Material genauer zu testen. Des Weiteren müssten die Sensoren der Trigger überprüft werden, da der Untergrund bei den Zeitdifferenzmessungen sehr inhomogen ist. Dies ist vor allem in den Graphen, die zur Berechnung der Myonengeschwindigkeit erstellt wurden, zu sehen. Das Zeitdifferenz-Histogramm der Spurbboxen sieht um einiges eindeutiger aus als das der beiden Triggerplatten, obwohl dieses Histogramm sogar mehr Einträge hat. Außerdem muss die Einstellung an der Elektronik optimiert werden, sodass die detektierte Photonen ausbeute nicht mehr so sehr von der theoretisch erreichbaren entfernt liegt. Außerdem müssen zum realen Testen eines Teilchendetektors auch Messungen an einer Beschleunigeranlage erfolgen, da sich im Inneren eines Detektor-komplexes zusätzlich noch magnetische Felder und radioaktive Strahlung befinden.

7.3 Unterstützungsleistungen

Diese Arbeit wurde von Mitarbeitern der AG Düren im zweiten physikalischen Institut an der Justus-Liebig Universität in Gießen betreut.

Im Wesentlichen haben Mustafa Schmidt und Marc Strickert bei Verständnisproblemen im Zusammenhang mit der Fachlektüre geholfen, also Dinge erklärt, zu denen ich noch Fragen hatte oder sind mit mir bestimmte Themen noch einmal durchgegangen, um sicher zu gehen, dass ich sie richtig verstanden habe. Außerdem haben sie mir bei Programmierproblemen geholfen, das Arbeiten mit dem Analyseframework Root habe ich bereits während meines Praktikums in der Einführungsphase in ihrer Arbeitsgruppe und während meines Praktikums am CERN geübt. Sie haben mir erklärt, wie man mit den Daten arbeitet (die Struktur der Daten ist etwas komplizierter) und womit ich am besten anfangen kann. Immer wenn ich Ergebnisse hatte, habe ich diese dann an beide weitergeleitet und geschrieben, was ich unlogisch oder auffällig finde. Dann haben wir uns regelmäßig über Online-Meetings getroffen und die Ergebnisse diskutiert und ich habe gesagt, was man als nächstes vielleicht auswerten oder betrachten könnte, die Beiden haben mir

¹wurde von der AG Düren entwickelt und gebaut

anschließend gesagt, ob dieses Vorgehen logisch ist oder ob man besser andere Dinge machen sollte. Außerdem haben sie meine Arbeit gegengelesen, auch um zu schauen, ob meine Auswertung aller Diagramme und Graphen richtig ist oder, ob ich die Ergebnisse falsch interpretiert habe. Die Auswertung habe ich zunächst eigenständig gemacht. Die Punkte, die im Kapitel Ausblick erwähnt werden habe ich im Gespräch mit den Beiden formuliert.

Die schriftliche Ausarbeitung habe ich selbstständig konzipiert. Die theoretischen Grundlagen für die vorliegende Arbeit habe ich mir genauso wie das Arbeiten mit verschiedenen Programmen wie Root und \LaTeX^2 in Eigenarbeit angeeignet, dazu habe ich eine Reihe von Fachlektüren gelesen (auf Deutsch und Englisch). Die in der Arbeit hergeleiteten Formeln, habe ich eigenständig hergeleitet und alle gezeigten Diagramme in den Kapiteln 5 und 6 wurden von mir eigenhändig erstellt.

²mit diesem in der Wissenschaft oft verwendeten Programm wurde die Arbeit erstellt

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei allen Mitgliedern der AG Düren bedanken. Besonderer Dank gilt hier Dr. Mustafa Schmidt und Dr. Marc Strickert, die mich an der Justus-Liebig-Universität Gießen betreuten und unterstützten. Ohne ihre Hilfe wäre es mir nicht möglich gewesen, eine Besondere Lernleistung in diesem Rahmen zu erstellen. Während des Arbeitens an dieser Besonderen Lernleistung konnte ich einige Dinge von ihnen lernen und bin dafür sehr dankbar. Die regelmäßigen Treffen, auch bezüglich anderer Projekte, haben mir sehr viel Spaß gemacht und für eine schöne Abwechslung im Corona-Alltag gesorgt. Außerdem möchte ich mich für die vielen interessanten Gespräche bedanken und die vielen tollen Momente und Erfahrungen, die ich in den letzten Jahren sammeln und erleben durfte. Ebenfalls möchte ich mich für das Zur-Verfügung-Stellen von Fachliteratur sowie Bildern der GCS bedanken.

Außerdem möchte ich mich auch ganz herzlich bei Prof. Dr. Michael Düren bedanken, dafür, dass er mir diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe ermöglicht hat.

Des Weiteren möchte ich mich auch bei meiner Schule dem Laubach Kolleg für die Ermöglichung der Durchführung einer besonderen Lernleistung in diesem Themengebiet bedanken. Dabei gilt hier besonderer Dank Herrn Dr. Thiemann, der sich bereit erklärte, mich zu prüfen.

Darüber hinaus möchte ich mich auch bei meinem Onkel Matthias Seip bedanken, der meine Arbeit Korrektur gelesen hat. Außerdem möchte ich mich auch bei meinen Eltern bedanken, die mich immer unterstützen.

Anhang

Kapitel 8

Anhang

8.1 Analyseprogramm

An dieser Stelle kann ein verwendetes Analyseskript eingesehen werden (Beispiel für Szintillator). Die Kommentare dienen der Erklärung des Programms und sind in grüner Schrift geschrieben.

```
1 #include <iostream>
2 #include "TH1.h"
3 #include "TH2.h"
4 #include "TFile.h"
5 #include "TTree.h"
6 #include "TClass.h"
7 #include "TChain.h"
8 #include "TColor.h"
9 #include "TString.h"
10 #include "TAttMarker.h"
11
12 //an dieser Stelle werden saemtliche Variablen definiert, die im
13 // Programm benoetigt werden
14 Float_t tot;
15 Long64_t trg_time;
16 Long64_t mini;
17 //Long64_t box;
18 Int_t tile_number=4;
19 const int time_low = -5e4;
20 const int time_up = 5e4;
21 const int time_slice = 1e2;
22 int count = 0;
23 Long64_t times = 0L;
24 Int_t channelID = 0;
25 Long64_t box = 0L;
26 Long64_t time_trigger;
27 Long64_t time_mini;
28 Long64_t time_tracup;
29 Long64_t time_tracdown;
30
31 //Datenfiles werden in den String "file_name" geschrieben
```



```
31 TString file_name[49] = {
32 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__14_37_35__908840936.root",
33 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__15_07_38__461673783.root",
34 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__15_37_40__991595232.root",
35 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__16_07_43__666937676.root",
36 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__16_37_46__206953699.root",
37 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__17_07_48__717126527.root",
38 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__17_37_51__364596542.root",
39 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__18_07_53__931229397.root",
40 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__18_37_56__338888866.root",
41 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__19_07_58__751052512.root",
42 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__19_38_01__231798280.root",
43 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__20_08_03__737577881.root",
44 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__20_38_06__359323961.root",
45 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__21_08_08__983024546.root",
46 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__21_38_11__604695385.root",
47 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__22_08_14__236049116.root",
48 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__22_38_16__685906536.root",
49 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__23_08_19__232754877.root",
50 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_20__23_38_21__867296987.root",
51 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_21__00_08_24__349885599.root",
52 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_21__00_38_26__785376248.root",
53 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_21__01_08_29__266842860.root",
54 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_21__01_38_31__752379932.root",
55 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_21__02_08_34__303431039.root",
56 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_21__02_38_36__809124260.root",
57 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_21__03_08_39__440510942.root",
58 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
   beam_20_01_21__03_38_41__860328443.root",
```

```
59 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__04_08_44__445310378.root",
60 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__04_38_46__884510064.root",
61 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__05_08_49__463704554.root",
62 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__05_38_51__945971859.root",
63 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__06_08_54__483846525.root",
64 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__06_38_56__947298193.root",
65 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__07_08_59__428806989.root",
66 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__07_39_01__960945738.root",
67 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__08_09_04__530160689.root",
68 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__08_39_07__045882867.root",
69 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__09_09_09__559915712.root",
70 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__09_39_12__079215246.root",
71 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__10_09_14__500151143.root",
72 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__10_39_17__165884764.root",
73 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__11_09_19__657732270.root",
74 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__11_39_22__236645639.root",
75 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__12_09_24__684862539.root",
76 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__13_09_29__881875995.root",
77 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__13_39_32__559990377.root",
78 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__14_09_34__997733502.root",
79 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__14_39_37__647236826.root",
80 "/home/seip/Daten_Bell/data_scintillator_24h/
    beam_20_01_21__15_09_40__252002728.root"}];
81
82 void scintillator()
83 {
84     //Ausgabedatei wird geoeffnet
85     TFile *output = new TFile("scintergebnis.root", "RECREATE");
86     // in der Kette chain werden alle Datenbaeume ("data") aus den
87     Files des Strings file_name gefunden
88     TChain *chain = new TChain("data");
89     for (UInt_t jm = 0; jm < sizeof(file_name) / sizeof(TString);
90          jm++) {
91         std::cout << file_name[jm] << std::endl;
92         chain->Add(file_name[jm]);
93     }
```

```

91     }
92
93     //lege die Daten der Baeume in den Variablen channelID
94     //und times ab (Speicheradressen der Variablen)
95     chain->SetBranchAddress("time", &times);
96     chain->SetBranchAddress("channelID", &channelID);
97
98     //Variablen, in denen Root die Daten ablegen soll werden gleich
99     Null gesetzt, um sicher zu gehen, dass sie keine anderen Werte
100    gespeichert haben
101
102    channelID = 0;
103    times = 0;
104
105    //Histogramm der X-Werte, zeigt wie oft die einzelnen Kanale
106    //gefeuert haben
107    TH1F *histchanid = new TH1F("histchanid", "Counts pro Channel
108    Szintillator", 900, 0, 900);
109    //Achsenbeschriftung
110    histchanid->GetXaxis()->SetTitle("ChannelID");
111    histchanid->GetYaxis()->SetTitle("counts");
112
113    //Die Daten werden nun in das Histogramm eingetragen.
114    //Mit einer Schleife werden alle Werte aus dem Baum gelesen.
115    int count = chain->GetEntries();
116    //Alle Datenpaare werden durchgegangen
117    for (int i = 0; i < count; i++)
118    {
119        chain->GetEntry(i);
120        //Histogramm wird gefuelllt
121        histchanid->Fill(channelID);
122    }
123    //Histogramm wird in die Output-Datei geschrieben.
124    histchanid->Write();
125
126    //Hier wird ein Zeitdifferenz Histogramm erstellt
127    //Zeit der Kanale der Mini-GCS - Kanale des oberen Triggers
128    TH1F *histtrmi = new TH1F("histtrmi", "Zeitdifferenz,
129    Szintillator (Mini-GCS - oberer Trigger)", time_slice, 0, (-
130    time_low>time_up) ? -time_low : time_up);
131    //Achsenbeschriftung
132    histtrmi->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
133    histtrmi->GetYaxis()->SetTitle("counts");
134
135    count = chain->GetEntries();
136    time_trigger = 0L;
137    // Gehe allen Daten durch
138    for (int i = 0; i < count; i++)
139    {
140        chain->GetEntry(i);
141        //Wenn ein Kanal des oberen Triggers getroffen wird, merke
142        den Zeitstempel
143        if(channelID == 11 || channelID == 18 || channelID == 25 ||
144        channelID == 27)
145        {
146            time_trigger = times;
147        }
148    }

```

```

140     //Wenn ein Kanal des Triggers getroffen wurde und nun einer
141     der Mini-GCS getroffen wird, fuelle das Histogramm mit der
142     Zeitdifferenz Mini-GCS -Trigger
143     if (time_trigger > 0L && channelID >= 768 && channelID <
144     896)
145     {
146         histtrmi->Fill(times - time_trigger);
147     }
148     if(time_trigger > 0L && times - time_trigger > time_up-
149     time_low)
150     {
151         time_trigger = 0L;
152     }
153     //Histogramm wird in die Ausgabedatei geschrieben
154     histtrmi->Write();
155
156     //Hier wird ein Zeitdifferenzhistogramm erstellt
157     //Zeit der Mini_GCS - Zeit eines Trigger_Kanals
158     TH1F *histmitr = new TH1F("histmitr", "Zeitdifferenz,
159     Szintillator (time - trgUP_time)", time_slice, 0, (-time_low >
160     time_low) ? -time_low : time_up);
161     // Achsenbeschriftung
162     histmitr->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
163     histmitr->GetYaxis()->SetTitle("counts");
164
165     time_trigger = 0L;
166
167     for (int i = 0; i < count; i++) {
168         chain->GetEntry(i);
169
170         if (time_trigger > 0L && (channelID == 11 || channelID == 18 ||
171         channelID == 25 || channelID == 27)) {
172             histmitr->Fill(times - time_trigger);
173             time_trigger = 0L;
174         }
175         // Wenn Kanaele der Mini-GCS
176         if (channelID >= 768 && channelID < 896) {
177             time_trigger = times;
178         }
179         if(time_trigger > 0L && times - time_trigger > time_up-time_low
180         )
181         {
182             time_trigger = 0L;
183         }
184     }
185     // Schreibe das Histogramm in die Output-Datei
186     histmitr->Write();
187
188     // Histogramm fuer Zeitdifferenz zwischen den Kanaelen der Mini-
189     GCS
190     // und den Kanaelen der Trackingbox (Szintillatorstaebe)
191     // unter Annahme, dass die Trackingbox zuletzt gefeuert hat
192     TH2F *histmi1 = new TH2F("histmi1", "Zeitdifferenz (Trackingbox (
193     unten) - Mini-GC ) Szintillator [Mini-GCS zuerst]", time_slice,

```

```

186         0, (-time_low > time_up) ? -time_low :
           time_up, 128, 256, 385);
187 // Achsenbeschriftung, Darstellungsoptionen
188 histm1->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
189 histm1->GetYaxis()->SetTitle("Trackingstaebe");
190 histm1->SetDrawOption("colz");
191 histm1->GetZaxis()->SetRangeUser(0, 200);
192
193 time_mini = 0L;
194 for (int i = 0; i < count; i++) {
195     chain->GetEntry(i);
196     // Wenn Kanal der Mini_GCS, dann:
197     if (channelID >= 768 && channelID < 896)
198     {
199         // merke den Zeitstempel
200         time_mini = times;
201     }
202     // Wenn Kanal der Mini-GCS getroffen wird und ein Kanal der
203     Trackingbox (untere),dann:
204     if (time_mini > 0L && channelID >= 256 && channelID < 384)
205     {
206         // fuehle das Histogramm mit dem Zeitstempel der Mini-GCS -
207         dem der
208         // Trackingbox
209         // auf der X-Achse und der ChannelID der Trackingbox auf der
210         Y-Achse
211         histm1->Fill(times - time_mini, channelID);
212         time_mini = 0L;
213     }
214     if (time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * (time_up-time_low
215 ))
216     {
217         time_mini = 0L;
218     }
219 }
220 // Histogramm wird in die Ausgabedatei geschrieben
221 histm1->Write();
222
223 //Zeitdifferenz Tracking unten - Mini-GCS (Tracking feuert zuerst
224 )
225 // Annahme Tracking feuert zuerst
226 TH2F *histtr1 = new TH2F("histtr1", "Zeitdifferenz (|Mini-GCS -
227 Trackingbox (unten)|) Szintillator", time_slice,
228     0, (-time_low > time_up) ? -time_low :
229     time_up, 128, 256, 385);
230 // Achsenbeschriftung, Darstellungsoptionen
231 histtr1->SetDrawOption("colz");
232 histtr1->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
233 histtr1->GetYaxis()->SetTitle("Trackingstaebe");
234 histtr1->GetZaxis()->SetRangeUser(0, 200);
235
236 time_mini = 0L;
237 // gehe fuer alle Eintraege folgendes durch:
238 for (int i = 0; i < count; i++) {
239     chain->GetEntry(i);
240     // Wenn Kanale der Trackingbox (obere Trackingbox)

```

```

234     if (channelID >= 768 && channelID < 896)
235     {
236         // merke dir den Zeitstempel der Trackingbox in der
237         // Variablen mini, merke dir die ChannelIDs in box
238         time_mini = times;
239         box = channelID;
240     }
241     // Wenn Kanal der Mini-GCS und vorher Kanal der Trackingbox
242     if (time_mini > 0L && channelID >= 128 && channelID < 256)
243     {
244         // fuelle das Histogramm mit der Zeitdifferenz
245         // Mini-GCS - Trackingbox auf X-Achse, ChannelId auf Y-
Achse
246
247         histtr1->Fill(times - time_mini, box);
248         time_mini = 0L;
249     }
250     if (time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * (time_up -
time_low))
251     {
252         time_mini = 0L;
253     }
254 }
255 // Histogramm wird in die Ausgabedatei geschrieben
256 histtr1->Write();
257
258 //Zeitdifferenz Tracking oben - Mini-GCS (Tracking feuert zuerst)
259 TH1F *histtrmi12 = new TH1F("histtrmi12", "Zeitdifferenz (
Trackingbox (oben) - Mini-GC ) Szintillator", time_slice, 0, (-
time_low>time_up) ? -time_low : time_up);
260 //Achsenbeschriftung
261 histtrmi12->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
262 histtrmi12->GetYaxis()->SetTitle("Eintraege");
263 time_mini = 0L;
264 for (int i = 0; i < count; i++)
265 {
266     chain->GetEntry(i);
267     //Wenn Kanal der oberen Trackingbox getroffen wird, merke den
Zeitstempel
268     if (channelID >= 128 && channelID < 256)
269     {
270         time_mini = times;
271     }
272     // Wenn Kanal der Mini-GCS und vorher Kanal der Trackingbox
, fuelle das Histogramm mit der Zeitdifferenz
273     if (time_mini > 0L && channelID >= 768 && channelID < 896)
274     {
275
276         histtrmi12->Fill(times - time_mini);
277         time_mini = 0L;
278     }
279     if (time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * (time_up -
time_low)) {
280         time_mini = 0L;
281     }
282 }

```

```

283     }
284     //Schreibe das Histogramm in die Ausgabedatei
285     histtrmi12->Write();
286
287     //Tracking oben Mini feuert zuerst
288     TH1F *histtraco = new TH1F("histtraco", "Zeitdifferenz (
Trackingbox (oben) - Mini-GCS ) Szintillator", time_slice,
-100000, 100000);
289     //Achsenbeschriftung
290     histtraco->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
291     histtraco->GetYaxis()->SetTitle("Eintraege");
292     time_mini = 0L;
293     for (int i = 0; i < count; i++)
294     {
295         chain->GetEntry(i);
296         //Wenn Kanal der oberen Trackingbox getroffen wird, merke den
Zeitstempel
297         if (channelID >= 768 && channelID < 896)
298         {
299             time_mini = times;
300         }
301         // Wenn Kanal der Mini-GCS und vorher Kanal der Trackingbox
, fuelle das Histogramm mit der Zeitdifferenz
302         if (time_mini > 0L && channelID >= 128 && channelID < 256)
303         {
304
305             histtraco->Fill(time_mini - times);
306             time_mini = 0L;
307         }
308         if (time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * (time_up -
time_low)) {
309             time_mini = 0L;
310         }
311     }
312     }
313     //Schreibe das Histogramm in die Ausgabedatei
314     histtraco->Write();
315
316     //Zeitdifferenz Mini-GCS - Trigger unten
317     //trigger feuert zuerst
318     TH2F *histdowntrig = new TH2F("histdowntrig", "Zeitdifferenz (
Mini-GCS - Trigger_unten) Szintillator", time_slice,
319         -200000000, 0, 128,768, 896);
320     // Achsenbeschriftung, Darstellungsoptionen
321     histdowntrig->SetDrawOption("colz");
322     histdowntrig->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
323     histdowntrig->GetYaxis()->SetTitle("Trackingstaebe");
324     histdowntrig->GetZaxis()->SetRangeUser(0, 100);
325
326     time_mini = 0L;
327     // gehe fuer alle Eintraege folgendes durch:
328     for (int i = 0; i < count; i++)
329     {
330         chain->GetEntry(i);
331         // Wenn Kanaele des unteren Triggers merke dir den Zeitstempel
und die ChannelID

```

```

332     if (channelID == 1 || channelID == 2 || channelID == 7 ||
333         channelID == 8)
334     {
335         time_mini = times;
336         box = channelID;
337     }
338     // Wenn Kanal der Mini-GCS und vorher Kanal des unteren
339     // Triggers, fuelle das Histogramm mit der Zeitdifferenz
340     if (time_mini > 0L && channelID >= 768 && channelID < 896)
341     {
342         histdowntrig->Fill(times - time_mini, box);
343         time_mini = 0L;
344     }
345     if (time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * (time_up-time_low
346 ))
347     {
348         time_mini = 0L;
349     }
350     //Schreibe das Histogramm in die Ausgabedatei
351     histdowntrig->Write();
352
353     //Zeitdifferenz Mini-GCS - Trigger unten
354     //Annahme Mini-GCS feuert zuerst
355     TH2F *histdowntrig2 = new TH2F("histdowntrig2", "Zeitdifferenz (
356     Mini-GCS - Trigger_unten) Szintillator Mini Zuerst", 1000,
357         -200000, 80000, 128,768, 896);
358     // Achsenbeschriftung und Darstellungsoption
359     histdowntrig2->SetDrawOption("colz");
360     histdowntrig2->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
361     histdowntrig2->GetYaxis()->SetTitle("Trackingstaebe");
362     histdowntrig2->GetZaxis()->SetRangeUser(0, 100);
363
364     time_mini = 0L;
365     // gehe fuer alle Eintraege folgendes durch:
366     for (int i = 0; i < count; i++)
367     {
368         chain->GetEntry(i);
369
370         //wenn Kanal der Mini-GCS, merke dir den Zeitstempel und die
371         //ChannelID
372         if (channelID >= 768 && channelID < 896)
373         {
374             time_mini = times;
375             box = channelID;
376         }
377         // Wenn Kanal des unteren Triggers und vorher Kanal der Mini-
378         // GCS, fuelle das Histogramm mit der Zeitdifferenz
379         if (time_mini > 0L && (channelID == 1 || channelID == 2 ||
380             channelID == 7 || channelID == 8))
381         {
382             histdowntrig2->Fill(time_mini - times, box);
383             time_mini = 0L;
384         }

```



```

381 //trigger feuert nicht
382 if (time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * (time_up-time_low
    ))
383 {
384     time_mini = 0L;
385 }
386 }
387 //Histogramm wird in die Output-Datei geschrieben
388 histdowntrig2->Write();
389
390 //Zeitdifferenz Mini-GCS - Trigger oben
391 //trigger feuert zuerst
392 TH2F *histuptrig = new TH2F("histuptrig", "Zeitdifferenz (
    Trigger_oben - Mini-GCS) Szintillator [Trigger zuerst]",
    time_slice, -200000, 80000, 128, 768, 896);
393 // Achsenbeschriftung, Darstellungsoptionen
394 histuptrig->SetDrawOption("colz");
395 histuptrig->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
396 histuptrig->GetYaxis()->SetTitle("Trackingstaebe");
397 histuptrig->GetZaxis()->SetRangeUser(0, 100);
398
399 time_mini = 0L;
400 // gehe fuer alle Eintraege folgendes durch:
401 for (int i = 0; i < count; i++)
402 {
403     chain->GetEntry(i);
404     // Wenn Kanaele des oberen Triggers merke dir den Zeitstempel
    und die ChannelID
405     if (channelID == 11 || channelID == 18 || channelID == 25 ||
        channelID == 27)
406     {
407         time_mini = times;
408         box = channelID;
409
410     }
411     // Wenn Kanal der Mini-GCS und vorher Kanal des oberen Triggers
    , fuehle das Histogramm mit der Zeitdifferenz
412     if (time_mini > 0L && channelID >= 768 && channelID < 896)
413     {
414         histuptrig->Fill(times - time_mini, box);
415         time_mini = 0L;
416     }
417     if (time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * (time_up-time_low
        ))
418     {
419         time_mini = 0L;
420     }
421 }
422 //Schreibe das Histogramm in die Output-Datei
423 histuptrig->Write();
424
425 //Zeitdifferenz Mini-GCS - Trigger oben
426 //Mini-GCS feuert zuerst
427 TH2F *histuptrig2 = new TH2F("histuptrig2", "Zeitdifferenz (Mini-
    GCS - Trigger_oben) Szintillator [Mini-GCS zuerst]", time_slice,
    -200000, 80000, 128, 768, 896);

```

```

428 // Achsenbeschriftung und Darstellungsoption
429 histuptrig2->SetDrawOption("colz");
430 histuptrig2->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
431 histuptrig2->GetYaxis()->SetTitle("Trackingstaebe");
432 histuptrig2->GetZaxis()->SetRangeUser(0, 100);
433
434 time_mini = 0L;
435 // gehe fuer alle Eintraege folgendes durch:
436 for (int i = 0; i < count; i++)
437 {
438     chain->GetEntry(i);
439     //Wenn Kanal der Mini-GCs getroffen wird, merke den Zeitstempel
440     //und die ChannelID
441     if (channelID >= 768 && channelID < 896)
442     {
443         time_mini = times;
444         box = channelID;
445     }
446     //Wenn Kanal des oberen Triggers und vorher einer der Mini-GCS
447     //getroffen wird, fuehle das Histogramm mit der Zeitdifferenz
448     if (time_mini > 0L && (channelID == 11 || channelID == 18 ||
449     channelID == 25 || channelID == 27))
450     {
451         histuptrig2->Fill(time_mini - times, box);
452         time_mini = 0L;
453     }
454     if (time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * (time_up-time_low
455     ))
456     {
457         time_mini = 0L;
458     }
459 }
460 //Schreibe das Histogramm in die Ausgabedatei
461 histuptrig2->Write();
462
463 //Zeitdifferenz zwischen Mini-GCS - Trigger oben
464 TH1F *histuptr = new TH1F("histuptr", "Zeitdifferenz (Mini-GCS -
465     Trigger_Oben) Szintillator [Mini-GCS zuerst]", time_slice,
466     -200000, 80000);
467 // Achsenbeschriftung
468 histuptr->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
469 histuptr->GetYaxis()->SetTitle("counts");
470
471 time_mini = 0L;
472 time_trigger = 0L;
473 //x = 0;
474 for (int i = 0; i < count; i++) {
475     chain->GetEntry(i);
476     // Wenn Kanaele der Mini-GCS, merke den Zeitstempel
477     if (channelID >= 768 && channelID < 896)
478     {
479         time_mini = times;
480     }
481     //Wenn Kanal des oberen Triggers und vorher einer der Mini-GCS
482     //getroffen wird, fuehle das Histogramm mit der Zeitdifferenz

```

```

476     if (time_mini > 0L && (channelID == 11 || channelID == 18 ||
477         channelID == 25 || channelID == 27))
478     {
479         histuptr->Fill(time_mini - times);
480         time_mini = 0L;
481     }
482     if(time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * ( time_up-time_low
483 )) {
484         time_mini = 0L;
485     }
486 // Schreibe das Histogramm in die Output-Datei
487 histuptr->Write();
488
489 //Zeitdifferenz Mini-GCS - Trigger unten
490 TH1F *histdowntr = new TH1F("histdowntr", "Zeitdifferenz (Mini-
491     GCS - Trigger_unten) Szintillator [Mini-GCS zuerst]", time_slice
492     , -200000, 80000);
493 // Achsenbeschriftung
494 histdowntr->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
495 histdowntr->GetYaxis()->SetTitle("counts");
496
497 time_mini = 0L;
498 time_trigger = 0L;
499 // x = 0;
500 for (int i = 0; i < count; i++) {
501     chain->GetEntry(i);
502     // Wenn Kanaele der Mini-GCS, merke den Zeitstempel
503     if (channelID >= 768 && channelID < 896)
504     {
505         time_mini = times;
506     }
507 //Wenn Kanal des unteren Triggers und vorher einer der Mini-GCS
508 //getroffen wird, fuehle das Histogramm mit der Zeitdifferenz
509 if (time_mini > 0L && (channelID == 1 || channelID == 2 ||
510     channelID == 7 || channelID == 8))
511     {
512         histdowntr->Fill(time_mini - times);
513         time_mini = 0L;
514     }
515
516     if(time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * ( time_up-time_low
517 )) {
518         time_mini = 0L;
519     }
520 }
521 // Schreibe das Histogramm in die Output-Datei
522 histdowntr->Write();
523
524 //Histogramm fuer die Zeitdifferenz zwischen der oberen und der
525 //unteren Triggerplatte
526 TH1F *histtrigger = new TH1F("histtrigger", "Zeitdifferenz (
527     Trigger_oben - Trigger_unten) Szintillator [Mini-GCS zuerst]",

```

```

    time_slice, -80000, 80000);
523 // Achsenbeschriftung
524 histtrigger->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
525 histtrigger->GetYaxis()->SetTitle("counts");
526
527 //Variablen werden definiert
528 Long64_t a = 0;
529 Long64_t b = 0;
530 //Variablen, die in vorherigen Histogrammen bereits verwendet
    wurden, werden wieder gleich Null gesetzt
531 time_mini = 0L;
532 time_trigger = 0L;
533
534 //Alle Eintraege werden durchgegangen
535 for (int i = 0; i < count; i++) {
536     chain->GetEntry(i);
537     // Wenn Kanal der Mini-GCS, merke dir den Zeitstempel
538     if (channelID >= 768 && channelID < 896)
539     {
540         time_mini = times;
541     }
542     //Wenn vorher ein Kanal der Mini-GCS getroffen wurde und nun
    ein Kanal des unteren Triggers, nimm den Zeitstempel der Mini-
    GCS und subtrahiere den Zeitstempel des Triggers
543     if (time_mini > 0L && (channelID == 1 || channelID == 2 ||
    channelID == 7 || channelID == 8))
544     {
545         a = time_mini - times;
546     }
547     //Wenn vorher ein Kanal der Mini-GCS getroffen wurde und nun
    ein Kanal des oberen Triggers, nimm den Zeitstempel der Mini-GCS
    und subtrahiere den Zeitstempel des Triggers
548     if (time_mini > 0L && (channelID == 11 || channelID == 18 ||
    channelID == 25 || channelID == 27))
549     {
550         b = time_mini - times;
551         //Fuelle das Histogramm mit der Differenz aus b und a
552         histtrigger->Fill(b - a);
553         time_mini = 0L;
554     }
555     if(time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * ( time_up -
    time_low))
556     {
557         time_mini = 0L;
558     }
559 }
560 // Schreibe das Histogramm in die Output-Datei
561 histtrigger->Write();
562
563 //Zeitdifferenz zwischen beiden Trackingboxen
564 TH1F *hist = new TH1F("hist", "Zeitdifferenz (Trackingbox (oben)
    - Tracking (unten) ) Szintillator", time_slice, 0, (-time_low >
    time_up) ? -time_low : time_up);
565 //Achsenbeschriftung
566 hist->GetXaxis()->SetTitle("Zeitdifferenz in ps");
567 hist->GetYaxis()->SetTitle("Eintraege");

```

```
568 time_mini = 0L;
569 //Gehe alle Eintraege durch
570 for (int i = 0; i < count; i++)
571 {
572     chain->GetEntry(i);
573     if (channelID >= 768 && channelID < 896)
574     {
575         time_mini = times;
576     }
577     //Wenn vorher ein Kanal der Mini-GCS getroffen wurde und nun
    ein Kanal der oberen Trackingbox, nimm den Zeitstempel der Mini-
    GCS und subtrahiere den Zeitstempel der Trackingbox
578
579     if (time_mini > 0L && channelID >= 128 && channelID < 256)
580     {
581         a = time_mini - times;
582     }
583     //Wenn vorher ein Kanal der Mini-GCS getroffen wurde und nun
    ein Kanal der unteren Trackingbox, nimm den Zeitstempel der Mini-
    GCS und subtrahiere den Zeitstempel der Trackingbox
584     if (time_mini > 0L && channelID >= 256 && channelID < 384)
585     {
586         b = time_mini - times;
587         //Fuelle das Histogramm mit der Differenz aus a und b
588         hist->Fill(a - b);
589         time_mini = 0L;
590     }
591     if (time_mini > 0L && times - time_mini > 5 * (time_up-time_low
    ))
592     {
593         time_mini = 0L;
594     }
595 }
596 //Schreibe das Histogramm in die Output-Datei
597 hist->Write();
598
599 // Multiplizitaet unterer Trigger
600 TH1F *histhitdown = new TH1F("histhitdown", "Multiplizitaet
    Trigger unten (Szintillator)", 100, 0, 100);
601 //Achsenbeschriftung
602 histhitdown->GetXaxis()->SetTitle("Multiplizitaet");
603 histhitdown->GetYaxis()->SetTitle("Eintraege");
604 count = chain->GetEntries();
605 time_trigger = 0L;
606 //definiere eine Zaehlvariable cnt
607 Long64_t cnt = 0L;
608 //durchlaufe alle Daten, diesmal aber rueckwaerts, damit der
    Trigger theoretisch zuerst getroffen wird (es sollen die
    Photonen in der Mini-GCS aufgelistet werden)
609 for (int i = count-1; i >= 0; i--)
610 {
611     chain->GetEntry(i);
612     //wenn unterer Trigger getroffen wird
613     if (channelID == 1 || channelID == 2 || channelID==7 || channelID
    ==8)
```

```

615     {
616         //wenn die Zaehlvariable groesser als Null ist, fuehle
das Histogramm
617         if(cnt > 1)    histhitdown->Fill(cnt);
618         //setzte die Zaehlvariable zurueck
619         cnt = 0L;
620         //merke dir den Zeitstempel
621         time_trigger = times;
622     }
623     //Wenn Kanal der Mini-GCS
624     if (channelID >= 768 && channelID < 896)
625     {
626         //Wenn die Zeitdifferenz zwischen Trigger und Mini-GCS
kleiner als 100ns ist, addiere 1 zur Zaehlvariablen
627         if (abs(time_trigger - times) < 100e3) ++cnt;
628     }
629
630 }
631 histhitdown->Write();
632
633 // Multiplizitaet oberer Trigger
634 TH1F *histhitup = new TH1F("histhitup", "Multiplizitaet Trigger
oben (Szintillator)", 100, 0, 100);
635 //Achsenbeschriftung
636 histhitup->GetXaxis()->SetTitle("Multiplizitaet");
637 histhitup->GetYaxis()->SetTitle("Eintraege");
638 count = chain->GetEntries();
639 time_trigger = 0L;
640 //setzte die Zaehlvariable gleich Null
641 cnt = 0L;
642 //durchlaufe alle Daten, diesmal aber rueckwaerts, damit der
Trigger theoretisch zuerst getroffen wird (es sollen die
Photonen in der Mini-GCS aufgelistet werden)
643 for (int i = count-1; i >= 0; i--)
644 {
645     chain->GetEntry(i);
646     //wenn der oberer Trigger getroffen wird,
647     if (channelID == 11||channelID == 18||channelID==25||channelID
==27)
648     {
649         //wenn die Zaehlvariable groesser als Null ist, fuehle
das Histogramm
650         if(cnt > 1)    histhitup->Fill(cnt);
651         //setzte die Zaehlvariable zurueck
652         cnt = 0L;
653         //merke dir den Zeitstempel
654         time_trigger = times;
655     }
656     //Wenn Kanal der Mini-GCS
657     if (channelID >= 768 && channelID < 896)
658     {
659         //Wenn die Zeitdifferenz zwischen Trigger und Mini-GCS
kleiner als 100ns ist, addiere 1 zur Zaehlvariablen
660         if (abs(time_trigger - times) < 100e3) ++cnt;
661     }
662 }

```

```
663 }
664 //schreibe das Histogramm in die Output-Datei
665 histhitup->Write();
666
667
668
669 delete histchanid;
670 delete histtrmi;
671 delete chain;
672 delete histmitr;
673 delete histmi1;
674 delete histtrmi12;
675 delete histtraco;
676 delete histtr1;
677 delete histdowntrig;
678 delete histdowntrig2;
679 delete histuptrig;
680 delete histuptrig2;
681 delete histuptr;
682 delete histtrigger;
683 delete hist;
684 delete histhitdown;
685 delete histhitup;
686 delete output;
687 };
```

8.2 Genauere Angaben zu Teilchen

8.2.1 Leptonen

Name	Masse (in $\frac{MeV}{c^2}$)	Elektrische Ladung (in e)	Schwache Ladungszahl (Spin)
e^-	0,511	-1	$-\frac{1}{2}$
μ^-	105,658	-1	$-\frac{1}{2}$
τ^-	1776,82	-1	$-\frac{1}{2}$
ν_e	$< 10^{-7}$	0	$+\frac{1}{2}$
ν_μ	$< 10^{-7}$	0	$+\frac{1}{2}$
ν_τ	$< 10^{-7}$	0	$+\frac{1}{2}$

Tab. 8.1: Eigenschaften von Leptonen[19]

8.2.2 Quarks

Name	u	d	c	s	t	b
Ruhemasse (in $\frac{MeV}{c^2}$)	2,3	4,8	1275	95	4180	173500
Elektrische Ladungszahl (in e)	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
Starke Farbladung	<i>rot</i> ↗	<i>blau</i> ↓	<i>gruen</i> ↖	<i>antirot</i> ↙	<i>antiblau</i> ↑	<i>antigruen</i> ↘
Schwache Ladungszahl (Spin)	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
Mittlere Lebensdauer (in s)	∞	880	10	$5 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-25}$	$2 \cdot 10^{-12}$

Tab. 8.2: Eigenschaften von Quarks [19]

8.2.3 Bosonen

Photon	Elektromagnetische Wechselwirkung
Gluon	Starke Wechselwirkung
Z-Teilchen	Schwache Wechselwirkung
W-Teilchen	Schwache Wechselwirkung
Higgs-Boson	Skalares Teilchen (nicht gerichtet)
Graviton	Gravitation (hypothetisch)

Tab. 8.3: Botenteilchen

Name	Photon	Gluon	Z-Teilchen	W-Teilchen		Higgs-Boson
				+	-	
Ruhemasse (in $\frac{MeV}{c^2}$)	0	0	91 187,6	80 379 ±12		125 100
Elektrische Ladungszahl (in e)	0	0	0	+1	-1	0
Schwache Ladungszahl	0	0	0	+1	-1	$-\frac{1}{2}$
Mittlere Lebensdauer (in s)	unbegrenzt	unbegrenzt	$3 \cdot 10^{-25}$	$3 \cdot 10^{-25}$		$2 \cdot 10^{-22}$
Mittlere Reichweite (in m)	unbegrenzt	10^{-15}	10^{-18}	10^{-18}		-

Tab. 8.4: Bosonen und ihre Eigenschaften, Gluonen haben zusätzlich noch einen starken Farbladungsvektor jede Quark-Antiquark Kombination hat somit ein spezifisches Gluon

8.2.4 Zerfallskanäle

In der folgenden Tabelle sind einige Zerfallskanäle von Teilchen aufgeführt, die in der vorliegenden Arbeit relevant sind.

Teilchen	Zerfallskanal	Wahrscheinlichkeit [%]	Mittlere Lebensdauer [s]
μ^-	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	≈ 100	$2,19698 \cdot 10^{-6}$
π^+	$\mu^+ \nu_\mu$	99,9877	$2,6033 \cdot 10^{-8}$
	$\mu^+ \nu_\mu \gamma$	$2 \cdot 10^{-4}$	
	$e^+ \nu_e$	$1,23 \cdot 10^{-4}$	
π^-	$\mu^- \bar{\nu}_\mu$	99,9877	$2,6033 \cdot 10^{-8}$
	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$	$2 \cdot 10^{-4}$	
	$e^- \bar{\nu}_e$	$1,23 \cdot 10^{-4}$	
π^0	2γ	99,823	$8,52 \cdot 10^{-17}$
	$e^+ e^- \gamma$	1,174	
K^+	$\mu^+ \nu_\mu$	63,55	$1,238 \cdot 10^{-8}$
	$\pi^0 e^+ \nu_e$	5,07	
	$\pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	3,353	
	$\pi^+ \pi^0$	20,66	
	$\pi^+ \pi^0 \pi^0$	1,761	
	$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	5,59	
K^-	$\mu^- \bar{\nu}_\mu$	63,55	$1,238 \cdot 10^{-8}$
	$\pi^0 e^- \bar{\nu}_e$	5,07	
	$\pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	3,353	
	$\pi^- \pi^0$	20,66	
	$\pi^- \pi^0 \pi^0$	1,761	
	$\pi^- \pi^- \pi^+$	5,59	
K_S^0	$\pi^0 \pi^0$	30,69	$0,8954 \cdot 10^{-10}$
	$\pi^+ \pi^-$	69,20	
	$3\pi^0$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	
K_L^0	$\pi^\pm e^\mp \nu_e$	40,55	$5,116 \cdot 10^{-8}$
	$\pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$	27,04	
	$\pi^+ \pi^-$	$1,967 \cdot 10^{-3}$	
	$\pi^0 \pi^0$	$8,64 \cdot 10^{-4}$	
	$3\pi^0$	19,52	
	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	12,54	

Tab. 8.5: Tabelle zu Zerfällen [19]

8.2.5 Hadronen

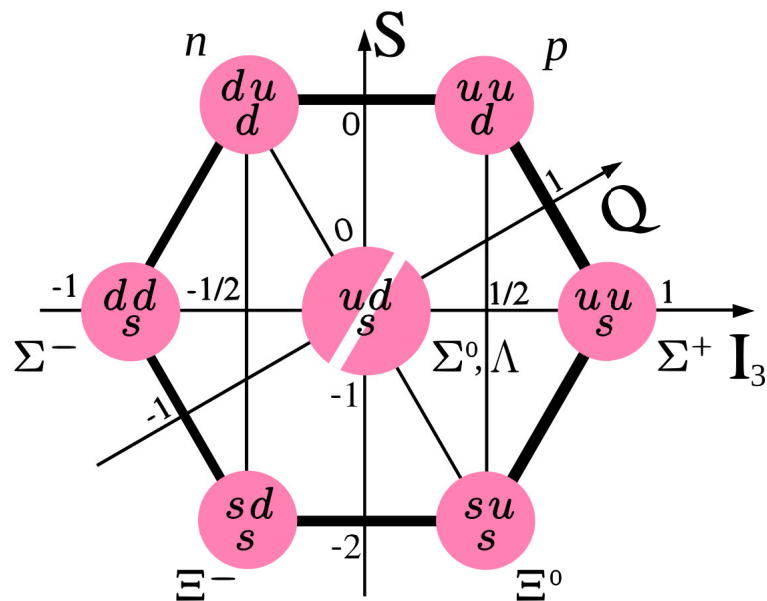


Abbildung 8.1: Baryon-Oktett, zeigt die Zusammensetzung der verschiedenen Baryonen im Grundzustand (Valenzquarks), darüber hinaus kann man auch die Strangeness (S), die Ladung (Q) und den Kernspin (I) ablesen [8]

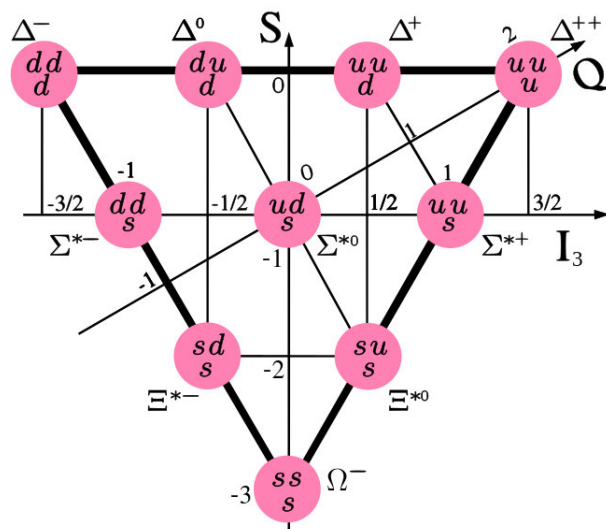


Abbildung 8.2: Baryon-Dekuplett [9]

8.2.6 Feynman-Diagramme

Hier sind die verschiedenen Linien in Feynman-Diagrammen (nur die, die in der Arbeit verwendet wurden) und ihre Bedeutung aufgelistet. Es ist zu beachten, dass Feynman-Diagramme nur Zerfälle veranschaulichen sollen und in Wirklichkeit auf komplizierten Berechnungen beruhen.

- Fermion
- ←— Anti-Fermion (bewegt sich in Feynman-Diagrammen in der Zeit rückwärts)
- ~~~~~ Boson
- ~~~~~ Gluon

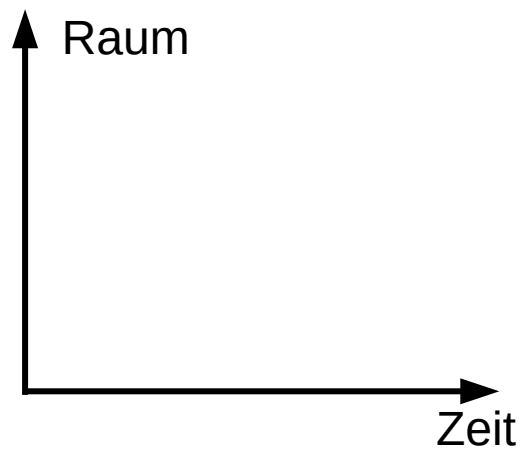


Abbildung 8.3: Die Zeitachse verläuft in Feynman-Diagrammen für gewöhnlich horizontal.

Beispiele:

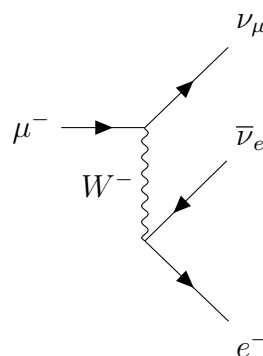


Abbildung 8.4: Myonen-Zerfall

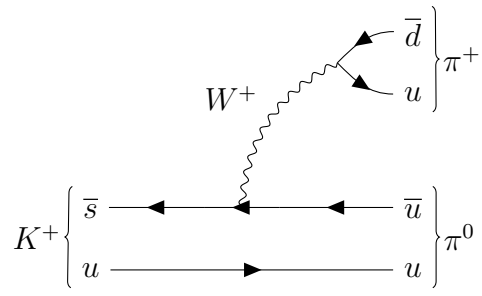


Abbildung 8.5: K^+ -Zerfall

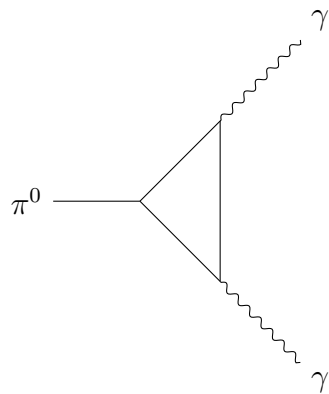


Abbildung 8.6: Zerfall eines neutralen Pions

Abkürzungsverzeichnis

α Feinstrukturkonstante

β auf c normierte Teilchengeschwindigkeit

γ Lorentzfaktor

θ Cherenkov-Winkel

μ Erwartungswert

ρ Dichte

σ Standardabweichung

B magnetische Flussdichte

e Elementarladung

E E-Feldstärke

F_L Lorentzkraft

F_Z Zentripetalkraft

m_0 Ruhemasse

m_e Masse eines Elektrons

e^- Elektron, geladenes Lepton erster Generation

μ^- Myon, geladenes Lepton zweiter Generation

τ^- Tauon, geladenes Lepton dritter Generation

γ Photon

ν_e Elektron-Neutrino, ungeladenes Lepton erster Generation

ν_μ Myon-Neutrino, ungeladenes Lepton zweiter Generation

ν_τ Tau-Neutrino, ungeladenes Lepton dritter Generation

A Massenzahl eines chemischen Elements oder einer Verbindung

Abb. Abbildung

Abs. Abschnitt

ATLAS A Toroidal LHC ApparatuS, Detektor am LHC (CERN)

CERN Conseil européen pour la recherche nucléaire

DESY Das Deutsche Elektronen-Synchrotron, Forschungszentrum in Hamburg und Zeuthen

DIRC Detection of Internally Reflected Cherenkov light

EMC Elektromagnetic Calorimeter

FAIR Facility for Antiproton and Ion Research

GCS Gießen-Cosmic-Station

GEM Gas Electron Multiplier

GM-APD Geiger-Mode-Avanlanche-Photodiode

I Anregungspotenzial

JLU Justus-Liebig Universität Gießen

LHC Large Hadron Collider, größter Beschleunigerring der Welt (ca.27km Umfang),
CERN Genf (Schweitz)

LHCb Large Hadron Collider beauty, einer der vier großen Detektoren am LHC

MCP-PMT Multi Channel Plate Photomultiplier

Mini-GCS Mini-Gießen-Cosmic-Station

MIP minimum ionizing particle

MVD Micro Vertex Detector

n Brechungsindex

PANDA Antiproton Annihilations at Darmstadt, im Bau befindliches Großexperiment
an der GSI in Darmstadt

PMT Photomultiplier

RICH Ring-imaging Cherenkov detector

ROM Readout Module

ROOT eine am CERN entwickelte Software zur Analyse von Daten

SCTF Super-Charm-Tau-Factory, in der Planung befindliches Großexperiment in Novo-
sibirsk (Russland)

SiPM Silicon Photo Multiplier

Tab. Tabelle

z Teilchenladung

Z Ordnungszahl eines chemischen Elements

Abbildungsverzeichnis

2.1	Quarks Farbmischung	6
2.2	Massen der Elementarteilchen	7
2.3	Teilchen des Standard Modells	8
2.4	Kaon-Zerfall	9
2.5	Meson-Nonett	11
2.6	Kaonmischung	16
2.7	Teilchenschauerkaskade	19
2.8	Cherenkov-Kegel	21
2.9	Energieverlust in verschiedenen Materialien	23
3.1	Aufbau eines Photomultipliers	25
3.2	Aufbau MCP	26
3.3	Avanlanche-Photodiode	27
3.4	SiPM	28
3.7	Gießen-Cosmic-Station	29
3.5	Gießen-Cosmic-Station Aufbau	30
3.6	Spurbox	31
3.8	Reinraum	32
3.9	Mini-GCS CAD-Zeichnung	33
3.10	Mini-Gießen-Cosmic-Station	33
4.1	Driftröhre	37
4.2	Synchrotron	38
4.3	PANDA	40
4.4	Teilchenidentifikation (ATLAS)	42

4.5	Vergleich PANDA und SCTF	43
4.6	Super-Charm-Tau-Factory	43
4.7	Endcap Disc DIRC	45
4.8	DIRC Radiator	46
5.1	Aerogel	47
5.2	Brechungsindizes	48
5.3	Cherenkov-Photonen pro Wegstrecke	50
5.4	Cherenkov-Winkel in verschiedenen Medien	51
5.5	Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit der Energie	53
5.6	Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit des Impuls in Quarzglas	54
5.7	Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit des Impuls in Aerogel	54
5.8	Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit des Impuls in Plexiglas	55
5.9	Detektorauflösung in Fused Silica	56
5.10	Detektorauflösung in Aerogel	57
5.11	Detektorauflösung in Plexiglas	57
5.12	Myon-Pion	59
6.1	Einträge pro Kanal in der GCS (beispielhaft an einem Datensatz)	61
6.2	Histogramm Fit	63
6.3	Root-Legende	63
6.4	Laufzeit-Messung mit Szintillator und SiPM	65
6.5	Skizze Laufzeitmessung	66
6.6	Laufzeit-Messung mit Szintillator und SiPM	66
6.7	Laufzeit-Messung (2m) mit Szintillator und SiPM	67
6.8	Koinzidenz SiPM	68
6.9	Abstände GCS	70
6.10	Zeitdifferenz Spurboxen	71
6.11	Zeitdifferenz Triggerplatten	71
6.12	Dark-Counts SiPM	72
6.13	2D-Histogramm ohne Radiator	73
6.14	1D-Histogramm ohne Radiator	73

6.15	2D Zeitdifferenz Aerogel	74
6.16	1D Zeitdifferenz Aerogel	75
6.17	2D Zeitdifferenz Plexiglas	76
6.18	1D Zeitdifferenz Plexiglas	76
6.19	2D Zeitdifferenz Szintillator	77
6.20	1D Zeitdifferenz Szintillator	78
6.21	Untergrund Trigger unten	79
6.22	Untergrund Trigger oben	80
6.23	Zeitdifferenz Trigger oben-Mini-GCS	80
6.24	Zeitdifferenz Trigger unten-Mini-GCS	81
6.25	Zeitdifferenz oberer Trigger - Mini-GCS mit Gaußverteilung und ohne Untergrund	82
6.26	Zeitdifferenz unterer Trigger - Mini-GCS mit Gaußverteilung und ohne Untergrund	82
6.27	Multiplizität Aerogel	84
6.28	Multiplizität Plexiglas	84
6.29	Multiplizität Szintillator	85
8.1	Baryon-Oktett	110
8.2	Baryon-Dekuplett	110
8.3	Feynman-Diagramm Achsen	111
8.4	Myonen-Zerfall	111
8.5	K^+ -Zerfall	112
8.6	Zerfall eines neutralen Pions	112

Tabellenverzeichnis

2.1	Fundamentale Grundkräfte	7
5.1	Brechungsindex bei einer Wellenlänge von 580nm	50
5.2	Cherenkov-Winkel in verschiedenen Medien für ein Myon mit 1,2 GeV	52
5.3	Threshold-Impulse	59
6.1	Messzeit für jeden Datensatz	60
6.2	Kanäle der Teststandkomponenten (Mapping)	61
6.3	Zeiten mit den meisten Einträgen in den Datenfiles zur Laufzeitmessung	67
6.4	Einträge in Zeitdifferenz-Histogrammen zwischen Mini-GCS und den Triggerplatten	75
6.5	Einträge in Zeitdifferenz-Histogrammen zwischen Mini-GCS und den Triggerplatten	78
6.6	Photonenausbeute in verschiedenen Materialien	83
8.1	Eigenschaften von Leptonen	107
8.2	Eigenschaften von Quarks	107
8.3	Botenteilchen	108
8.4	Bosonen (Eigenschaften)	108
8.5	Zerfälle	109

Literaturverzeichnis

- [1] Super Charm Tau Factory, CONCEPTUAL DESIGN REPORT PART ONE (physics program, detector). Budker Institute of Nuclear Physics Siberian Branch Russian Academy of Sciences (BINP SB RAS).
- [2] 04.02.2021. <https://omnexus.specialchem.com/selection-guide/polymethyl-methacrylate-pmma-acrylic-plastic>.
- [3] 14.11.2020. <https://deacademic.com/dic.nsf/dewiki/1146178>.
- [4] 14.11.2020. <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Kaon-box-diagram-with-bar.svg>.
- [5] 14.11.2020. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Photomultiplier_schema_de.png.
- [6] 14.11.2020. <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Mcp-de.svg>.
- [7] 15.08.2020. <https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Meson-octet-small.svg>.
- [8] 15.08.2020. <https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Baryon-octet-small.svg>.
- [9] 15.08.2020. <https://de.m.wikipedia.org/wiki/Datei:Baryon-decuplet.svg>.
- [10] 21.02.21. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Storage_ring_de.svg#filelinks.
- [11] 28.03.2021. Von Kirnehkrib - Eigenes Werk, CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=17725203>.
- [12] 30.12.2020. https://www.heraeus.com/de/hca/fused_silica_quartz_knowledge_base_1/properties_1/properties_hca.html#tabs-608478-5.
- [13] CERN ROOT Website, 31.01.21. <https://root.cern/about/>.
- [14] M. Pohl A. Blondel, A. Bravar. Research Proposal for an Experiment to Search for the Decay $\rightarrow eee$, 10.12.2012.
- [15] Claude Amsler. *Kern- und Teilchenphysik*. vdf Hochschulverlag AG, 2007.
- [16] Simon Bodenschatz. Spurrekonstruktion und Bestimmung der Auflösung für einen auf SiPM-Auslese basierenden Teststand für Teilchendetektoren. Ausarbeitung im Rahmen einer Masterarbeit, 2020. Justus-Liebig-Universität Gießen.

- [17] Christoph Scholz Frank Zetsche Bogdan Povh, Klaus Rith. *Teilchen und Kerne*. Springer, 2009.
- [18] Boris Shwartz Claus Grupen. *Particle Detectors*. Cambridge university Press, 2008.
- [19] Particle data Group. Particle Physics Booklet, July 2012. <http://pdg.lbl.gov/>.
- [20] Welt der Physik. Bereit für die zweite Laufzeit – die Detektoren am LHC , 21.02.21. <https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/experimente/teilchenbeschleuniger/lhc/lhc-experimente/detektoren-in-der-zweiten-laufzeit/>.
- [21] Dr. Norbert Köhler Dr. Anton Bigalke.
- [22] KETEK GmbH. Product Data SheetSiPM –Silicon Photomultiplier PA1125-WB-0808.
- [23] KETEK GmbH. Product Data SheetSiPM –Silicon Photomultiplier PM1125-WB-C0.
- [24] David J. Griffiths. *Einführung in die Physik des 20. Jahrhunderts*. Pearson, 2015.
- [25] C. Grupen. *Einstieg in die Astroteilchenphysik: Grundlagen, Messungen und Ergebnisse aktueller Forschung*. Springer Berlin Heidelberg, 2017. <https://books.google.de/books?id=q-hDDwAAQBAJ>.
- [26] Christian Weinheimer Guido Drexlin, Kathrin Valerius. Den kosmischen Leichtgewichten auf der Spur, 2020. Physik in unserer Zeit.
- [27] S.P.Wakely J.J.Beatty, J.Matthews. Cosmic Rays, 2017. Particle Data Group.
- [28] Oliver Merle. *Development, design and optimization of a novel Endcap DIRC for PANDA*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, Dezember 2014.
- [29] A.Hayrapetyan A.Yu.Barnyakov S.A.Kononov M.Schmidt, M.Düren. DIRC Options for the Super Charm Tau Factory. *DIRC 2019: Workshop on fast Cherekov Detectors*, 2019.
- [30] Marco Musy. Refractive index dispersion law of silica aerogel. *European Physical Journal C*, 23.07.15.
- [31] Daniel Mühlheim. Design und Aufbau eines Teststandes für den PANDA 3D Disc DIRC-Detektor. Master's thesis, Justus-Liebig-Universität Gießen, Juni 2013.
- [32] Donald H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*, volume 4.Auflage. Cambridge University Press, 2010.
- [33] Owe Philipsen. *Quantenfeldtheorie und das Standardmodell der Teilchenphysik*. SpringerSpektrum, 2018.
- [34] Mikhail Polyanskiy. RefractiveIndex.info, 2020. https://refractiveindex.info/?shelf=glass&book=fused_silica&page=Malitson.

- [35] Prof. Dr. rer.nat. Klaus Wille. Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, 1996.
- [36] Inc. Rexon Components TLD Systems. Datenblatt Szintillator. <https://www.rexon.com/RP408.htm>.
- [37] Mustafa Schmidt. The PANDA Detector at FAIR, 14.05.2019. Präsentation.
- [38] Mustafa Schmidt. The PANDA Detector at FAIR. In *II- Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen*, 2019.
- [39] Mustafa André Schmidt. *Particle Identification with the Endcap Disc DIRC for PANDA*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2017.
- [40] Michael Sporleder. Messung von Čerenkovwinkeln an DIRC-Prototypen im Teststrahlexperiment. Diplomarbeit, Mai 2011. Justus-Liebig-Universität Gießen.
- [41] Richard Walder. HOW DOES THAT WORK? - AEROGELS, Dezember 2014. Article - Issue 61.

Stichwortregister

- Aerogel, 47, 74
- Analyseprogramm, 60, 64, 90
- Anregungspotenzial, 22
- Antiproton, 39
- Antiteilchen, 6
- Avalanche-Photodiode, 26, 27

- Baryon, 10, 109
- Baryonenmultiplet, 109
- Baryonenzahl, 9
- Beschleuniger, 38
- Beschleunigerphysik, 35
- Bethe-Bloch-Formel, 22
- Bleiabsorber, 31
- Boson, 5, 107
- Botenteilchen, 5, 107
- Brechungsindex, 20, 48, 49
- Budker-Institut, 41

- Cherenkov-Detektor, 44
- Cherenkov-Effekt, 20, 39
- Cherenkov-Photonen, 49
- Cherenkov-Strahlung, 20
- Cherenkov-Winkel, 20, 31, 53
- CP-Verletzung, 15

- Dark-Counts, 72
- Detektorauflösung, 31, 56
- DIRC, 44

- Eichbosonen, 5
- elektromagnetische Wechselwirkung, 5, 107
- Elektron, 106
- Elektronendichte, 22
- Elementarteilchen, 4
- Endcap Disc DIRC, 29, 45

- Energieverlust, 22
- Erhaltungsgrößen, 9
- Erwartungswert, 62
- exotische Materie, 10

- FAIR, 39
- Farbladung, 5
- Feinstrukturkonstante, 21
- Fermionen, 4
- Feynman-Diagramm, 9, 13, 110
- Fit, 62
- Frank-Tamm-Formel, 21, 49
- Fused Silica, 47

- Gaußschen Glockenkurve, 62
- Gaußverteilung, 62
- Gießen-Cosmic-Station, 28
- Gluon, 5, 6, 107
- GSI, 29, 39

- Hadron, 5, 10, 109
- Hadronenkaskade, 17
- HESR, 39
- Higgs-Boson, 6, 107
- Höhenstrahlung, 28

- inelastischer Stoß, 35

- Kaon, 15, 17, 108
- Koinzidenz, 68
- kosmische Strahlung, 16
- Kräfte, 6, 107

- Ladungskonjugation, 15
- Laufzeitmessung, 64
- Leptonen, 4, 41, 106
- Leptonenfamilie, 5
- Leptonenfamilienzahl, 9

- Leptonenzahl, 9
Linear-Beschleuniger, 38
Lorentzfaktor, 11, 49
Luminosität, 37
- Majorana-Teilchen, 8
Mapping, 60
MCP-PMT, 26, 27, 45
Meson, 10
Mesonenmultiplet, 10
Mini-Gießen-Cosmic-Station, 32
MIP (Minimum ionizing particle), 22
Multiplizität, 83
Myon, 17, 69, 106, 108
Myonengeschwindigkeit, 69
- Neutrino, 106
Neutronen, 4
- PANDA, 29, 39, 43
Parität, 10, 15
Photoeffekt, 25
Photoelektron, 26
Photomultiplier, 20, 25–27
Photon, 5, 107
Photonenausbeute, 49, 79, 82
Photosensoren, 25
Pion, 17, 108
Plexiglas, 47, 75
PMMA, 47
PMT, 31
Protonen, 4
pseudoskalare Mesonen, 10
- Quarkflavour, 9
Quarks, 4, 106
Quarzglas, 47
- Radiatormaterial, 47
relativistische Formeln, 10
Relativitätstheorie, 10
Ringbeschleuniger, 36
- ROOT, 34
ROOT-Legende, 63
- schwache Wechselwirkung, 6, 107
Sellmeier-Gleichung, 21, 48, 49
Sellmeier-Koeffizienten, 21, 52
Silizium-Photomultiplier, 27
SiPM, 26
Sonnenwind, 16
Speicherring, 37
Spin, 9
Spurboxen, 29, 69
Spurrekonstruktion, 29
Standard Modell, 4, 13, 41
Standardabweichung, 62
starke Wechselwirkung, 5, 107
Strahldimension, 37
Strangeness, 9
Super-Charm-Tau-Factory, 39, 41, 43
Synchrotron, 36
Synchrotronstrahlung, 37
Szintillation, 18, 77
Szintillatorstäbe, 29
- Tauon, 14, 106
Teilchenkollision, 35
Threshold-Impuls, 58
Trackingbox, 29, 69
Trigger, 29, 31
- Untergrund, 72
virtuelle Teilchen, 13
- W-Boson, 107
Wirkungsquerschnitt, 37
- Z-Teilchen, 107
Zeitdifferenzmessung, 69
Zerfallskanäle, 13, 108
Zerfälle, 13, 14, 108
Zyklotron, 36

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit eigenhändig verfasst habe und ausschließlich die angegebenen Quellen und Hilfsmittel zur Erstellung der Arbeit verwendet habe. Alle wörtlich übernommenen Textabschnitte sind als solche kenntlich gemacht und mit den entsprechenden Quellen versehen. Diese Arbeit wurde zuvor noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Laubach, _____
Ort, Datum

Unterschrift