

P515: Driftkammern

Noah Reinhardt & Maximilian Miles

Durchgeführt am 17./18.12.2025
Abgegeben bis 15.01.2026

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	2
1.1 Funktionsweise der Driftkammer	2
1.2 Ausleseelektronik	3
1.3 Ausgabeformat	3
1.4 Strahlungsquellen: Kosmische Strahlung, Strontium-90	4
2 Aufbau und Betrieb des Experiments	5
3 Kalibration der Detektoren	6
3.1 Messung der analogen Signale	6
3.2 Messung des Driftkammer-Stroms	6
3.3 Einstellung der Szintillator-Spannung	7
3.4 Einstellung der Driftkammer-Parameter	8
4 Messung der Winkelverteilung kosmischer Strahlung	10
4.1 Verteilung der Ansprecher und Time over Threshold	11
4.1.1 Filterung durch Time-over-Threshold	13
4.2 Drahtkorrelation	15
4.3 Orts-Driftzeit-Beziehung	18
4.4 Winkelverteilung der kosmischen Strahlung	19
4.5 Abstandssumme gegen Abstandsdifferenz	21
4.5.1 Histogramm für alle Drähte	22
4.5.2 Histogramm für verschiedene Winkelbereiche	23
5 Fazit	25
A Anhang	27

1 Einführung

In diesem Versuch wird die Winkelverteilung kosmischer Myonen mithilfe einer gasbasierten Driftkammer untersucht. Im Zentrum des Versuchs steht dabei die Optimierung der Betriebsparameter bei der Prototyp-Driftkammer des B1-Spektrometers [1] sowie des dazugehörigen Szintillationstriggers. Nach der Kalibration des Detektors mithilfe des Strontium- β -Strahlers ^{90}Sr und der Einstellung von Hochspannung, Diskriminatorschwelle und Zeitverzögerung wird die Apparatur zur Langzeit-Messung von kosmischen Myonen genutzt. Schließlich wird deren Winkelverteilung mithilfe der Analyse-Software *ROOT* [2] bestimmt.

Die Durchführung des Versuchs basiert grundlegend auf der Anleitung des physikalischen Praktikums der Universität Bonn [3] sowie auf der Diplomarbeit von Daniel Hammann [1]. Alle in der Versuchsdurchführung erhobenen Rohdaten und das während der Versuchsdurchführung laufend verfasste Protokoll sind auf Sciebo [4] erhältlich. Dort ist auch das Skript *analysis.c* zu finden, mit welchem die Auswertung der einzelnen Messungen vollzogen worden ist, sowie verschiedene weitere Ressourcen aus der Auswertung. (Link gültig bis 31.03.2026)

Alle in diesem Protokoll enthaltenen Histogramme sind, solange nicht explizit anders angegeben, selbst mit ROOT erstellt worden. Ebenso sind alle Illustrationen und Diagramme, wenn nicht anders spezifiziert, in Programmen wie GeoGebra o.Ä. selbst erstellt worden.

1.1 Funktionsweise der Driftkammer

Die Driftkammer gehört gemeinsam mit dem Geiger-Müller-Zähler und dem Proportional-Zähler zu der Klasse der Gas-Ionisations-Detektoren. Sie bestehen meist aus einer zylinder-symmetrischen Zelle, die mit nicht-leitendem Gas gefüllt ist. Innerhalb der Zelle liegt eine Spannungsdifferenz von innen nach außen an. Die Driftkammer zeichnet sich gegenüber anderen gasbasierten Detektoren dadurch aus, dass sie durch gleichzeitige Verwendung mehrerer solcher *Driftzellen* zur approximativen Rekonstruktion von Teilchen-Trajektorien verwendet werden kann (siehe Abb. 1).

Die in diesem Versuch verwendete Driftkammer enthält 48 Zellen. Jede Zelle hat einen Anodendraht (rot) im Zentrum und wird durch sechs Kathodendrähte (blau) berandet. Durch die hexagonale Anordnung der Kathoden-Drähte wird die Zylinder-Symmetrie der Zellen approximiert. An den Kathoden-Drähten wird eine negative Hochspannung angelegt, um das nötige elektrische Feld zu erzeugen. Die geerdeten Anodendrähte werden zum Auslesen des Signals verwendet. [1]

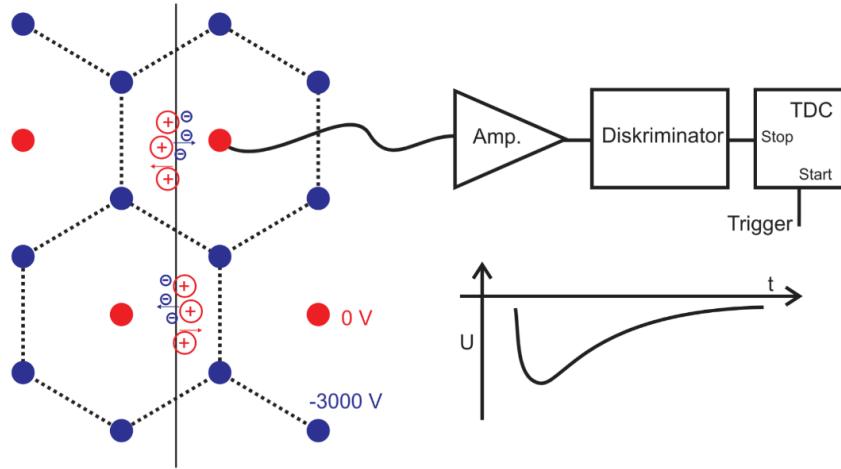


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Driftkammer (aus [1]). Die hexagonal-angeordneten Kathodendrähte erzeugen ein annähernd zylinder-symmetrisches elektrisches Feld, ähnlich einem Proportionalzähler. Einfallende Teilchen erzeugen Lawineneffekte nahe der Anodendrähte, deren Stromspur umgewandelt, verstärkt (Amp.), diskriminiert (Diskriminator) und zeitlich versetzt (TDC) wird. Durch Zusammenführen der Ereignisse aller Drähte kann die Trajektorie des Teilchens rekonstruiert werden.

Passiert ein ionisierendes Teilchen des Detektor, so stößt es Elektronen aus den Valenzschalen der Gas-Atome und erzeugt dabei Elektronen-Ionen-Paare (Abb. 2, a). Während die positiv geladenen Ionen langsam zum Kathodendraht diffundieren, bewegen sich die Elektronen mit hoher Geschwindigkeit zum Anodendraht in der Mitte der Zelle. Gelangt ein solches Primär-Elektron in die direkte Nähe des Anodendrahts, so erhält es vom dort starken elektrischen Feld ($|\vec{E}(r)| \propto 1/r$ für einen unendlich dünnen Draht) ausreichend Energie, um weitere Atome zu ionisieren. Die freigesetzten Elektronen werden Sekundär-Elektronen genannt — auch diese können wiederum mehr Atome ionisieren (siehe Abb. 2, b). Die so entstehende „Lawine“ aus Elektronen wird durch

den Anodendraht abgeleitet und lässt darum eine etwa tropfenförmige Ansammlung von Kationen zurück (Abb. 2 c/d). Aufgrund ihrer positiven Ladung werden diese vom Anodendraht weg beschleunigt. Dies induziert im Anodendraht einen Strompuls, quantifiziert durch das Shockley-Ramo-Theorem, welcher als Signal detektiert werden kann (Abb. 2 e). Dieser Puls wird zuletzt von der Basis-Elektronik verarbeitet und an einen Computer weitergegeben. [1]

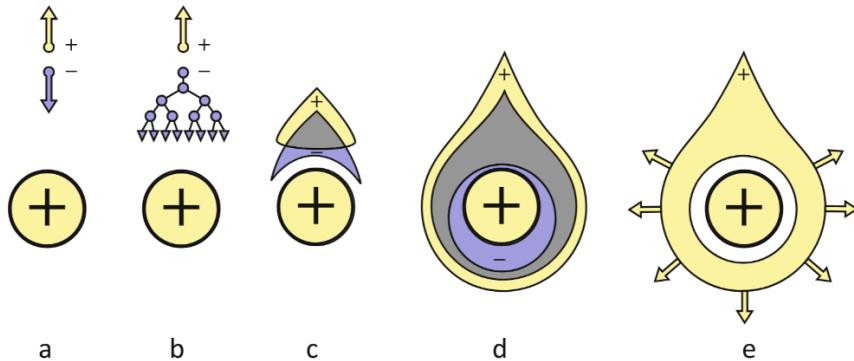


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Lawineneffekts im Gas-Ionisations-Detektor [5]. Ein primär ionisiertes Elektron (a) stößt weitere Atome an (b) und erzeugt dabei eine „Lawine“ von Elektronen (c), die durch den Anodendraht abgeleitet werden (d). Die zurückbleibenden Kationen erzeugen einen negativen Strom-Impuls (e), welcher von der Elektronik ausgelesen wird.

1.2 Ausleseelektronik

In der späteren Auswertung ist die Zeit zwischen dem Eintreffen eines ionisierenden Teilchens und dem resultierenden Strompuls in den Anodendraht von Interesse. Eine zentrale Komponente der Ausleseelektronik ist daher ein *Time-Digital-Converter* (TDC). Ein TDC nimmt elektrische Pulse als Start- bzw. Stopp-Signal und inkrementiert in diskreten Zeitabständen seine Ausgabe. Somit ist die Ausgabe des TDC zum Zeitpunkt des Stopp-Signals proportional zur Zeit zwischen den Signalen.

Das Stopp-Signal des TDC soll also von der Driftkammer geliefert werden. Der TDC benötigt jedoch noch immer ein Startsignal, welches den Zeitpunkt des eintreffenden Teilchens hinreichend genau markiert. Zu diesem Zweck wird direkt über bzw. unter die Driftkammer ein Szintillationsdetektor mit *Photomultiplier Tube* (PMT) gestellt, welcher ebenfalls einen elektrischen Puls erzeugt, wenn ionisierende Strahlung eintrifft. Da die einfallende Strahlung sich mit einem signifikanten Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit bewegt, kann angenommen werden, dass sie den Szintillator und die Driftkammer zeitgleich passiert. Die Ansprechzeit des Szintillations-Triggers ist deutlich kleiner als die typischen Driftzeiten in der Driftkammer, solange die jeweils angelegten Spannungen in den richtigen Größenordnungen liegen. Eine einstellbare Verzögerung des Driftkammer-Signals erlaubt es dennoch, die Stopp-Signale in einem sinnvollen Zeitbereich relativ zum Startsignal zu positionieren.

Alle Drähte der Driftkammer sind mit einem von drei *Frontends* verbunden. Sie enthalten je einen Messverstärker, einen einstellbaren Verzögerer, den TDC, und einen Diskriminator. Das Signal wird also verstärkt/verzögert und dann von TDC bzw. Diskriminator digitalisiert: der Diskriminator gibt an, ob das Signal über der eingestellten Diskriminatorschwelle liegt oder nicht, während der TDC seine Ausgabe in Abständen von 2,5 ns inkrementiert. Der TDC zählt auf diese Weise genau 250 „Zeit-Bins“ ab, womit die Ereignisdauer auf $250 \text{ bins} \cdot 2,5 \text{ ns/bin} = 625 \text{ ns}$ begrenzt ist. Ändert sich die Ausgabe des Diskriminators, wird dies als Stopp-Signal an den TDC gegeben; der TDC digitalisiert die Driftzeit im entsprechenden Bin und erfasst so ein Ereignis. Zuletzt werden die Daten der Frontends von einem sog. Concentrator entgegengenommen, zusammengeführt, und an einen Computer weitergegeben (vgl. Abb. 28). [1]

1.3 Ausgabeformat

In dem verwendeten Betriebsmodus der Driftkammer, genannt *Time-over-Threshold*-Modus (vgl. [1, S. 23/24]), wird jedes mal ein Eintrag ins aktuelle Ereignis getätig, wenn an einem Draht die Diskriminatorschwelle über- oder unterschritten wird. Dies kann aufgrund elektronischen Rauschens auch mehrmals pro Draht sein. Ein solcher Eintrag enthält die Drahtnummer sowie den Zeitpunkt des Über-/Unterschreitens der Diskriminatorschwelle (als Bin-Nummer des TDC):

- Die Nummer des angesprochenen Drahts liegt zwischen 1 und 48, da die verwendete Driftkammer 48 Zellen beinhaltet.
- Der Zeitpunkt, an dem das Signal die Diskriminatorschwelle überschreitet, wird als *leading edge* bezeichnet.
- Der Zeitpunkt, an dem das Signal die Diskriminatorschwelle unterschreitet, wird als *trailing edge* bezeichnet.

- Die Subtraktion der Leading-Edge-Zeit von der Trailing-Edge-Zeit ergibt die *Time over Threshold* (ToT).

Es ist möglich, dass beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens mehrere Zellen ansprechen. Ein Ereignis wird also an allen Drähten gleichzeitig ausgelesen — daher muss auch die Drahtnummer für jeden Eintrag im Ereignis einzeln festgehalten werden. Bei optimalen Betriebsparametern der Driftkammer werden jedoch nur zwei direkt benachbarte Anoden-Drähte von einem Ereignis angesprochen.¹ [1]

1.4 Strahlungsquellen: Kosmische Strahlung, Strontium-90

Kosmische Strahlung ist ein Überbegriff für sämtliche Arten von Strahlung, die uns aus dem Weltall erreicht. Der größte Teil kosmischer Strahlung aus nieder-energetischen Photonen und Protonen stammt von der Sonne, während uns ein deutlich geringerer Teil aus hoch-energetischen Teilchen von Supernovae, aktiven galaktischen Zentren (AGN) und Pulsaren erreicht. In der Atmosphäre der Erde setzen diese Teilchen Zerfallsketten in Gang, von denen auch das Myon ein Produkt ist. Das Myon μ^- entsteht gemeinsam mit einem Myon-anti-Neutrino durch den Zerfall des Pions π^- über die elektro-schwache Wechselwirkung (W^-):

$$\pi^- \longrightarrow W^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad . \quad (1)$$

Zwar besitzt das Myon nur eine Lebensdauer von etwa 2,2 μ s, doch durch dessen hoch-relativistische Geschwindigkeit verlängert sich dessen Lebensdauer im Laborsystem, sodass es die Erdoberfläche erreicht [6]. Eine weitere Charakteristik des kosmischen Myons ist dessen Wechselwirkung mit Materie. Wie sich mithilfe der Bethe-Bloch-Formel zeigen lässt, verlieren kosmische Myonen zunächst nur geringe Mengen an Energie, wenn sie Materie passieren, wodurch sie zum dominanten Zerfallsprodukt der kosmischen Strahlung werden.

Da der Fluss kosmischer Myonen an der Erdoberfläche mit $100/(m^2 s)$ [6] sehr gering ist, steht für die Kalibration des Detektors zusätzlich der β -Strahler Strontium-90 (^{90}Sr) zur Verfügung, welcher beim Zerfall Elektronen zur Detektion emittiert. Zur Bestrahlung der Driftkammer und des Szintillations-Detektors wird die Quelle über einer dafür vorgesehenen Aussparung der oberen Holzplatte platziert. Der Szintillations-Detektor wird dazu senkrecht unter der Driftkammer positioniert, sodass dessen sensitive Fläche ebenfalls unter der Aussparung liegt.

¹Ausnahme: der sehr seltene Fall, dass zwei ionisierende Teilchen gleichzeitig die Driftkammer passieren.

2 Aufbau und Betrieb des Experiments

Für das vorliegende Experiment mit der Prototyp-Driftkammer des B1-Spektrometers [1] liegt die Drahtanordnung wie in Abbildung 3 dargestellt vor, wobei die Drähte senkrecht zur Bildebene sind. Die Kammer ist oben und unten mit zwei Holzplatten verkleidet, worauf der Szintillations-Detektor platziert wird. Der sensitive Bereich des Szintillations-Detektors besteht aus einem länglichen Szintillator-Blatt mit zwei integrierten Lichtleitern, welche Lichtwellen durch Totalreflektion zum Photomultiplier-Rohr leiten.

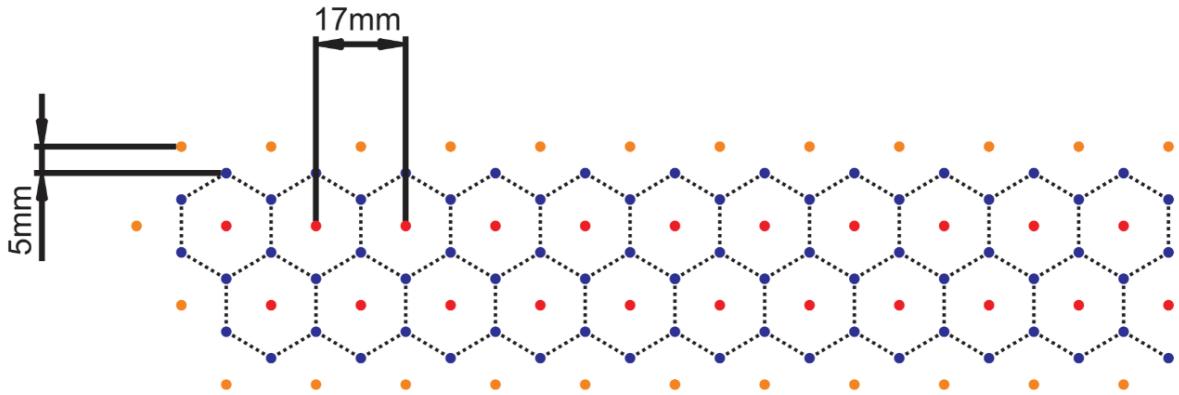


Abbildung 3: Skizze der Drahtanordnung für die verwendete Prototyp-Driftkammer des B1-Spektrometers [7]. Jede Driftzelle besteht aus einem Anoden-Draht (rot), welcher von einem Hexagon aus Kathoden-Drähten (blau) umgeben wird. Die Driftkammer besteht aus zwei Reihen von Driftzellen, welche zur Minimierung von Randeffekten von geerdeten Drähten (gelb) umgeben sind. Die Anoden- und Kathoden-Drähte haben Durchmesser von $30\text{ }\mu\text{m}$ und $100\text{ }\mu\text{m}$, wodurch der Lawineneffekt um die Anoden-Drähte optimiert wird.

Bei der Gasfüllung der vorliegenden Driftkammer handelt es sich um ein Gasgemisch, welches zu 82 % aus dem Edelgas Argon und zu 18 % aus dem Löschgas CO_2 besteht. Argon eignet sich für die Stoß-Ionisation durch hoch-relativistische Teilchen (hier: Myonen), da es als Edelgas keine Moleküle bildet und die nötige Aktivierungsenergie von 26 eV zur Elektron-Ion-Paarbildung [8, S. 131] sicher erreicht wird. Das Löschgas Kohlenstoff-Dioxid verhindert die Sättigung der Driftkammer, da es einen Teil der Energie der emittierten Photonen in den Schwingungs- und Rotations-Freiheitsgraden seiner Moleküle absorbiert. Das Gasgemisch wird aus einer Gasflasche über ein druckregelndes Ventil mit Atmosphärendruck in die Driftkammer geleitet und durchspült diese während des gesamten Versuchs. Das austretende Gas wird durch einen *Silikonöl-Bubbler* geleitet, um den Fluss von Luft in die Driftkammer zu unterbinden. Da von dem Gas keine Gefahr ausgeht, wird es nach dem Durchgang durch die Driftkammer nach draußen geleitet. [1]

Die Signale der 48 Anoden-Drähte werden auf insgesamt 3 *Frontend*-Karten verteilt, wo diese verstärkt, diskriminiert und zeitlich versetzt werden können (vgl. 1.2). Anschließend werden die Signale aller Frontends in einem *Concentrator* zusammengeführt, welcher die Signale gesammelt über ein Glasfaser-Kabel zur Auswertung an den Computer übergibt (vgl. Anhang Abb. 28). [1, 3] Der Driftkammer-Strom wird ebenso durch einen an die Driftkammer angebauten $1000(1)\text{ k}\Omega$ -Widerstand geleitet. Dieser Widerstand erlaubt den Abgriff der über den Widerstand abfallenden Spannung, um einen Rückschluss auf den Gesamtstrom der Driftkammer schließen zu können.

Zur Durchführung einer Messung wird das ROOT-Programm *fpexperiment* ausgeführt, welches so lange misst, bis der übergebane Zielwert an Ereignissen N erreicht ist. Zur Bestimmung der Ereignisrate kann die Dauer einer Messung mit dem Befehl *time fpexperiment* im Linux-Terminal ausgegeben werden. Die Daten aller Ereignisse werden automatisch in einer *.root*-Datei abgelegt, welche im weiteren Verlauf analysiert wird. [3]

3 Kalibration der Detektoren

Für die späteren Messungen müssen zunächst die Spannungen an Szintillationstrigger und Driftkammer kalibriert und die Auswirkung dieser Einstellungen auf Detektionsrate und die Driftzeitverteilung beobachtet werden. Im Anschluss werden zusätzlich zu den Spannungen auch die in der Kontrolldatei *setup.xml* einstellbaren Parameter für die Zeitverzögerung und Diskriminator-schwelle in den Frontends optimiert, um den Aufbau auf die Langzeitmessung vorzubereiten.

3.1 Messung der analogen Signale

Zu Beginn des Versuchs werden die analogen Signale des Szintillations-Detektors sowie eines Anoden-Drahtes der Driftkammer verglichen, um eventuelle technische Defekte frühzeitig festzustellen. Ausgemessen wird die kosmische Strahlung. Hierzu wird die Hochspannung U_{sz} des Szintillations-Detektors langsam auf $-1,71(1)$ kV erhöht und die Hochspannung U_{dk} der Driftkammer auf $-2,81(3)$ kV eingestellt. Der Ausgang der PMT des Szintillations-Detektors wird auf den Kanal CH I des Oszilloskops geschaltet. An Kanal CH II wird ein Tastkopf angeschlossen, der anschließend am äußersten Pin links der Driftkammer gegen Masse befestigt wird. Abbildung 4 zeigt zwei der beobachteten Signale.

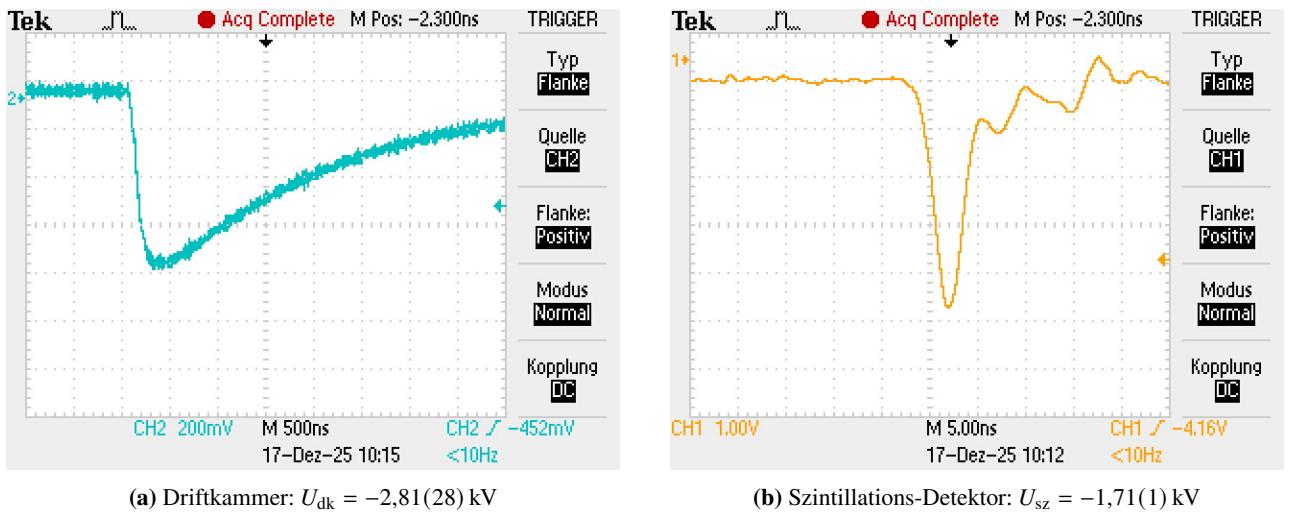


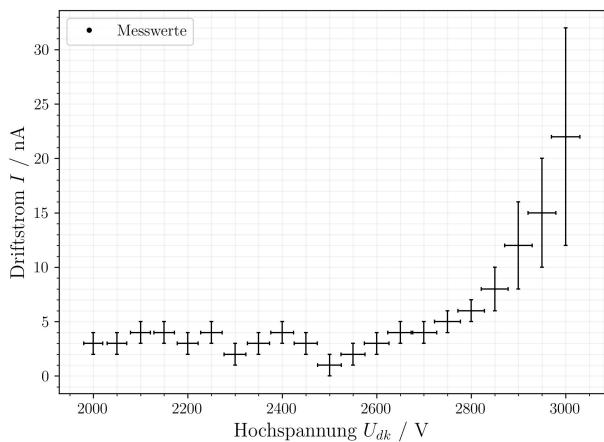
Abbildung 4: Oszillogramme der analogen Signale der Driftkammer (a) und des Szintillations-Detektors (b).

Beim Vergleich der beiden Signale fällt zunächst auf, dass das Signal der Driftkammer wesentlich homogener geformt ist, während das Signal am Szintillator erhebliche Schwankungen an der abfallenden Signalkante zeigt. Gleichzeitig ist die Signallänge am Szintillator mit weniger als 5 ns um etwa den Faktor 100 kürzer als an der Driftkammer. Für beide Effekte ist die Wahl der Basis-Elektronik an den Detektoren verantwortlich. Im Gegensatz zur amplituden-formenden Verstärkung wird an der PMT des Szintillations-Detektors eine Elektronik mit hoher Zeitauflösung verwendet, damit dieser als Szintillations-Trigger für das Experiment genutzt werden kann. Dies impliziert jedoch auch eine Verschlechterung der Amplituden-Formung wie in Abbildung 4 beobachtet. Die Amplitude des Szintillator-Signals von $4,7(2)$ V ist deutlich höher als die Amplitude des Driftkammer-Signals mit $0,95(5)$ V.

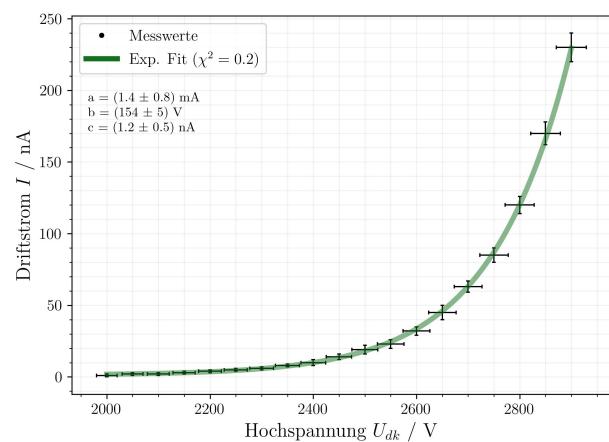
3.2 Messung des Driftkammer-Stroms

Nun wird die funktionale Abhängigkeit des Stroms durch die Driftkammer I als Funktion dessen Hochspannung U_{dk} mit und ohne Bestrahlung durch die ${}^{90}\text{Sr}$ -Quelle gemessen. Die Driftströme I werden hierbei über den Widerstand $R = 1 \text{ M}\Omega$ als Spannungen gemessen und können in den Rohdaten [4] tabellarisch nachvollzogen werden. Die Ablese-Ungenauigkeit der Driftkammer-Hochspannung U_{dk} beträgt hierbei 1 % des Messwerts (Geräteangabe) und die Ungenauigkeiten der Driftströme folgen empirisch aus den beobachteten Fluktuationen im Messwert.

Es wird erwartet, dass mit steigender Hochspannung mehr Ereignisse detektiert werden können, wobei die Ereignisrate mit zusätzlicher Bestrahlung deutlich höher sein wird. Ebenso sollte der Effekt der Gasverstärkung mit steigender Spannung deutlich prominenter werden (vgl. Abschnitt 1.1). Abbildung 5a und 5b zeigen die Messreihen des Driftstroms ins beiden Fällen, welche den erwarteten Trend belegen.



(a) Ohne ${}^{90}\text{Sr}$ -Quelle



(b) Mit ${}^{90}\text{Sr}$ -Quelle

Abbildung 5: Messreihen zur Abhängigkeit des Driftstroms I von der Hochspannung U_{dk} jeweils ohne (a) und mit zusätzlicher Bestrahlung (b) durch die ${}^{90}\text{Sr}$ -Quelle. Im letzteren Fall lässt sich dieser Zusammenhang durch eine Exponentialfunktion (2) annähern.

Wie erwartet kann mit und ohne zusätzliche Bestrahlung grundsätzlich eine Zunahme des Driftstroms I mit der Hochspannung U_{dk} beobachtet werden. Ohne den β -Strahler (Abb. 5a) ist für $U \in [2\text{ kV}, 2.5\text{ kV}]$ zunächst kein klarer Trend zu sehen, der jedoch von einer deutlichen Zunahme des Driftstroms gefolgt wird. Es ist daher anzunehmen, dass die für niedrige Spannungen U_{dk} die Amplitude des Driftstroms in der Größenordnung dessen Unsicherheit liegt und vorwiegend von Leckströmen und technischen Begrenzungen bestimmt wird. Aufgrund des niedrigen Myonen-Flusses durch den Detektor sind die Ströme hier im Bereich von wenigen nA.

Bei Hinzunahme der Strontium-90-Quelle steigt die Ereignisrate durch die zusätzlichen Detektionen von emittierten Elektronen stark an und folgt einem exponentiellen Verlauf mit den Anpassungsparametern a , b und c (vgl. Abb. 5b):

$$I(U_{\text{dk}}) = a \cdot \exp(U_{\text{dk}}/b) + c \quad . \quad (2)$$

Die Anpassung weist eine hohe Güte von $\chi^2 = 0.2$ auf und zeigt somit die Übereinstimmung mit der verallgemeinerten Exponentialfunktion. Die funktionale Form lässt sich auch heuristisch nachvollziehen: Je höher der Driftstrom ist, desto stärker steigt der Driftstrom an. Dies war zu erwarten, denn bei steigender Spannung, steigt die Länge der Elektronen-Lawine, welche mit ihrer Länge exponentiell mehr Sekundär-Elektronen ionisiert: solange genug ionisierbare Atome im Gas sind (einen solchen Plasma-Zustand erreicht dieses Experiment nicht), ist die Ionisierungsrate proportional zur Anzahl mobiler Elektronen, also proportional zur Anzahl bisher geschehener Ionisierungen. Dies impliziert den Zusammenhang $\partial n/\partial t \propto n$; die Lösung dieser Differentialgleichung ist eine Exponentialfunktion.

3.3 Einstellung der Szintillator-Spannung

Als nächstes wird die optimale Hochspannung U_{sz} für den Szintillations-Detektor jeweils mit und ohne zusätzliche Bestrahlung ermittelt. Hierzu wird die Detektionsrate n des Szintillations-Detektors mit der Software fpexperiment wie in Abschnitt 2 beschrieben für verschiedene Spannungen $U_{\text{sz}} \in [-2\text{ kV}, -1.5\text{ kV}]$ aus der Messdauer t und der Ereigniszahl N ermittelt.

Die Hochspannung $U_{\text{sz}} = U_{\text{sz}}^\mu$ ist dann optimal zur Messung von kosmischen Myonen gewählt, wenn die gemessene Detektionsrate (ohne β -Strahler) der erwarteten Detektionsrate an Myonen entspricht. Bei einem angenommenen durchschnittlichen Myonen-Fluss von $100/(m^2 s)$ und einer sensitiven Detektionsfläche von $36.0(5)\text{ cm} \times 4.8(2)\text{ cm}$ folgt eine erwartete Detektionsrate von $n_{\text{exp}} = 1.73(8)/s$, welche bei der Hochspannung U_{sz}^μ realisiert wird. Diese Rate wird im weiteren Verlauf als grober Leitwert verwendet.

Die Hochspannung $U_{\text{sz}} = U_{\text{sz}}^e$ wird genau dann als optimal zur Messung der emittierten Elektronen des β -Strahlers ${}^{90}\text{Sr}$ bezeichnet, wenn das Verhältnis $\frac{n_{\text{mit}}}{n_{\text{ohne}}}$ der Detektionsrate mit und ohne Quelle maximal wird. Hierbei ist $n_{\text{mit}} = n_e + n_\mu$ die Detektionsrate mit Strontium-90-Quelle sowie $n_{\text{ohne}} = n_\mu$ die Detektionsrate der kosmischen Myonen ohne den β -Strahler. Dies ist genau dann der Fall, wenn möglichst viele Elektronen und zugleich möglichst wenig Myonen gemessen werden, also bei hohem *Signal to Noise Ratio* (SNR).

U_{sz} / V	$N_{\text{mit}} / 1$	$t_{\text{mit}} / \text{s}$	$N_{\text{ohne}} / 1$	$t_{\text{ohne}} / \text{s}$	$n_{\text{mit}} / 1/\text{s}$	$n_{\text{ohne}} / 1/\text{s}$	$\frac{n_{\text{mit}}}{n_{\text{ohne}}} / 1$
-1500(10)	200(14)	203,24(10)	100(10)	153,71(10)	0,98(7)	0,65(7)	1,51(18)
-1540(10)	200(14)	82,71(10)	100(10)	67,08(10)	2,418(17)	1,49(15)	1,6(2)
-1560(10)	—	—	200(14)	71,60(10)	—	2,8(2)	—
-1590(10)	1000(30)	106,19(10)	300(17)	78,28(10)	9,42(3)	3,8(2)	2,46(19)
-1630(10)	2000(50)	91,42(10)	400(20)	70,15(10)	21,9(5)	5,7(3)	3,8(9)
-1700(10)	5000(70)	79,27(10)	1000(30)	106,13(10)	63,1(9)	9,4(3)	6,7(9)
-1750(10)	10000(100)	84,00(10)	3000(50)	201,12(10)	119,05(12)	14,9(3)	7,98(16)
-1800(10)	20000(140)	104,46(10)	5000(70)	219,74(10)	191,39(14)	22,8(3)	8,41(13)
-1850(10)	40000(200)	147,64(10)	5000(70)	134,27(10)	271,00(14)	37,2(5)	7,3(8)
-1900(10)	100000(300)	287,11(10)	10000(100)	185,01(10)	348,31(11)	53,8(5)	6,5(6)
-1920(10)	100000(300)	271,03(10)	10000(100)	165,55(10)	369,00(12)	60,4(6)	6,1(6)
-2000(10)	100000(300)	224,97(10)	10000(100)	122,14(10)	444,44(14)	81,90(8)	5,4(6)

Tabelle 1: Meisreihe zur Bestimmung der optimalen Szintillator-Spannungen U_{sz}^e zur Messung von Elektronen und U_{sz}^μ zur Messung von Myonen. Es zeigt sich, dass $n_{\text{ohne}} \approx n_{\text{exp}}$ in der Region von $U_{\text{sz}}^\mu = -1550(10) \text{ V}$ erreicht wird (grün). Das beste SNR von 8,41 zur Messung von Elektronen hingegen wird bei der Hochspannung $U_{\text{sz}}^e = -1800(50) \text{ V}$ erreicht (blau). Die Unsicherheiten betragen $\Delta U_{\text{sz}} = 10 \text{ V}$, $\Delta N = \sqrt{N}$ und $\Delta t = 0,1 \text{ s}$.

Tabelle 1 zeigt die durchgeführte Messreihe zur Bestimmung der optimalen Betriebs-Spannungen U_{sz} durch die Annäherung an die erwartete Ereignisrate $n_{\text{ohne}} \approx n_{\text{exp}}$ zur Messung von Myonen, beziehungsweise durch die Maximierung des SNR zur Messung von Elektronen. Durch Interpolation zwischen den Messpunkten folgen die optimalen Betriebsparameter $U_{\text{sz}}^\mu = -1550(10) \text{ V}$ sowie $U_{\text{sz}}^e = -1800(50) \text{ V}$. Zur Einstellung der Betriebsparameter der Driftkammer mit der Strontium-90-Quelle wird nun die Szintillator-Spannung U_{sz}^e verwendet, zur anschließenden Langzeitmessung kosmischer Myonen U_{sz}^μ .

3.4 Einstellung der Driftkammer-Parameter

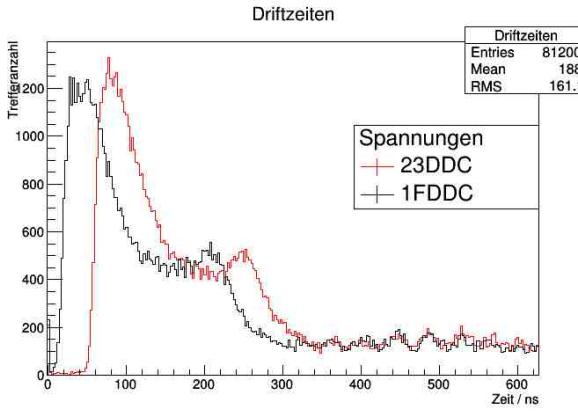
Die verwendete Prototyp-Driftkammer besitzt 3 veränderliche Parameter zur feinen Justage des Detektors.

Beim ersten Parameter handelt es sich um die analog einstellbare Hochspannung $U_{\text{dk}} \in [-3 \text{ kV}, -2 \text{ kV}]$, welche, wie in Abschnitt 3.2 gezeigt, zur Maximierung der Detektionsrate möglichst hoch eingestellt werden sollte. Ein limitierender Faktor für die Einstellung der Hochspannung ist jedoch die Netzstabilität, denn bei zu hoch gewählter Spannung U_{dk} wird die eingebaute Sicherung getriggert und koppelt die Spannung von der Driftkammer ab.

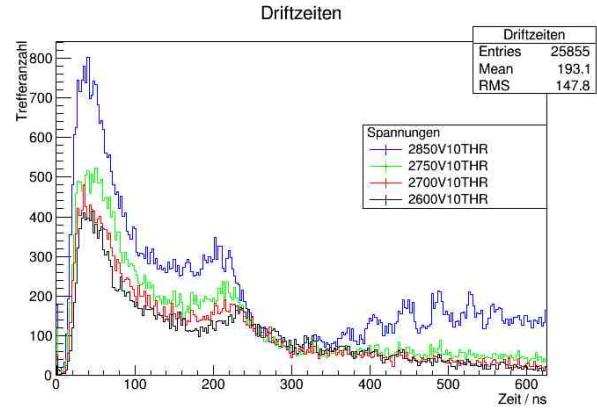
Die verbleibenden beiden Parameter sind die Zeitverzögerung DDC und die Höhe der DiskriminatorSchwelle THR, welche digital in der Datei `setup.xml` unter `CSR_DDC` und `CSR_THR` abgeändert werden können. Beide Parameter müssen in Hexadezimal eingegeben werden, wobei für Zeitverzögerung in Einheiten von 2,5 ns interpretiert wird.

Ein wichtiger Parameter zur Kategorisierung von Ereignissen ist die *Driftzeit*. Sie bezeichnet die vergangene Zeit zwischen Eintreffen eines Teilchens und der Detektion an einem Draht. Diese Zeit kann bis auf eine additive Konstante für jedes Ereignis festgestellt werden und um den Wert der Zeitverzögerung so verstellt werden, dass das Driftzeit-Intervall von Interesse innerhalb des Kanal-Intervalls $t \in [0 \text{ ns}, 625 \text{ ns}]$ des TDC liegt. Es ist sinnvoll die Zeitverschiebung zuerst einzustellen, da sie weitgehend unabhängig von den anderen Parametern ist und deren Einstellung erleichtert.

Abbildung 6a zeigt zwei Driftzeit-Spektren im Vergleich, welche sich nur durch die Wahl der Zeitverzögerung DDC unterscheiden. Durch die Änderung der Zeitverzögerung von `0x23` zu `0x1F` in Hexadezimal gelingt es, das Spektrum an den linken Rand der TDC-Kanäle zu verschieben, wodurch ein möglichst großer Bereich erfassbar wird.



(a) Einstellung der Zeitverzögerung DDC



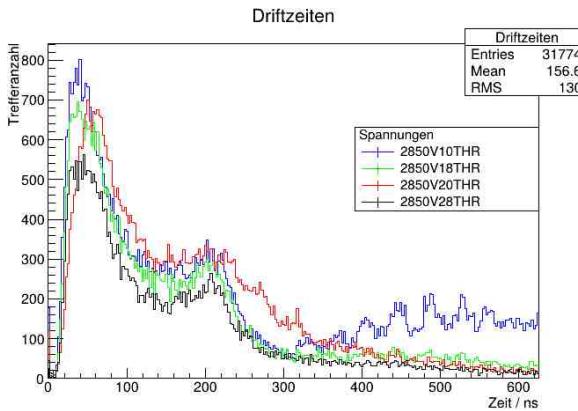
(b) Einstellung der Hochspannung U_{dk}

Abbildung 6: Driftzeitenspektren bei $U_{dk} = 2800$ V und 10 THR für verschiedene Zeitverzögerungen DDC (a) sowie bei 0x10 THR und 0x1F DDC für verschiedene Spannungen U_{dk} (b). Die optimale Zeitverzögerung wird zu 0x1F DDC und die höchstmögliche, stabile Spannung wird zu $U_{dk} = 2850$ V ermittelt.

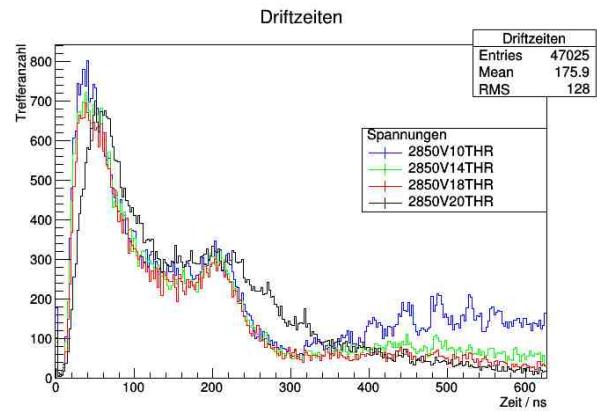
Nun wird die optimale Hochspannung U_{dk} für die Driftkammer ermittelt. Wie in Abbildung 6b beobachtet werden kann, steigt die Ereignisrate mit erhöhter Hochspannung deutlich an und soll somit so hoch wie möglich gewählt werden. Nach mehreren versuchten Messungen mit $U_{dk} = 2900$ V, bei welchen jedes Mal die Sicherung triggert, wird beschlossen, dass 2850 V die höchste stabile Spannung ist, welche für die Übernachtmessung genutzt werden kann. Eine Auffälligkeit in Abbildung 6b ist, dass bei höheren Spannungen deutlich mehr Ereignisse mit sehr großen Driftzeiten gemessen werden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass hohe Betriebsspannungen bei gleichbleibender Diskriminatorschwelle zur Triggerung einer Vielzahl von Drähten führt, auch wenn diese nicht direkt benachbart zu einfallenden Teilchen sind. Damit pro Ereignis nur die direkt benachbarten Drähte ansprechen, muss mit der Hochspannung U_{dk} auch die Diskriminatorschwelle THR angehoben werden.

Als letztes wird nun die optimale Diskriminatorschwelle THR zu den ermittelten Parametern $U_{dk} = 2850$ V und 0x1F DDC bestimmt. Das Ziel ist hierbei, möglichst viele Ereignisse in den Maxima von $t \leq 300$ ns zu detektieren (Ansprechen benachbarter Drähte) und möglichst wenige Ereignisse darüber hinaus zu erhalten (Ansprechen entfernter Drähte).

Abbildung 7a zeigt zunächst eine grobe Messreihe verschiedener möglicher Diskriminatorschwellen. Es fällt auf, dass insbesondere bei höheren Schwellen 0x20 / 0x28 deutliche Verluste in den Ereignisraten auftreten, weshalb eine Schwelle unterhalb von 0x20 gesucht wird. Andererseits zeigt das Spektrum für 0x10 THR eine deutliche Zunahme an Ereignissen für $t \geq 400$ ns, weswegen eine Schwelle oberhalb von 0x10 gesucht wird.



(a) Einstellung der Diskriminatorschwelle (grob)



(b) Einstellung der Diskriminatorschwelle (fein)

Abbildung 7: Driftzeit-Spektren bei $U_{dk} = 2850$ V und der Zeitverzögerung 0x1F DDC für verschiedene Diskriminatorschwellen THR. Die höchsten Ereignisraten und das geringste Rauschen wird bei 0x18 THR erreicht.

Abbildung 7b zeigt eine engere Auswahl von Messungen zur Ermittlung der optimalen Diskriminatorschwelle. Aus dieser geht visuell hervor, dass 0x18 THR die niedrigste Schwelle mit guter Unterdrückung hoher Driftzeiten darstellt. Somit sind die optimalen Parameter für die nachfolgende Langzeitmessung der Myonen $U_{sz}^{\mu} = 1550$ V, $U_{dk} = 2850$ V, 0x1F DDC und 0x18 THR.

4 Messung der Winkelverteilung kosmischer Strahlung

Mit den nun eingestellten Betriebsparametern der Driftkammer wird nun eine Langzeitmessung mit einer Dauer von etwa 16 h durchgeführt, aus welcher die Winkelverteilung der kosmischen Strahlung bestimmt werden kann. Der Aufbau wird in seiner fertig kalibrierten Konfiguration gelassen: die Strontium-Quelle ist also nicht im Aufbau vorhanden und der Szintillationstrigger steht parallel zu den Drähten in der Driftkammer.

Mit der eingestellten der Szintillator-Spannung $U_{sz}^{\mu} = 1550$ V ist eine Ereignisrate von knapp 2 Events/s zu erwarten (vgl. Tabelle 1), weswegen über eine Messdauer von 16 h mehr als 100 000 Ereignisse erwartet werden. Das Programm *fpeexperiment* wird entsprechend mit der Ereigniszahl 100 000 als Abbruchbedingung gestartet und zur Erhöhung der Stabilität der Messung sicherheitshalber mit einer `while`-Schleife umgeben. Direkt nach dem Start der Messung kann die erwartete Ereignisrate tatsächlich beobachtet werden und das Experiment muss nicht weiter beaufsichtigt werden. Die generierten Daten werden schließlich am nächsten Tag vom Assistenten digital erhalten. Im weiteren Verlauf wird dieser Datensatz untersucht.

Alle kommenden Auftragungen sind Histogramme, die sich auf die Langzeitmessung kosmischer Myonen beziehen. Da wir davon ausgehen können, dass die einzelnen Myonen unabhängig voneinander in der Messapparatur eintreffen, sind die Trefferzahlen poissonverteilt und unterliegen einer Unsicherheit von \sqrt{N} . Der Übersichtlichkeit wegen ist diese Unsicherheit nicht in die Histogramme eingetragen, wird aber bei womöglichen Funktionsanpassungen berücksichtigt.

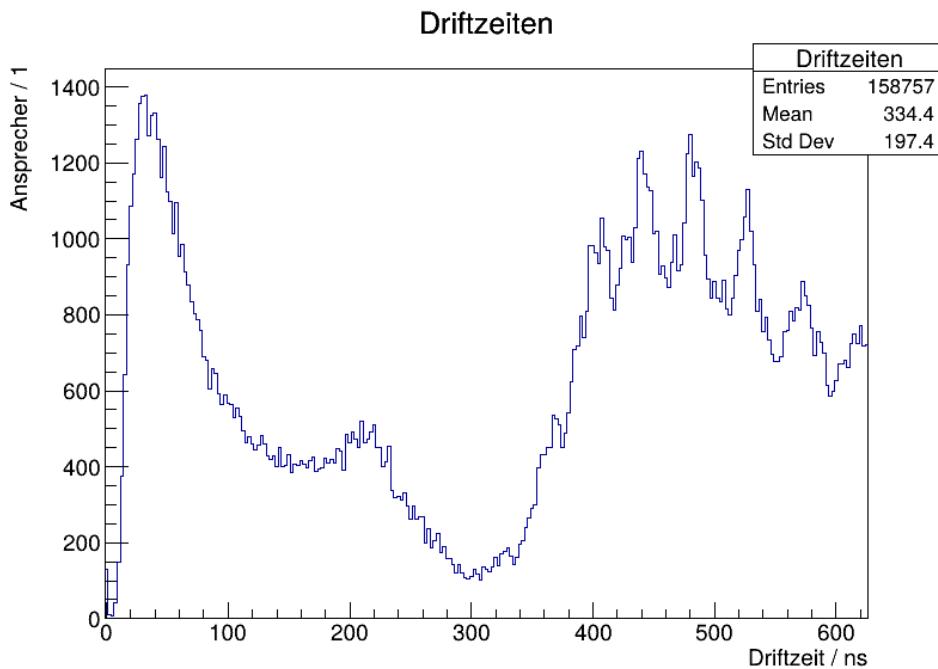


Abbildung 8: Driftzeitspektrum der Langzeit-Messung kosmischer Myonen. Das Spektrum zeigt im Bereich niedriger Driftzeiten die erwarteten zwei Maxima. Beim Vergleich mit der Kurzzeitmessung mit vergleichbaren Parametern (Abb. 7b in rot) fällt auf, dass die Langzeitmessung einen deutlich stärkeren Hintergrund an hohen Driftzeiten aufweist.

In dem in Abb. 8 gezeigten Driftzeitspektrum der Langzeitmessung fällt auf, dass lange Driftzeiten gegenüber dem erwarteten Verlauf nach Kalibrationsmessung mit denselben Einstellungs-Parametern (vgl. Abb. 7b, rot) weitaus mehr vorkommen, als zu erwarten gewesen ist. Dies kann bedeuten, dass die Diskriminatorschwelle für die Messung der kosmischen Strahlung trotz vorheriger Kalibrierung zu niedrig eingestellt worden ist.

Die Langzeitmessung kosmischer Strahlung und der Messung von Elektronen mittels Strontiumquelle unterscheiden sich grundsätzlich im Fluss detektierbarer Teilchen sowie in der Einfallsrichtung der Teilchen. Während die Strontiumquelle senkrecht von oben auf die Driftkammer strahlt, können kosmische Myonen aus verschiedenen Richtungen einfallen. Dabei könnten besonders flache Einfalls-Winkel für eine Erhöhung der Driftzeit beim Durchlauf vom Szintillations-Detektor sowie der Driftkammer führen. Nehme man schließlich an, dass die Maxima im Driftzeitspektrum $t \geq 400$ ns mit den Abständen von etwa 40 ns auf mehrfache Detektion desselben Myons durch mehrere Drähte zurückzuführen wäre. Dann müsste der Abstand der angesprochenen Drähte näherungsweise $c \cdot 40$ ns ≈ 12 m sein. Da dies offensichtlich nicht der Fall ist, muss diese Erklärung verworfen werden. Es liegt nahe anzunehmen, dass der starke Hintergrund an Ereignissen mit hohen Driftzeiten stattdessen ein Nebenprodukt des geringen Myonenflusses und somit des geringen Signal-to-Noise Ratio ist. Eine genauere Erklärung würde weitere Untersuchungen des Aufbaus und eine deutlich detailliertere Analyse voraussetzen, was den Rahmen dieses Versuchs überschreitet.

4.1 Verteilung der Ansprecher und Time over Threshold

Um das Unterschiedliche Ansprechverhalten der einzelnen Drähte genauer zu analysieren, kann ein zweidimensionales Histogramm der Driftzeit gegen die Drahtnummer verwendet werden. Eine solche Auftragung ist in Abb. 9 gezeigt. Die Farbcodierung bezeichnet dabei die Häufigkeit, mit der ein bestimmter Draht mit einer bestimmten Driftzeit angesprochen wurde.

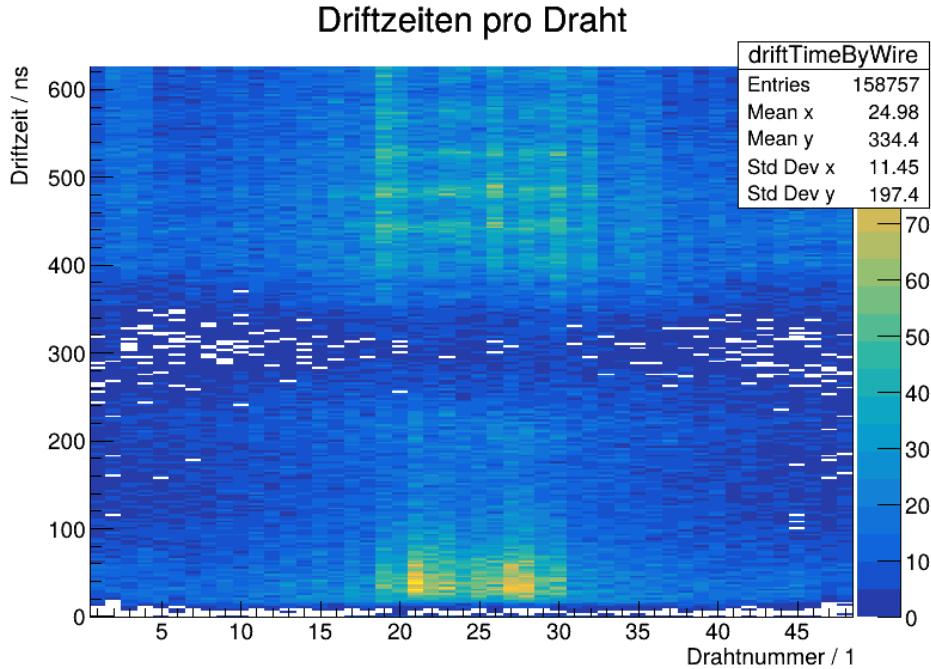
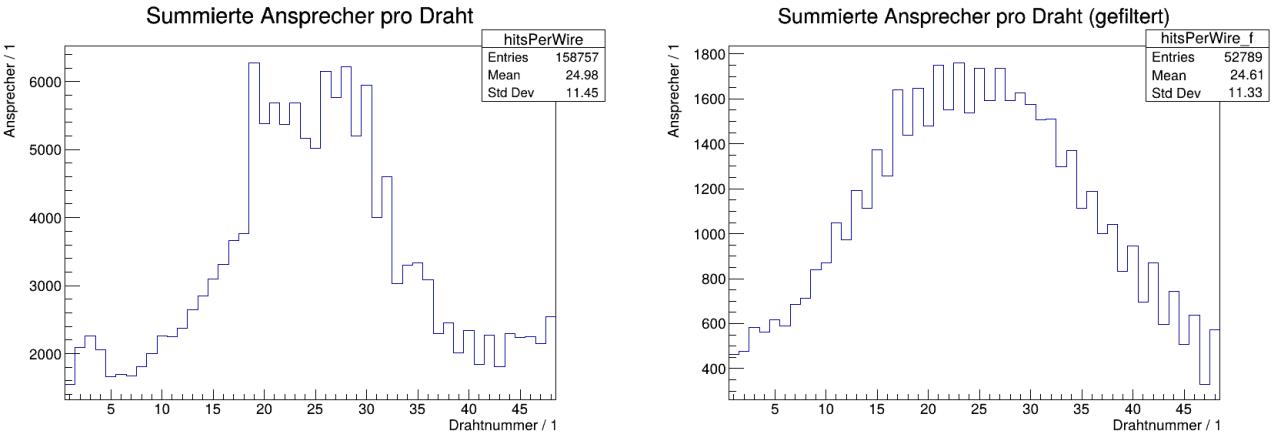


Abbildung 9: Verteilung der Ansprecher nach Driftzeit und Drahtnummer. Das zwei-dimensionale Histogramm zeigt, dass insbesondere Drähte mit Drahtnummern $D \in [20, 30]$ häufig angesprochen werden (gelb). Die Ansprecher bei sehr geringen Driftzeiten röhren vom schnellen Unter- und Überschreiten der Diskriminatorschwelle her und sind nicht von Interesse. Das Histogramm zeigt qualitative Übereinstimmung mit dem totalen Driftzeitspektrum (Abb. 8).

Die beobachtete Form der Driftzeit pro Draht deckt sich etwa mit dem insgesamten Driftzeitspektrum in Abb. 8: die zentralen gelben Bereiche im unteren bzw. oberen Bildbereich entsprechen dem linken Maximum sowie dem überrepräsentierten Bereich hoher Driftzeiten im Driftzeitspektrum. Das zweite, niedrigere Maximum von links äußert sich hier durch die leichte Erhellung knapp unter dem Bildzentrum.

Ebenso erlaubt die Auftragung des Driftzeithistogramms pro Draht den Rückschluss auf einen wichtigen Teil des Versuchsaufbaus, nämlich die Position des Szintillationstriggers. Dieser steht parallel zu den Driftkammer-Drähten und kann in guter Näherung als zentriert über einem dieser Drähte angenommen werden. Da ein Großteil der kosmischen Strahlung den Trigger mit einem kleinen Winkel zum Lot passiert, werden die unter den Trigger gelegenen Drähte am öftesten ansprechen. Dies zeigt sich nochmal, wenn man die Gesamt-Ansprechzahl pro Draht betrachtet (Abb. 10): die zentralen Drähte sprechen häufiger an als die am Rand, da der Trigger etwa zentral über den Drähten steht. Die für Abb. 10b verwendete Filterung ($ToT \geq 100$ ns) ist dabei aus Abschnitt 4.1.1 vorgezogen worden und soll dafür sorgen, dass das resultierende Histogramm eine bessere Repräsentierung der tatsächlichen Winkelverteilung der Strahlung ergibt.



(a) Ansprecher pro Draht (ohne ToT-Filterung).

(b) Ansprecher pro Draht (mit ToT-Filterung).

Abbildung 10: Histogramm der gesamten Ansprecher pro Draht, ohne und mit der in 4.1.1 beschriebenen Filterungs-Methode.

Anhand dieser Histogramme kann für die weitere Auswertung festgehalten werden, dass der Szintillationstrigger ungefähr über den Drähten 24 bis 26 zentriert ist. Das genaue Zentrum wird später für die Kurvenanpassungen variiert und dadurch genauer festgelegt. Abb. 10 zeigt die Ansprechverteilung der verschiedenen Drähte und es wird erwartet, dass jeder Draht eine Ansprech-Häufigkeit aufweist, die proportional zum Raumwinkel ist, den dieser Draht gegenüber dem Szintillationszähler einnimmt. Folglich werden Drähte mit größerer Distanz zum Szintillator seltener angesprochen. Während dies bereits in Abbildung (a) beobachtet werden kann, führt die Filterung der Daten zu einer weiteren Raffinierung und zur Erhöhung der Symmetrie im Spektrum. Weiter fällt bei Betrachtung von Abb. 10b auf, dass die Drähte in weiten Teilen des Histogramms zwischen unter- und überrepräsentiert alternieren. Dies ist eine Konsequenz der etwas unintuitiven Draht-Nummerierung. In Abschnitt 4.2 wird diese Nummerierung korrigiert und die Alternierung erörtert.

Eine weitere Möglichkeit der Darstellung der gemessenen Ereignisse ist das zwei-dimensionale Histogramm der Ansprech-Häufigkeit als Funktion von Tot und Driftzeit (Abb. 11).

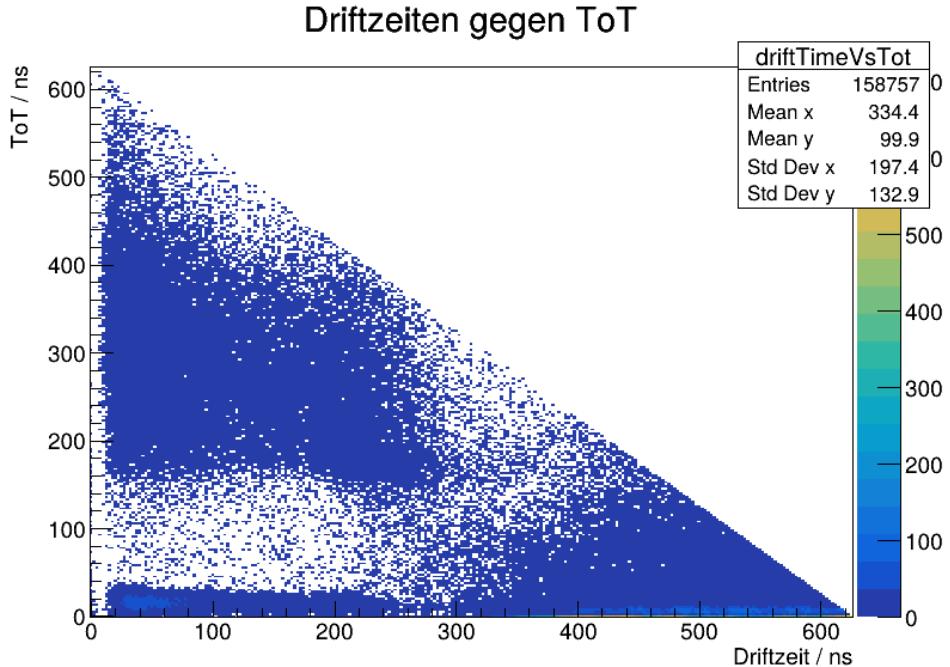


Abbildung 11: Histogramm zur Ansprech-Häufigkeit nach Driftzeit t und Time over Threshold (ToT). Aufgrund der technischen Begrenzung des TDC ist das Histogramm auf $t + \text{ToT} \leq 625$ ns eingeschränkt und besitzt daher keine Datenpunkte im oberen Dreieck. Im unteren Dreieck korrespondiert hohe Helligkeit zu hoher Ansprech-Häufigkeit. Die hohen Ansprechzahlen bei $\text{ToT} \approx 100$ ns entsprechen elektronischem Rauschen und sollen herausgefiltert werden.

Dieses Histogramm ermöglicht, dass Fehlmessungen, die durch ihre geringen ToTs erkannt werden, herausgefiltert werden. Die ToT ist dabei in Form des *tot*-Arrays direkt in der ROOT-Datei enthalten und muss nicht selbst ermittelt werden, was die Erstellung des in Abb. 11 gezeigten Diagramms erleichtert. Die dreieckige Form dieses Diagramms ergibt sich daraus, dass die Summe von Driftzeit (äquivalent der Zeitpunkt *Leading Edge*) und ToT (Zeitdifferenz von *Trailing Edge* & *Leading Edge*) niemals 625 ns überschreiten kann. Diese Summe entspricht genau dem Zeitpunkt der *Trailing Edge* desselben Ansprechers, und diese muss im ausgemessenen Zeitintervall von 625 ns erfasst werden.

Neben den drei klar erkennbaren Clustering-Bereichen in Abb. 11 (vgl. Abschnitt 4.1.1) ist am unteren Bildrand zu erkennen, dass der niedrigste ToT-Bin stark überrepräsentiert ist. Speziell zwischen einer Driftzeit von 400 ns und 500 ns häufen sich die Ansprecher mit $ToT \approx 0$. Das liegt daran, dass die Messelektronik eine ToT von 0 einträgt, wenn das Trailing-Edge-Signal eines Ereignisses nicht innerhalb der maximalen Messzeit festgestellt wird [1]. Die Überrepräsentierung hoher Driftzeiten in Abb. 8 deckt sich mit dieser Beobachtung.

4.1.1 Filterung durch Time-over-Threshold

Das Histogramm in Abb. 11 lässt sich grob in drei Clustering-Bereiche unterteilen: Es zeigt eine niedrige Ansprechrate für hohe ToT (oben links) und hohe Driftzeiten (unten rechts) sowie eine hohe Ansprechrate für niedrige ToT und Driftzeiten (unten links).

Der Bereich unten links ist hierbei eine Konsequenz davon, dass das elektrische Signal eines jeden Drahtes zu einem gewissen Grad von hochfrequentem elektronischen Rauschen behaftet ist. Das Rauschen sorgt dafür, dass die Spannung die Diskriminatorschwelle meist nicht einmal passiert, sondern mehrmals um die Diskriminatorschwelle oszilliert. Dies erzeugt einen Schwall von „Ansprechern“ mit einer sehr kurzen ToT. Die Ereignisse mit besonders niedriger ToT stehen daher in keinem physikalischen Zusammenhang mit der Detektion des Myons und sollen daher herausgefiltert werden.

Als Konsequenz werden nun alle Ereignisse mit $ToT \geq 100$ ns im weiteren Verlauf herausgefiltert. Wird Abb. 11 mit dieser Grenze neu generiert, ergibt sich Abb. 12. Mit dieser Einstellung sind die ungewollten Häufungen effektiv aus dem Histogramm entfernt worden und es zeigt sich eine bisher unerkannte Struktur im oberen linken Häufungsbereich, die sich mit den ersten zwei Maxima im Driftzeitspektrum 8 deckt.

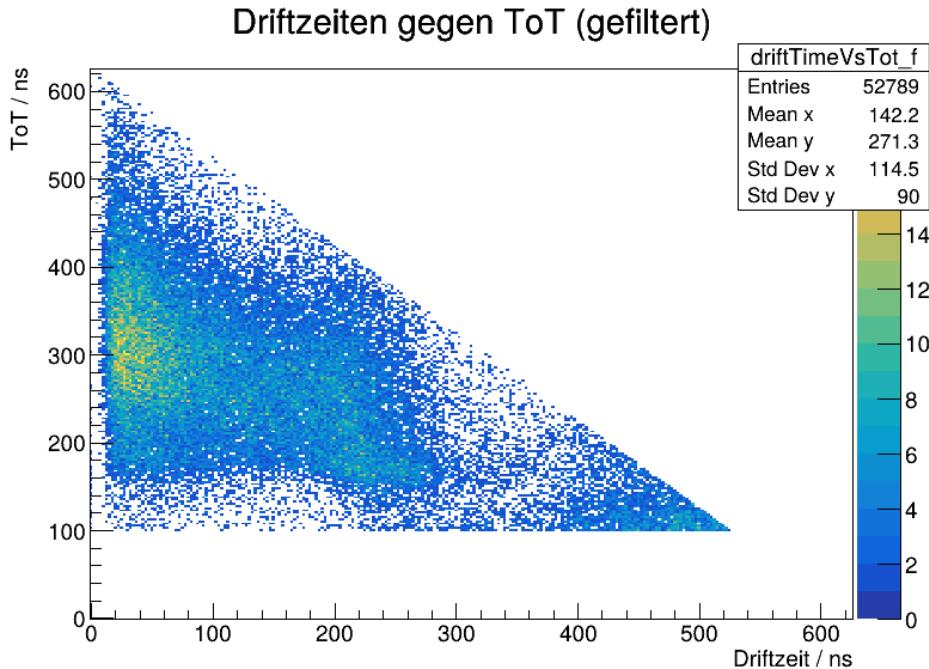


Abbildung 12: Gefiltertes Histogramm zur Ansprech-Häufigkeit nach Driftzeit t und Time over Threshold (ToT) durch $ToT \geq 100$ ns. Im Vergleich mit Abb. 11 wird der Unterschied klar: alle Ereignisse mit niedriger ToT sind exkludiert worden.

Mit dem Anwenden dieser Filtermethode verändern sich natürlich auch das Driftzeitspektrum und das Driftzeitspektrum pro Draht. Diese sind ebenso mit der ToT-Schwelle neu erstellt worden: Abb. 13 und 14 zeigen, dass neben einer allgemeinen Reduktion der Ereignisrate insbesondere die unerwünschten Ereignisse hoher Driftzeit aus dem Spektrum gefiltert worden sind. Also erreicht die beschriebende Filterung eine Verbesserung der Datenqualität, da die Messreihe nun von den tatsächlichen Detektionen der Myonen dominiert wird. Dies lässt sich an der Reduktion des Hintergrunds bei hohen Driftzeiten (Abb. 13) sowie durch die Verbesserung des Kontrasts in der Ansprecher-Verteilung (Abb. 14) erkennen.

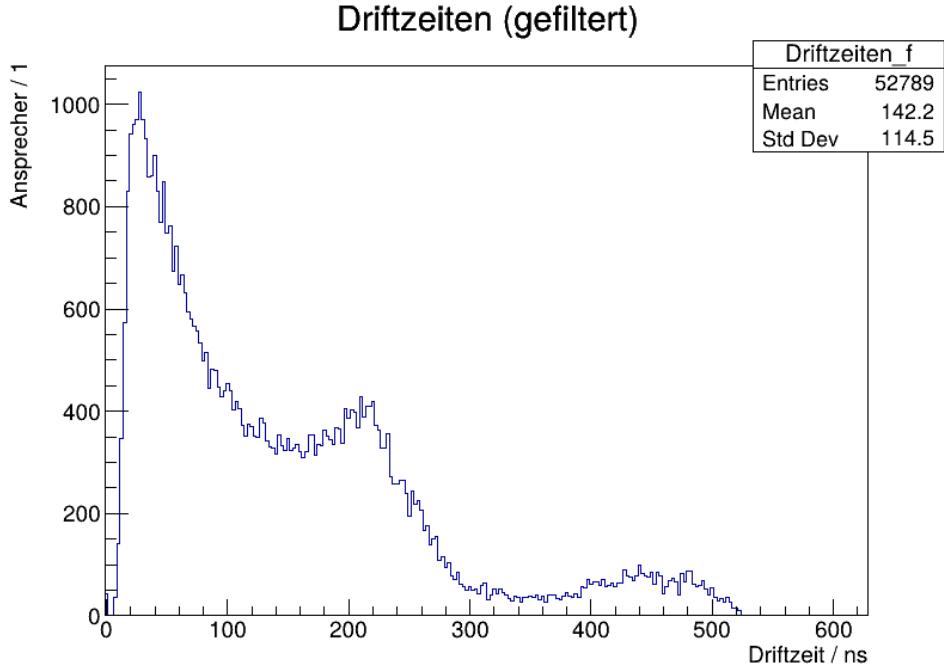


Abbildung 13: Gefiltertes Driftzeitspektrum der Langzeit-Messung kosmischer Myonen ($ToT \geq 100$ ns). Gegenüber Abb. 8 fällt auf, dass insbesondere hohe Driftzeiten drastisch in ihrem Vorkommen reduziert worden sind. Auch niedrige Driftzeiten sind reduziert worden, aber die Form der Verteilung entspricht eher der in Abb. 7b gezeigten Erwartung.

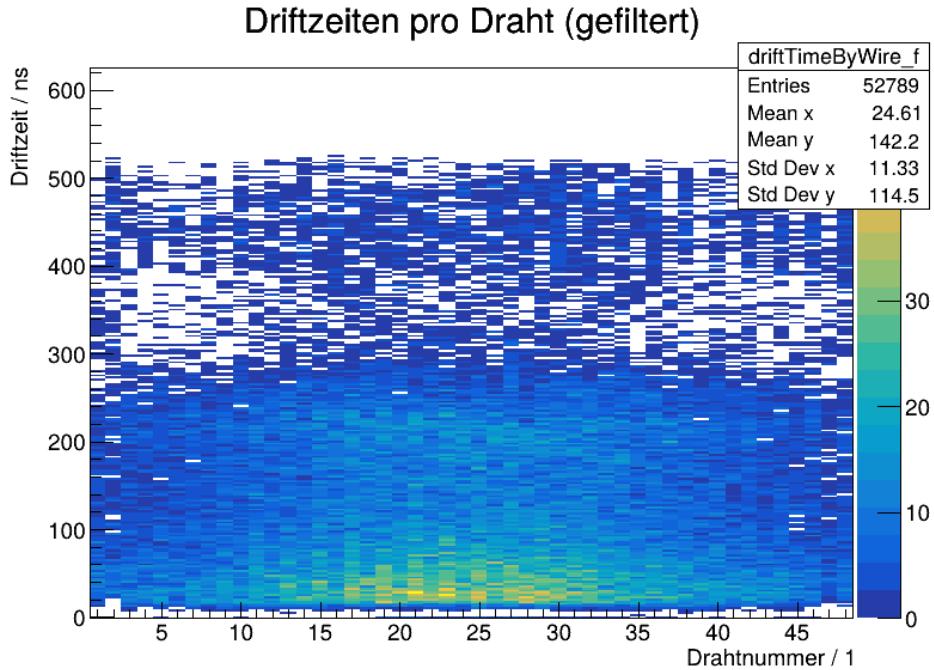


Abbildung 14: Gefilterte Verteilung der Ansprecher nach Driftzeit und Drahtnummer ($ToT \geq 100$ ns). Gegenüber Abb. 9 fällt wie erwartet auf, dass Driftzeiten über 525 ns ausgeschnitten worden sind und höhere Driftzeiten viel weniger auftreten. Dies erhöht den Kontrast für die interessanten Messungen.

4.2 Drahtkorrelation

Um die räumliche Anordnung der Drähte zu erhalten, wird nun die Korrelation zwischen den Ansprechern von je zwei Drähten berechnet. Drähte, die besonders häufig ansprechen sollten demnach in benachbarten Driftzellen liegen. Zur Berechnung der Korrelation wird einer Zelle in einem 2D-Histogramm genau dann 1 hinzugefügt, wenn im beobachteten Ereignis ein Ansprecher an beiden zur Zelle gehörigen Drähten geschieht.

Abb. 15 zeigt die so errechnete Korrelation mit ToT-Filterung. Eine Version ohne Filterung ist der Vollständigkeit halber im Anhang (Abb. 29) gezeigt, jedoch werden aus dieser Darstellung keine Schlüsse gezogen.

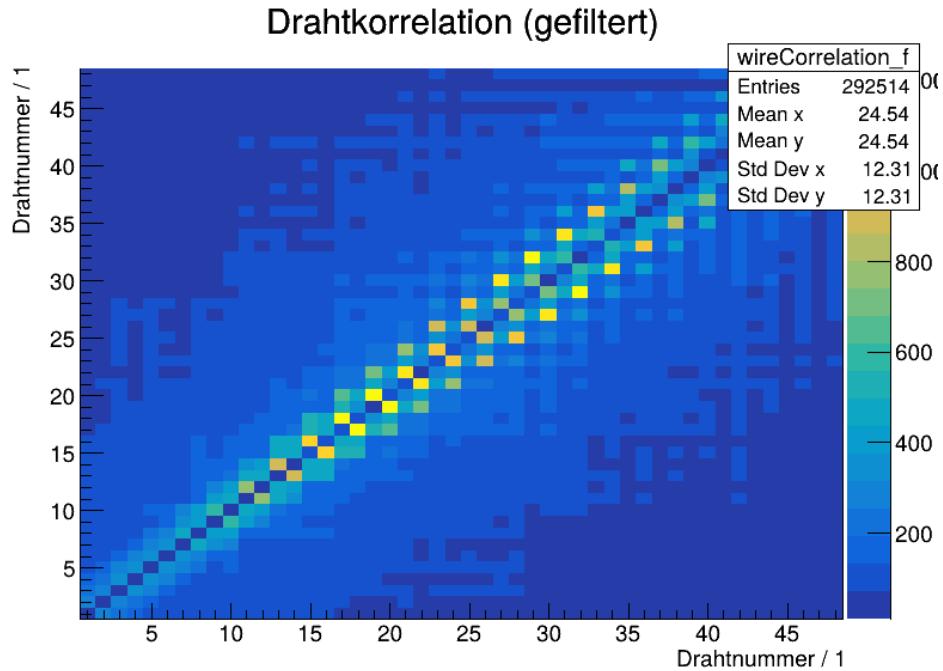


Abbildung 15: 2D-Histogramm zur Visualisierung der Korrelation einzelner Draht-Ansprecher (mit Filterung $ToT \geq 100$ ns). Es fallen insbesondere die Korrelationen von Draht n mit den Drähten $n + 1, n + 3$ (Drahtnummer ungerade) bzw. $n - 1, n - 3$ (Drahtnummer gerade) auf.

Bei Betrachtung der Draht-Korrelationen fällt zunächst auf, dass Drähte mit ähnlicher Nummerierung häufig nahe bei einander liegen, wie durch die helle Diagonale erkennbar wird.² Auch entfernte Drähte zeigen Korrelation in geringem Maße, was wahrscheinlich auf die Detektion eines flach einfallenden Myons hinweist. Im unwahrscheinlichen Fall, dass zwei Myonen gleichzeitig den Detektor passieren, muss mit einer Fehlkorrelation mehrerer Drähte gerechnet werden. Dies ist jedoch statistisch vernachlässigbar. Die Nummerierung der Drähte folgt einem regelmäßigen Muster: Es fällt auf, dass in der Mitte des Diagramms die Korrelationen von Draht n mit den Drähten $n + 1, n + 3$ (n ungerade) bzw. $n - 1, n - 3$ (n gerade) besonders prägnant sind. Es ist zu erwarten, dass eine Zelle besonders starke Korrelationen mit genau den zwei Zellen aufweist, die in der Driftkammer diagonal darüber bzw. darunter liegen. Aus dem Abgleich dieses Arguments und der beobachteten Korrelation diesem ergibt sich die in Abb. 16 gezeigte Nummerierung für die Drähte. Man beachte, dass nur die Korrelations-Information nicht ausreicht, um zu sagen, ob die gerade oder ungerade nummerierten Drähte die obere Drahtschicht bilden. Es ist also möglich, dass die zwei Lagen getauscht werden müssten!

Man bemerke, dass die Korrelation für niedrige n verstärkt mit $n \pm 1$ auftritt und für höhere n verstärkt mit $n \pm 3$. Dies ist eine einfache Konsequenz der Positionierung des Szintillationstriggers: um beispielsweise überhaupt Zelle 27 zu erreichen, benötigt ein einfliegendes Myon bereits einen gewissen Winkel zum Lot (Erinnerung: der Szintillator ist ungefähr über Draht 25 zentriert). Passiert ein Myon also nach dem Szintillator zunächst Zelle 27, passiert es danach Zelle 30 mit höherer Wahrscheinlichkeit als Zelle 28. Ein analoges Argument gilt für kleine n .

²Die Diagonaleinträge dieses Histogramms sind nicht null, sondern werden von der Analyse ausgeschlossen. Die Korrelation von einem Draht mit sich selbst, auch Autokorrelation, ist per Definition maximal und hält keine Informationen über die Drahtanordnung bereit.

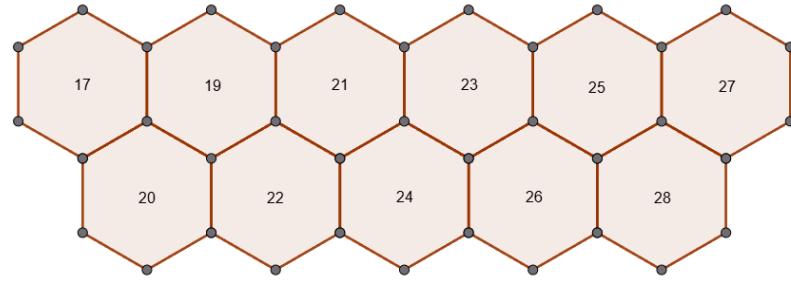


Abbildung 16: Räumliche Verteilung der Drähte D_i gemäß Drahtkorrelation (Abb. 15) und Aufbau der Driftkammer (Abb. 3). Es kann keine Aussage getroffen werden, welche der beiden Zeilen i ungerade und i gerade oben und welche unten liegt.

Für die spätere Bestimmung der Winkelverteilung und Abstandssumme bzw. Abstandsdifferenz werden die Drähte also umnummeriert, sodass sie in aufsteigender Reihenfolge von links nach rechts verlaufen. Dafür werden die Indizes der ungeraden Drähte einfach um 2 inkrementiert (vgl. Abb. 17). Mit dieser Nummerierung ist der Winkel zum Lot eine monoton steigende Funktion der Drahtnummer — unabhängig davon, wo das Lot definiert ist. Dies macht die Ermittlung der Winkelverteilung etwas intuitiver.

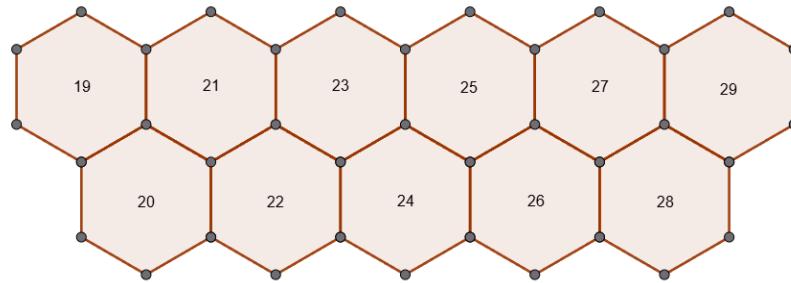


Abbildung 17: Umnummerierung der Driftzellen zur Diagonalisierung der Drahtkorrelationsmatrix (Abb. 15). Umgestellte Zellen-Nummerierung in der Driftkammer. Es kann keine Aussage getroffen werden, welche der beiden Zeilen i ungerade und i gerade oben und welche unten liegt.

Mit dieser neuen Drahtnummerierung kann auch die Korrelation neu generiert werden. Die so gefundene Korrelation ist in Abb. 18 gezeigt.

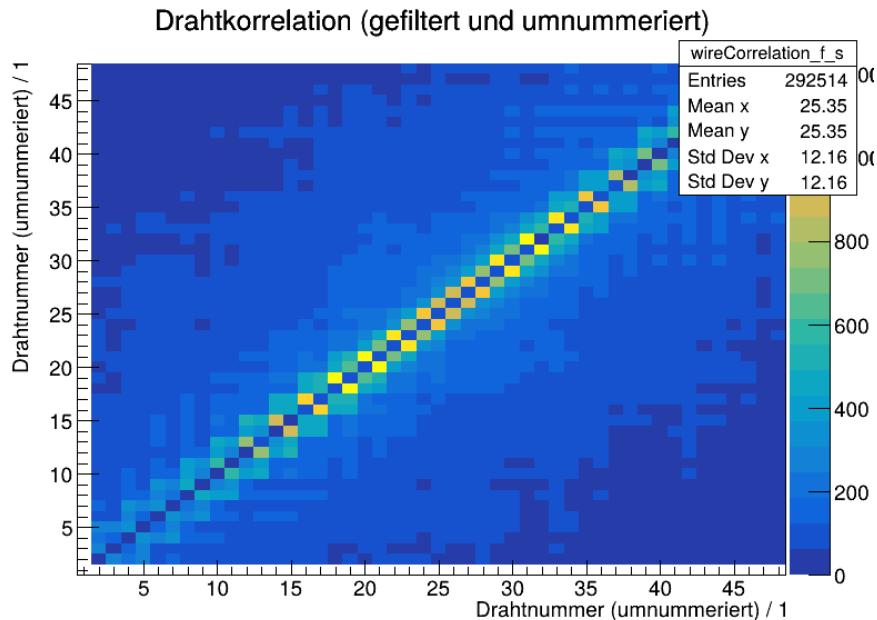


Abbildung 18: 2D-Histogramm zur Visualisierung der Korrelation einzelner Draht-Ansprecher (mit Filterung $ToT \geq 100$ ns) nach Umnummerierung der Drähte. Es fällt auf, dass wie erwartet die Drähte nur noch mit ihren direkten Nachbarn stark korrelieren.

Es ist wie gewünscht zu erkennen, dass die Drahtkorrelation direkt neben der Diagonale am prägnantesten ist. Jeder Draht korreliert also mit seinen direkten Nachbarn. Das bestätigt, dass die in Abb. 17 gezeigte Nummerierung korrekt ist.

Ebenso hat die Umnummerierung einen Effekt auf die gesamten Hits pro Draht (vgl. Abb. 10 ohne die Umnummerierung). Da die Umnummerierung die ungeraden Draht-Indizes um 2 verschiebt, werden die entsprechenden Bins im Histogramm effektiv um 2 bins nach rechts geschoben. Das Resultat ist in Abb. 19 zu sehen.

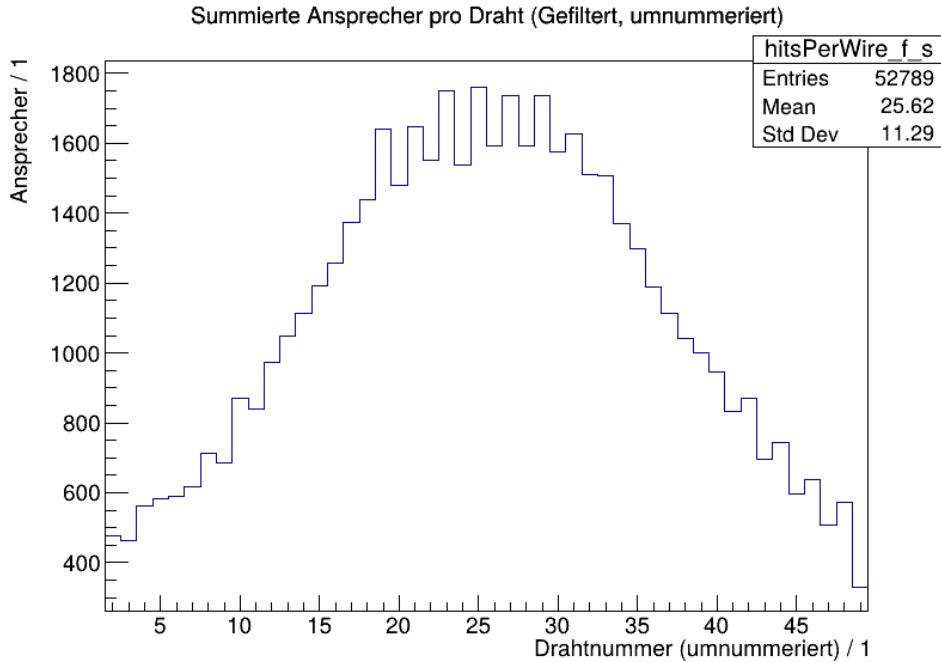


Abbildung 19: Gefiltertes und umnummiertes Histogramm der gesamten Ansprecher pro Draht. Die vorher alternierenden „Maxima“ an den Rändern des Verlaufs sind nun geringer (vgl. Abb. 10b) und die Ansprecherverteilung ähnelt nun einer Glockenkurve, ungefähr zentriert über Draht 25.

An der Auftragung fällt auf, dass die vorher alternierenden Maxima an den Rändern des Verlaufs deutlich reduziert sind (vgl. Abb. 10b). Im Zentrum des Verlaufs sind sie jedoch weiterhin erkennbar: die ungeraden Drähte sprechen öfter an. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass die geraden und ungeraden Drähte zwei diskrete Draht-Schichten im Detektor bilden, von denen eine mehr anspricht als die andere. Beispielsweise nehmen die Zellen in der oberen Schicht jeweils einen aus Sicht des Triggers minimal größeren Raumwinkel ein, als die darunter Gelegenen. Das erklärt aber insbesondere noch nicht, warum in der Mitte des Verlaufs die ungeraden und an den Rändern die geraden Drähte überrepräsentiert sind. Eine vollständige Begründung dieser Diskrepanzen würde also weitere Untersuchungen am Aufbau voraussetzen, da kaum ein signifikanter Unterschied zwischen den Schichten existieren sollte.

4.3 Orts-Driftzeit-Beziehung

Nun soll die Orts-Driftzeit-Beziehung hergeleitet werden. Dafür ist zunächst wichtig, dass die Verteilung des kleinsten Abstands einfallender Myonen in guter Näherung als gleichverteilt angenommen werden kann. Dies gilt, da die Myonen meist fast senkrecht zu den Drähten in der Driftkammer einfallen. Für die weit vom Kammerzentrum entfernten Zellen gilt dies nicht ganz, da die Winkelverteilung der Strahlung und die Beziehung Einfallswinkel-Drahtabstand eine gewisse Inhomogenität einführen. Da die einzelnen Zellen aus Sicht des Szintillationstriggers jeweils nur einen kleinen Raumwinkel einnehmen, ist die Approximation gerechtfertigt. Man bemerke auch hier, dass wieder die Rotationssymmetrie einer zylindrischen Zelle durch die sechseckigen Zellen nur approximiert wird.³

Mit dieser Approximation kann nun die Orts-Driftzeit-Beziehung hergestellt werden, indem eine laufende Summe über das Driftzeit-Histogramm kalkuliert und dieses zuletzt auf die halbe Breite einer Driftzelle (8,5 mm [3]) normiert wird. Dieser Ansatz beruht auf einer einfachen Überlegung: wenn ein Anteil x der erfassten Ereignisse eine Driftzeit von maximal t aufweist, müssen alle Ereignisse mit diesen Driftzeiten auch den Anteil x der möglichen Draht-Abstände aufweisen. Dies ergibt im kontinuierlichen Fall folgenden Integralausdruck:

$$x(t) = \int_0^t N(t') dt' \quad (3)$$

Dabei beschreibt $N(t')$ die auf die halbe Zellenbreite normierte Verteilung der Driftzeiten. Diskretisiert ergibt das eine laufende Summe über die einzelnen Bins des (gefilterten) Driftzeiten-Histogramms aus Abb. 13. Diese Berechnung macht daraus den in Abb. 20 gezeigten Verlauf. Der Vollständigkeit wegen zeigt Abb. 30 im Anhang die Orts-Driftzeit-Beziehung ohne das ToT-Filtering; die wird jedoch für die weitere Auswertung nicht verwendet.

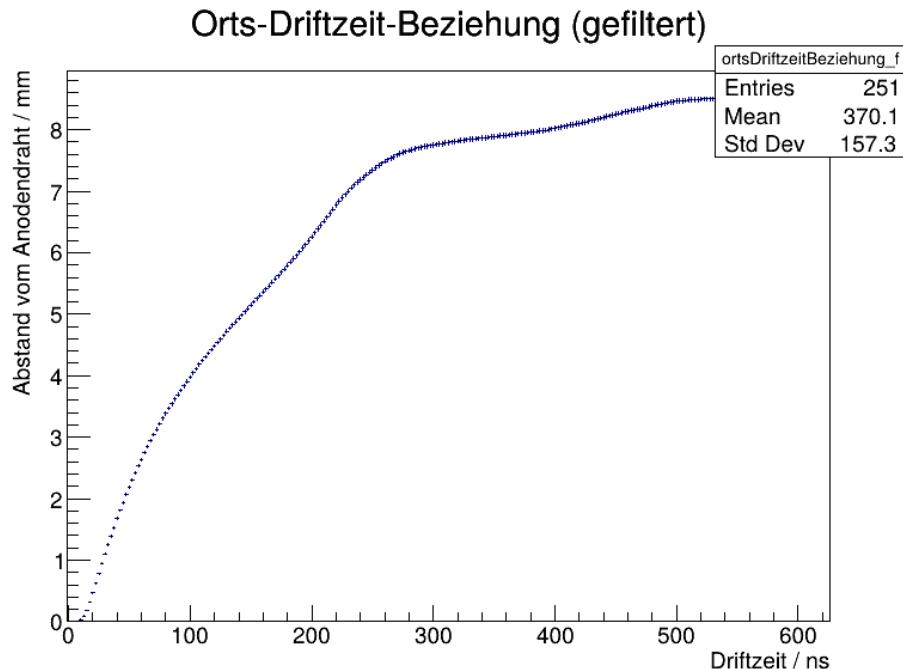


Abbildung 20: Orts-Driftzeit-Beziehung, errechnet als laufende Summe der gefilterten Driftzeitverteilung (Abb. 13) mit anschließender Normierung auf die halbe Zellenbreite (8,5 mm).

In dieser Orts-Driftzeit-Beziehung lässt sich die Struktur des Driftzeit-Histogramms (Abb. 13) erahnen: Die starke Erhöhung nahe des linken Bildrands sowie der kleinere „Buckel“ in der Mitte sind eindeutig dem ersten und zweiten Peak des Driftzeitspektrums zuzuordnen. Somit entspricht die Form der Erwartung.

³Beispielsweise ist der senkrechte Abstand des Anodendrahts vom Zellenrand zwar 8,5 mm, der Abstand zwischen Anoden- und Kathodendraht ist aufgrund der hexagonalen Geometrie aber größer. Der senkrechte Abstand ist die Höhe des gleichseitigen Dreiecks aus Anodendraht und zwei Kathodendrähten — damit ist der eigentlich maximal mögliche Drahtabstand um einen Faktor $2/\sqrt{3}$ als der angenommene Zellenradius. Da es jedoch enorm unwahrscheinlich ist, dass ein Myon eine Zelle durchläuft, ohne näher als 8,5 mm an den Anodendraht zu kommen, ist der Effekt im Driftzeitspektrum vernachlässigbar klein.

4.4 Winkelverteilung der kosmischen Strahlung

Mit den bisher angestellten Überlegungen kann nun die Winkelverteilung der kosmischen Strahlung bestimmt werden. Eine letzte Messung am Experiment ergab den vertikalen Abstand zwischen Szintillationtrigger und den Frontends, an die die Drähte angeschlossen sind, als $d_{Trig} = 14,0(5)$ cm. Da die genaue Lage der Drähte relativ zu den Frontends nicht bekannt ist, soll angenommen werden, dass alle Drähte in 8,5 mm-Abständen in einer Ebene mit den Frontends liegen. Die vereinfachte Geometrie ist in Abb. 21 gezeigt.

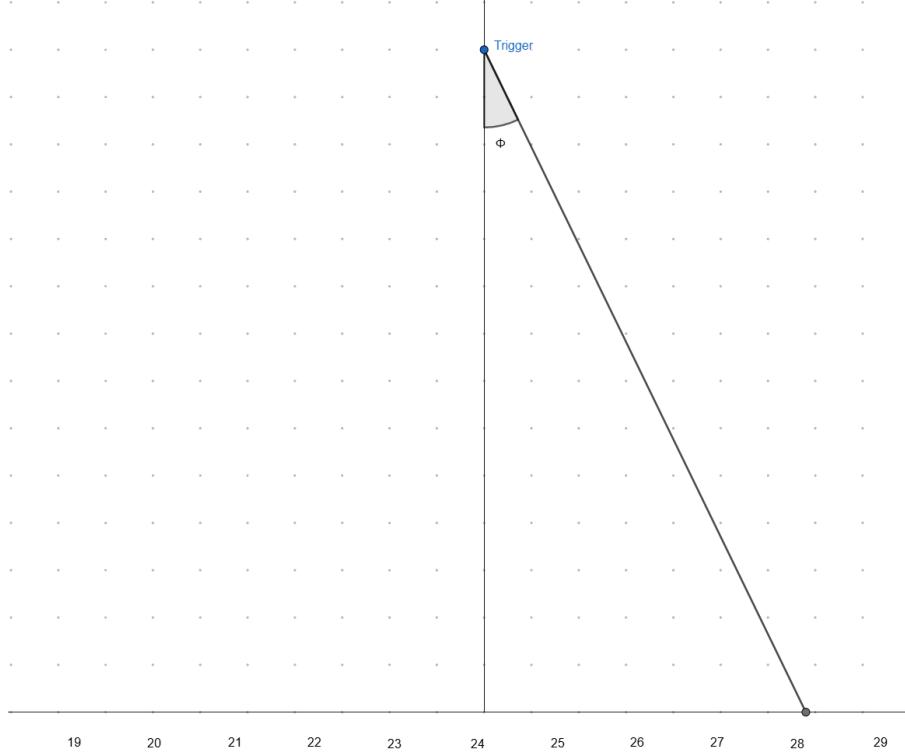


Abbildung 21: Vereinfachtes Schema der Geometrie von Szintillationtrigger (oben) und Driftkammer mit umnummerierten Drähten (unten). Das Lot des Triggers liegt beispielhaft über Draht Nr. $n_{Lot} = 24$ und ein Myon fällt im Winkel Φ ein.

Das Lot sei dabei über den Draht mit Nummer n_{Lot} gelegt, wobei n_{Lot} in diesem Fall zwischen zwei Drähten liegt. Die Breite des Szintillationstriggers und die der Driftzellen wird bei den folgenden Überlegungen zur Vereinfachung außer Acht gelassen, da es ansonsten für jede Detektion ein Kontinuum an möglichen Winkeln gäbe. Mit dieser Geometrie ergibt sich für den Winkel $\Phi(n)$ als Funktion der Drahtnummer n mit der Unsicherheit $\Delta\Phi$ folgender Zusammenhang:

$$\Phi = \arctan \left(\frac{(n - n_{Lot}) \cdot 8,5 \text{ mm}}{d_{Trig}} \right) \quad \Delta\Phi = \frac{\Delta d_{Trig} \cdot (n - n_{Lot}) \cdot 8,5 \text{ mm}}{d_{Trig}^2 + ((n - n_{Lot}) \cdot 8,5 \text{ mm})^2}, \quad (4)$$

wobei der Abstand d_{Trig} mit der der Unsicherheit Δd_{Trig} behaftet ist.

Somit kann nun jedem Ereignis über die Drahtnummer ein Winkel zugewiesen werden. Zählt man schließlich die detektierten Ereignisse pro Winkel, so erhält man Abb. 22. An dieses Histogramm kann mithilfe der Funktion ROOT-Funktion `TH1D::Fit()` eine Kurve angepasst werden. Die gewählte Form der Kurve ist in Gleichung 5 gegeben.

$$N(\Phi) = N_0 \cdot \cos^k(\Phi + \Phi_0) \quad (5)$$

Diese Form ist zunächst motiviert durch die Form der Erde. Man betrachte die Erde anschaulich als Kugel im Raum, der mit einem gleichmäßigen Strahlungsfluss (o.B.d.A. in x-Richtung) durchsetzt ist. Dies resultiert darin, dass der Teil der Erde, der senkrecht im Strahlungsfluss steht, den anteilig größten Strahlungsfluss erfährt. Der Zusammenhang ist in Abb. 22 illustriert, in Wahrheit natürlich infinitesimal zu betrachten: der an einem Punkt P auf der Erdoberfläche beobachtete Strahlungsdurchsatz im Winkel Φ zum Lot ist proportional zu dx (orange) und somit $\propto \cos(\Phi)$.

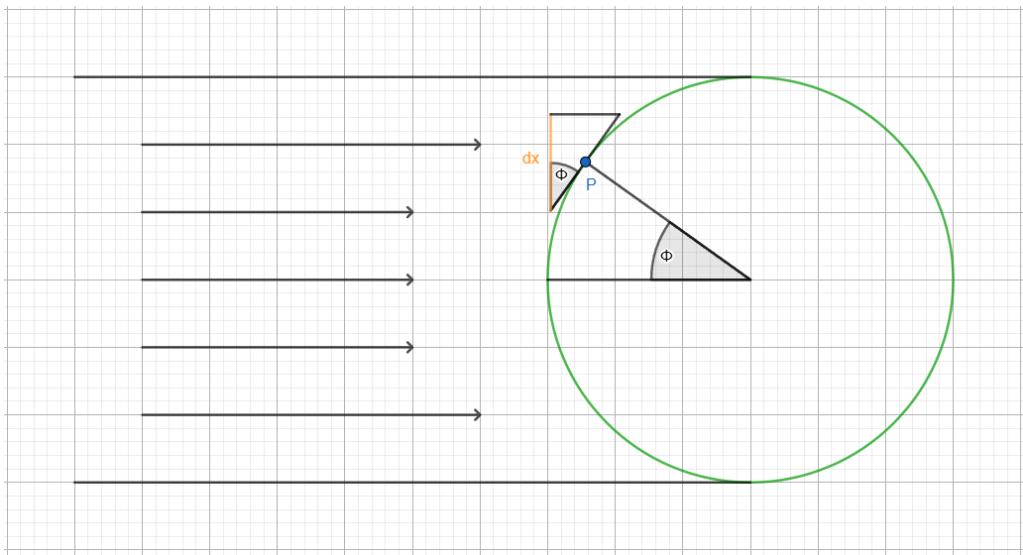


Abbildung 22: Visuelle Stütze für die Winkelverteilung der kosmischen Strahlung als Anteil an einem gesamten kosmischen Strahlungsfluss.

Ein weiterer Effekt röhrt aus der in Abb. 21 gezeigten geometrischen Überlegung: die Weglänge, die ein Teilchen zwischen Szintillator und Driftkammer-Zelle zurücklegt, ist proportional zu $1/\cos^2(\Phi)$. Dies lässt sich in hinreichender Näherung auf den gesamten Weg des Myons durch die Atmosphäre extrapolieren, da die Atmosphäre die Erde dünn ummantelt. Mit höherer Weglänge sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass das Myon sie ungestört passiert. Somit existiert ein vermuteter funktionaler Zusammenhang mit $\cos^2(\Phi)$.

Die nun beobachteten Effekte summieren sich mit weiteren Effekten (Streuungseffekte, der Prozess der Myon-Produktion in der oberen Atmosphäre etc.); die Kombination ergibt empirische Winkelverteilungen der kosmischen Strahlung mit einer Proportionalität zu $\cos^k \Phi$. Der Exponent $k \in [1, 3]$ hängt dabei insbesondere von der Energie der einzelnen Teilchen ab. [9]

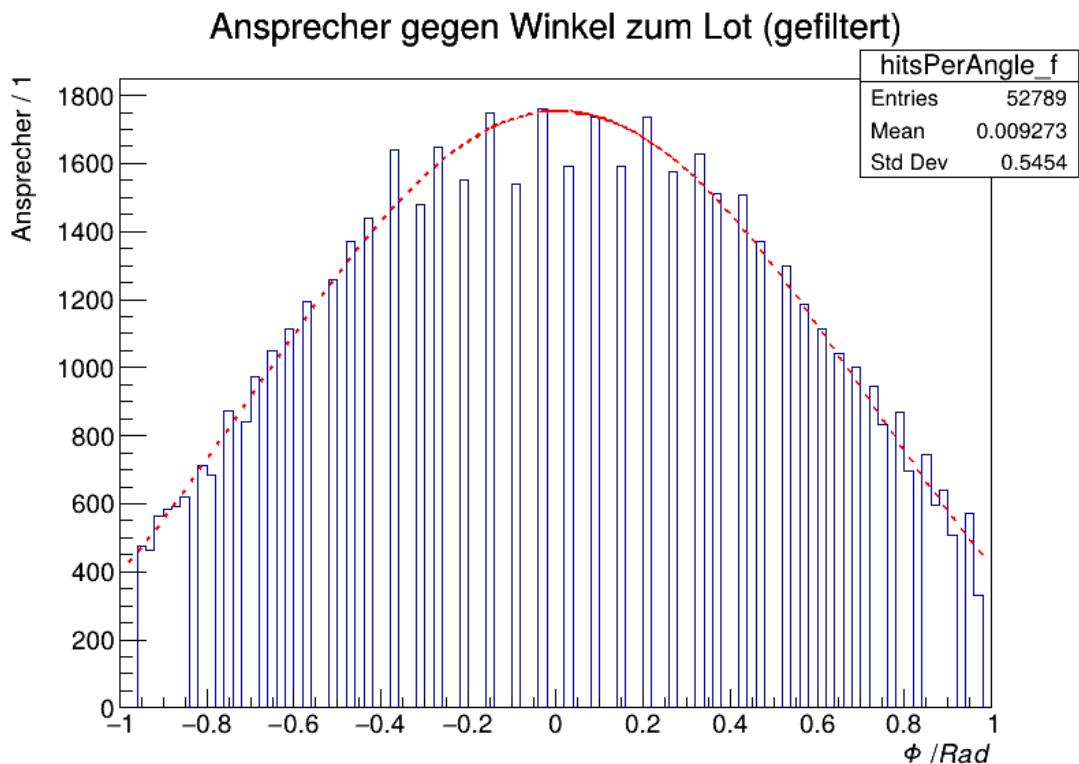


Abbildung 23: Winkelverteilung der kosmischen Strahlung mit Funktionsanpassung der in Gleichung 5 gegebenen Form. Erwartungsgemäß werden zumeist senkrecht einfallende Myonen verzeichnet und nur selten Myonen in flachen Winkeln.

Da aus vorhergehenden Überlegungen für dieses Experiment der Exponent k nicht hervorgeht, wird er als Anpassungsparameter überreicht. N_0 dient schlicht zur Normierung und hat keinen Einfluss auf die eigentliche Form des Verlaufs. Φ_0 wird gereicht, um zu prüfen, wie genau der Szintillator tatsächlich über Draht n_{Lot} zentriert ist. Da eine Veränderung von n_{Lot} jedoch auch das Winkel-Histogramm ändert, kann es nicht einfach als weiterer Fitparameter übergeben werden. Stattdessen wurde n_{Lot} händisch variiert, um eine möglichst gute Fitgüte zu erreichen. Durch wiederholtes Ausprobieren und Annähern ans Optimum auf die zweite Nachkommastelle ist $n_{Lot} = 25,43(1)$ festgelegt worden.

Abb. 23 zeigt den resultierenden Fit. Es ist zu erkennen, dass die angepasste Funktion die Daten gut repräsentiert. Die gesamte Fitgüte ist $\chi^2 \approx 226$; normiert auf die 45 Freiheitsgrade des Fits (48 im Histogramm gefüllte Bins minus 3 Fitparameter) ergibt sich die reduzierte Fitgüte als $\chi^2_{red} \approx 5,02$. Dies suggeriert, dass entweder die Unsicherheiten unterschätzt worden sind oder das Histogramm die Daten nur bedingt repräsentiert, was hier wahrscheinlich mit einfließt. Die Anpassungsparameter ergeben sich zu Gl. 6.

$$N_0 = 1750(10) \quad k = 2,38(3) \quad \Phi_0 = 0,007(3) \quad (6)$$

Insgesamt lässt sich also festhalten, dass die Wahl der Fitfunktion angemessen war. Insbesondere Φ_0 bestätigt, dass der gefundene Wert n_{Lot} eine gute Wahl war — 0,007 rad entsprechen einer Winkelverschiebung von gerade mal $\approx 0,4^\circ$. Dennoch: insbesondere die unregelmässigen „Spikes“ im Zentrum des Verlaufs verschlechtern die Datenrepräsentation (diskutiert in 4.2).

4.5 Abstandssumme gegen Abstandsdifferenz

Zuletzt können anhand der Orts-Driftzeit-Beziehung (vgl. Abschnitt 4.3) für benachbarte Drähte die Summe und Differenz der jeweiligen Myonen-Abstände gegeneinander aufgetragen werden. Dafür wird für die einzelnen Ereignisse zunächst geprüft, ob zwei benachbarte Drähte einen signifikanten Ansprecher verzeichnen ($ToT \geq 100$ ns). Falls ja, werden die Driftzeiten anhand der Orts-Driftzeit-Beziehung in einen jeweiligen Drahtabstand x_1 bzw. x_2 umgerechnet. Die Summe und Differenz der Abstände werden gegeneinander in ein Histogramm aufgetragen. Man bemerke: x_1 und die dazugehörige Drahtnummer n_1 entsprechen dabei dem (Abstand zum) Draht, zu dem der zugehörige *hit* zuerst in der ROOT-Datei vorkommt. Da anzunehmen ist, dass diese Eintragung (mit wenigen Ausnahmen) chronologisch geschieht, sind die Einträge in jedem Ereignis nach Driftzeit und somit nach Drahtabstand sortiert. Dadurch sind die Abstandsdifferenzen (fast) immer negativ.

Es ist zu beachten, dass die Ansprecher zweier benachbarter Zellen so nicht ausreicht, um den Pfad eines einfallen Myons eindeutig zu definieren. Abb. 24 illustriert dies: bei gegebenen Drahtabständen zu zwei Zellen gibt es immer noch vier Möglichkeiten, wie diese Ansprecher entstanden sein können. Ein ausgeklügelteres Tracking bzw. die Verwendung von mehr als zwei Lagen mit Driftzellen könnten dies beheben, doch das übersteigt den Rahmen dieser Auswertung.

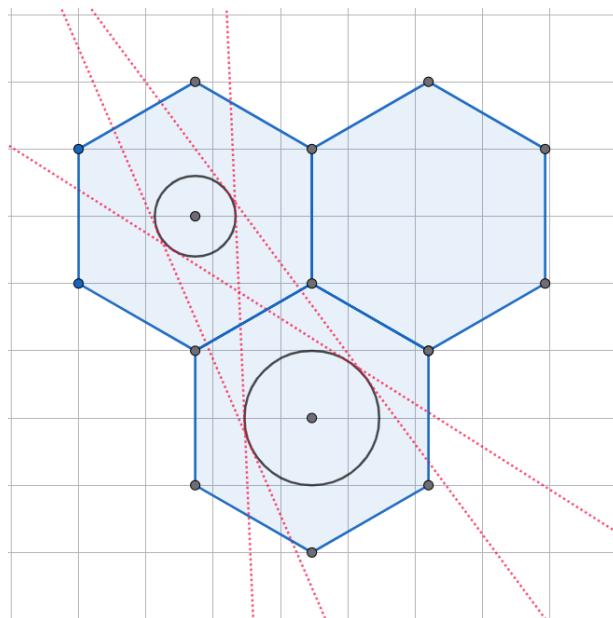


Abbildung 24: Illustration der vier möglichen Pfade eines Myons durch den Detektor bei Ansprechen zweier benachbarter Zellen. Die Kreise in den Zellen veranschaulichen den minimalen Abstands des Myons zum Draht. Die vier Pfade sind messtechnisch gleich gestellt.

Geschieht der Einfall des Myons senkrecht, sollte die Summe der Abstände genau 8,5 mm betragen. Somit ist die Abstandssumme ein Maß für den Winkel zum Lot: je weiter die Summe von 8,5 mm entfernt ist, desto größer der Winkel zum Lot. Die Abstandsdifferenz gibt dagegen eine horizontale Verschiebung des Myons an. Somit wäre im Histogramm zunächst zu erwarten, dass eine Gerade bei $x_1 + x_2 = 8,5$ mm auftaucht, die unabhängig von der Differenz ist. Da der Einfallswinkel natürlich um die Senkrechte herum verteilt ist, sollte sich diese Gerade eher zu einem „Hügel“ um $x_1 + x_2 = 8,5$ mm herum ausbreiten.

Diese Erwartung folgt insbesondere aus dem Fall, dass das Myon steil zwischen den beiden Drähten verläuft — dies entspricht der steilsten Linie in Abb. 24. Aufgrund der Winkelverteilung der Strahlung ist dieser Verlauf schließlich auch der Häufigste, insbesondere direkt unter dem Szintillator. Dennoch gilt auch für die anderen drei möglichen Pfade eine ähnliche Argumentation:

- Für den flachsten Einfall, der zwischen den Drähten verläuft, ist die Abstandssumme stattdessen ein Maß dafür, wie weit der Einfallswinkel von 90° (horizontal) entfernt ist: je weiter die Summe von 8,5 mm entfernt ist, desto steiler der Einfall. Da dieser Fall jedoch selten ist und, wenn überhaupt, am Rand der Driftkammer auftreten sollte, ist der Effekt aufs Histogramm klein.
- Für die zwei „Streifschüsse“ gilt eine umgedrehte Argumentation: die Abstandssumme sagt zunächst nichts über den Winkel aus, jedoch ist die Abstandsdifferenz ein Maß dafür, wie verschieden der Einfallswinkel von $\pm 30^\circ$ ist. Dieser Winkel kommt daher, dass eine die zwei Drähte verbindende Linie in einem Winkel von genau 30° zum Lot steht; ein dazu paralleler Einfall entspricht in diesem Fall einer Abstandsdifferenz von 0 mm.

Vor der eigentlichen Auswertung des Histogramms (Abb. 25) ist anzumerken, dass die Driftkammer zwar 100 000 Ereignisse ausgemessen hat, aber nur ca. 28 000 Einträge im Histogramm vorkommen. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass immer nur ein Eintrag im nachfolgenden Histogramm eingeht, wenn adjazente (benachbarte) Drähte zum selben Ereignis ansprechen, was auch mehrmals pro Ereignis der Fall sein kann. Würde die Driftkammer ideal funktionieren und ein einfliegendes Myon genau die passierten Zellen ansprechen lassen, würde immer mindestens ein Eintrag pro Ereignis geschehen. Die gemessene Anzahl adjazenter Ansprecher ist also deutlich geringer als erwartet und weist auf daraufhin, dass die Prototyp-Driftkammer Ereignisse nur mit begrenzter Zuverlässigkeit detektiert.

4.5.1 Histogramm für alle Drähte

Abb. 25 zeigt das resultierende Histogramm, in dem Ansprecher an allen Drähten berücksichtigt werden. Die Bin-Anzahl für beide Achsen wurde für dieses und alle weiteren Summe-Differenz-Histogramme auf 60 gesetzt, da dies beim ausprobieren verschiedener Bin-Anzahlen ein sinnvolles Mittel zwischen Auflösung und ausgefülltem Histogramm zeigte. Die Rautenform des Histogramms ist eine einfache Konsequenz davon, dass $0 \text{ mm} \leq x_1, x_2 \leq 8,5 \text{ mm}$ gilt, denn dadurch sind die Summe und Differenz nicht unabhängig.

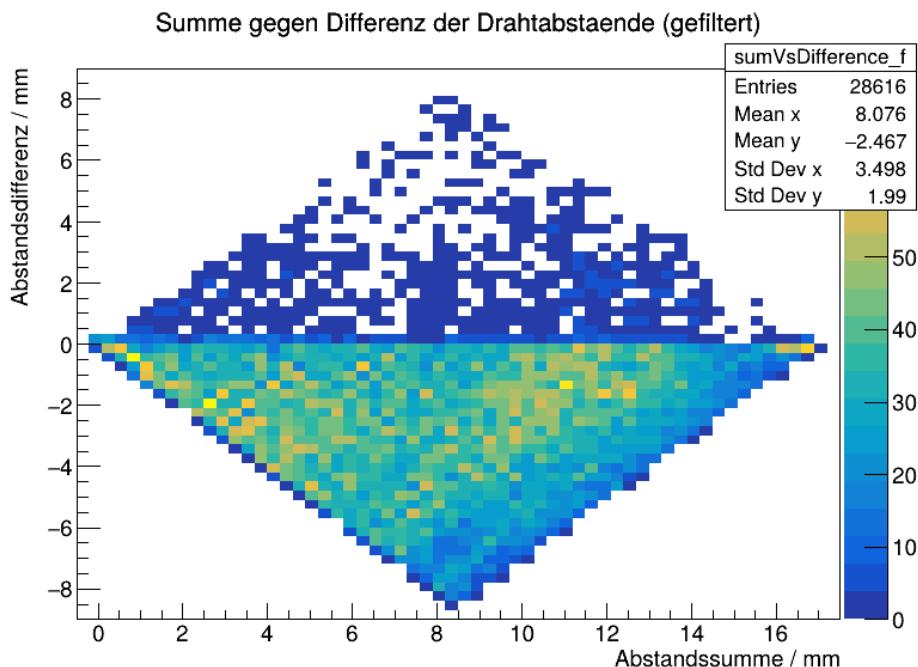


Abbildung 25: Histogramm der Abstandssumme gegen die Abstandsdifferenz für alle Drähte.

Im Histogramm bestätigt sich, dass in einer überwältigenden Mehrheit der Fälle die Abstandsdifferenz negativ ist. Dies kann an der Asymmetrie um die Achse erkannt werden. Aufgrund dieser Asymmetrie in der Speicherung von Ereignissen sowie in der Auftragung von Abstandsdifferenzen im Histogramm kommt der oberen Hälfte des Histogramms keine physikalische Bedeutung zu.

Es fällt auf, dass die erwartete Linie bei $x_1 + x_2 = 8,5$ mm ausbleibt. Im Gegenteil: es scheinen sich die Ereignisse bei einer Abstandssumme knapp über 8,5 mm sowie bei besonders niedriger Abstandssumme zu häufen.

4.5.2 Histogramm für verschiedene Winkelbereiche

Die Verteilung der Abstandssumme und Differenz ist abhängig vom Einfallswinkel der Strahlung und somit auch davon, welche Drähte für die Erstellung des Histogramms in Betracht gezogen werden. Daher soll untersucht werden, wie sich das Histogramm bei besonders flachem (besonders hohe/niedrige Drahtnummern) und eher senkrechtem Strahlungseinfall (mittlere Drahtnummern) verändert.

Abb. 26 zeigt das resultierende Histogramm, in dem nur Ansprecher an Drähten $2 \leq n_1 \leq 19$ berücksichtigt werden.⁴ Da hier die Einfallswinkel der Myonen flacher ist, ist zu erwarten, dass hohe Abstandssummen überrepräsentiert sind. Dies ist auch der Fall, was die Erwartung bestätigt! Jedoch sind neben den hohen Summen auch die niedrigen ein wenig überrepräsentiert; dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass im betrachteten Winkelbereich auch ein Einfall wie der flächste aus Abb. 24 relativ häufig vorkommt. Für diesen bedeutet nämlich eine niedrige Abstandssumme, dass der Einfallswinkel zum Lot nahe 30° ist (vgl. Diskussion in Abschnitt 4.5).

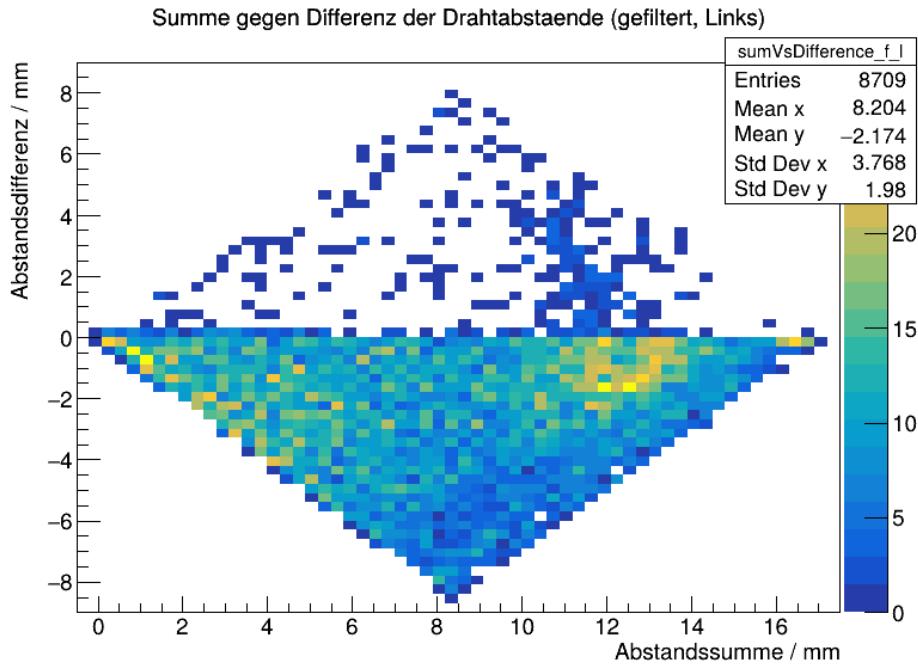


Abbildung 26: Histogramm der Abstandssumme gegen die Abstandsdifferenz für Drähte mit $2 \leq n_1 \leq 19$. Es fällt auf, dass sich insbesondere bei hoher Abstandssumme die Ereignisse häufen.

Im Kontrast dazu steht Abb. 27, für welches nur die mittleren Drähte ($20 \leq n_1 \leq 31$) einbezogen wurden. Hier ist tatsächlich grob zu sehen, was für den ungefähr senkrechten Einfall erwartet wird: die Ereignisse häufen sich in der Mitte des Bildes, in der Nähe von $x_1 + x_2 = 8,5$ mm. Jedoch erscheint die Häufung nicht, wie eigentlich erwartet, ganz unabhängig von der Differenz zu sein. Da jedoch auch die Drahtnummern im gewählten Bereich einen nicht vernachlässigbaren Winkelbereich aus Sicht des Triggers einnehmen, ist eine gewisse Abweichung vom idealen senkrechten Fall zu erwarten. Ebenso fällt auf, dass in diesem Fall noch viel weniger bis gar keine (durch die Bins an der Summen-Achse schwer, genau zu erkennen) positive Abstandsdifferenzen auftreten.

⁴Ein analoges Histogramm für besonders hohe Drahtnummern ist im Anhang in Abb. 31 gegeben; es zeigt die gleichen Resultate.

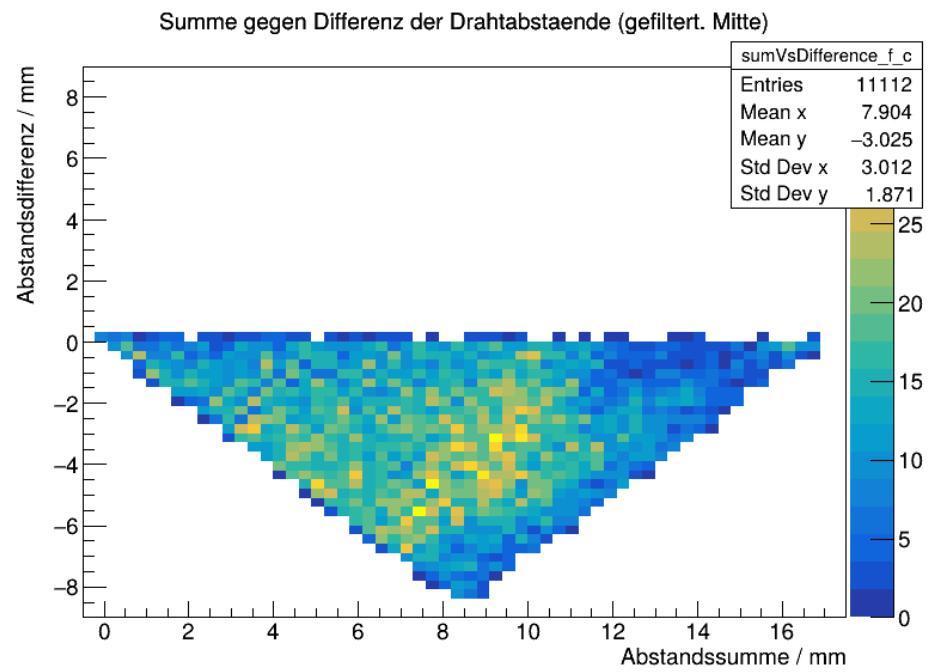


Abbildung 27: Histogramm der Abstandssumme gegen die Abstandsdifferenz für Drähte mit $20 \leq n_1 \leq 31$. Es fällt auf, dass sich Ereignisse eher zur Mitte des Bildes häufen; besonders hohe oder niedrige Summen sind selten.

5 Fazit

In diesem Versuch ist die Funktionsweise einer Gas-Driftkammer untersucht worden, mit dem Ziel, die Winkelverteilung von Myonen in der kosmischen Strahlung zu messen. Zunächst wurden die analogen Ausgangssignale der Driftkammer und des dazugehörigen Szintillationstriggers ausgemessen sowie der Kammerstrom in Abhängigkeit der Spannung an den Driftzellen-Drähten (mit und ohne zusätzliche ${}^{90}\text{Sr}$ -Probe als Elektronenquelle) untersucht.

Im Anschluss sind die Betriebsparameter des Aufbaus — die an der Driftkammer und am Szintillationstrigger angelegte Hochspannung sowie die Zeitverschiebung und Diskriminatorschwelle der Ausleseelektronik — für eine optimale Messung kalibriert worden. Die optimalen Einstellungen zur Detektion kosmischer Myonen wurden zu $U_{\text{sz}}^{\mu} = 1550 \text{ V}$, $U_{\text{dk}} = 2850 \text{ V}$, $0x1F$ DDC und $0x18$ THR bestimmt (vgl. Abschnitt 3.4). Mit diesen Einstellungen ist eine Langzeitmessung der kosmischen Hintergrundstrahlung gestartet worden, welche 100 000 Ereignisse umfasste.

Die Daten dieser Langzeitmessung sind über verschiedene Auswertungsschritte in die Winkelverteilung der kosmischen Hintergrundstrahlung umgerechnet worden. Zunächst ist das Driftzeitspektrum betrachtet worden, welches durch ein unerwartet hohes Vorkommen langer Driftzeiten auffiel (Abb. 8) und mutmaßlich durch das geringe *Signal to Noise Ratio* der Myonendetektion erklärt werden kann. Im nächsten Schritt, der Gegenüberstellung von Driftzeit und *Time over Threshold* (ToT), sind die unerwünschten Ereignisse durch Anwendung des Filters $\text{ToT} \geq 100 \text{ ns}$ fast vollständig entfernt worden. Diese Filterung wird für alle kommenden Teilaufgaben beibehalten.

Im nächsten Schritt ist die Nummerierung der Drähte der Driftkammer untersucht worden. Anhand der Korrelationen zwischen Ansprechern verschiedener Drähte (Abb. 15) konnte die Nummerierung der Drähte bis auf einen Spiegelungs-Freiheitsgrad bestimmt werden (vgl. Abb. 16). Die Nummerierung wurde nun für den weiteren Versuch so abgeändert (Abb. 17), dass benachbarte Drahtnummern maximale Korrelation aufweisen (vgl. Abb. 18).

Mit einigen vereinfachenden Annahmen über die Geometrie der Driftkammer (insbesondere der, dass alle Anodendrähte in gleichmäßigem Abstand in einer Ebene liegen), konnte durch laufende Summierung des Driftzeitspektrums eine Orts-Driftzeit-Beziehung bestimmt werden, welche einer gemessenen Driftzeit einen bestimmten Minimalabstand des Myons zum Draht zuweist (vgl. Abschnitt 4.3). Mit dieser Beziehung konnte für die Fälle, in denen benachbarte Zellen dasselbe Myon detektieren, die Summe und Differenz der jeweiligen Drahtabstände bestimmt werden. Diese sind in 2D-Histogrammen gegeneinander aufgetragen worden. Damit konnten für verschiedene Winkelbereiche in Korrelation mit bestimmten Drahtnummern winkelabhängige Trends ausgelesen werden (vgl. Abschnitt 4.5), die der theoretischen Erwartung entsprechen.

Zuletzt konnte die Winkelverteilung der kosmischen Strahlung berechnet und daran eine Funktion angepasst werden. Dafür wurde jedem Draht zunächst durch seine relative Position zum Szintillationstrigger ein Winkel zugeschrieben. In einem Histogramm werden jedem so ermittelten Winkel die gezählten Ansprecher des dazugehörigen Drahtes zugewiesen. Mit der gefundenen Anpassungsfunktion, gegeben in Gl. 7, ist der Verlauf aus Abb. 23 erstellt worden.

$$N(\Phi) = 1750(10) \cdot \cos^{2,38(3)} \cdot (\Phi + 0,007(3)) \quad (7)$$

Dieser Verlauf zeigt eine gute Anpassung an die gefundenen Daten, insbesondere in Anbetracht der angewandten Vereinfachungen und Approximationen. Somit wurde die Winkelverteilung kosmischer Myonen erfolgreich quantifiziert.

Literatur

- [1] Daniel Hammann. „Test und Inbetriebnahme der Prototyp-Driftkammer für das B1-Spektrometer“. 2008. URL: https://www.pi.uni-bonn.de/schmieden/medien/medien-ergebnisse/diplomarbeit_danielhammann.pdf.
- [2] CERN. *ROOT: Analyzing Petabytes of Data, scientifically*. URL: <https://root.cern.ch/> (besucht am 22. 12. 2025).
- [3] *P515 Driftkammern*. URL: <https://uni-bonn.sciebo.de/s/eyzJXMASz7K2yDu> (besucht am 26. 12. 2025).
- [4] M. Miles und N. Reinhardt. *Protokoll der Versuchsdurchführung, Rohdaten und zusätzliche Grafiken aus der Auswertung*. Link gültig bis 31.03.2026. Sciebo. URL: <https://uni-bonn.sciebo.de/s/9LHgSgSTmPPqM3m>.
- [5] Norbert Wermes Hermann Kolanoski. *Teilchendetektoren. Grundlagen und Anwendungen*. 1. Aufl. Springer Spektrum Berlin, Heidelberg, 2016. doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-45350-6>.
- [6] The Compact Cosmic Ray Telescope aboard the Kuiper Airborne Observatory. *Muons*. URL: https://cosmic.lbl.gov/SKiever/Cosmic_Rays/Muons.htm (besucht am 07. 01. 2026).
- [7] Makarenkov et al. *Technische Zeichnungen*. St. Petersburg Nuclear Physics Institute.
- [8] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Berlin, Heidelberg, 1994. doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-57920-2>.
- [9] University of Mississippi: Lab Physicists’ Website. *Angular Dependence of Cosmic Rays*. URL: <https://www.phy.olemiss.edu/~cremaldi/PHYS417/Angular%20Dependence%20of%20Cosmic%20Rays.pdf> (besucht am 12. 01. 2026).

A Anhang

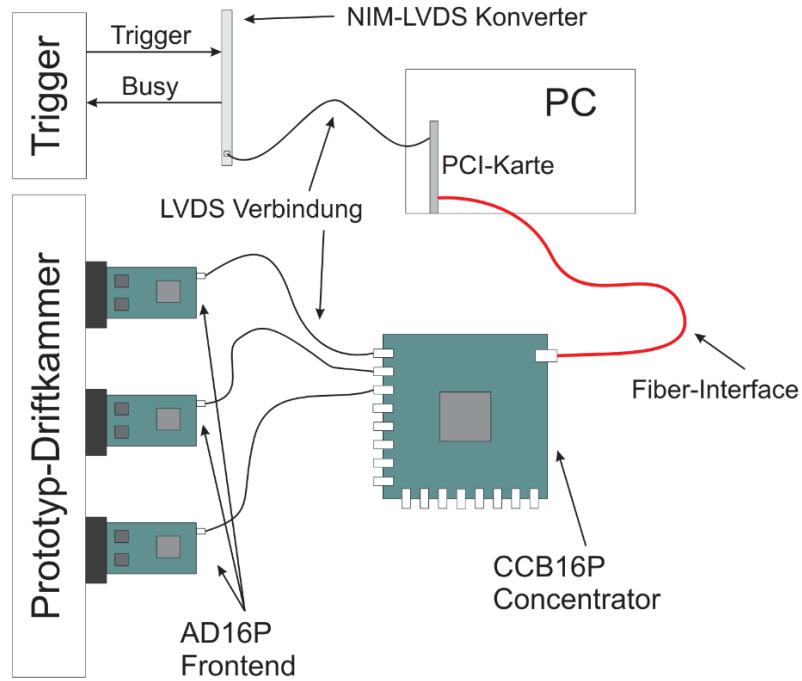


Abbildung 28: Skizze der Auslese-Elektronik der verwendeten Prototyp-Driftkammer [1]. Die Driftkammer besitzt etwa 50 Drähte, welche mit 3 Frontends bei einer Zeitauflösung von 2,5 ns ausgelesen werden. Die Auslese-Elektronik verstärkt, diskriminiert, versetzt die Signale zeitlich und leitet sie an den Concentrator weiter, welcher die Signale sammelt und über ein Glasfaser-Kabel zur Auswertung an den Computer überträgt. Glasfaserkabel sind weniger störungsanfällig und besitzen eine höhere Bandbreite als draht-basierte Kabel.

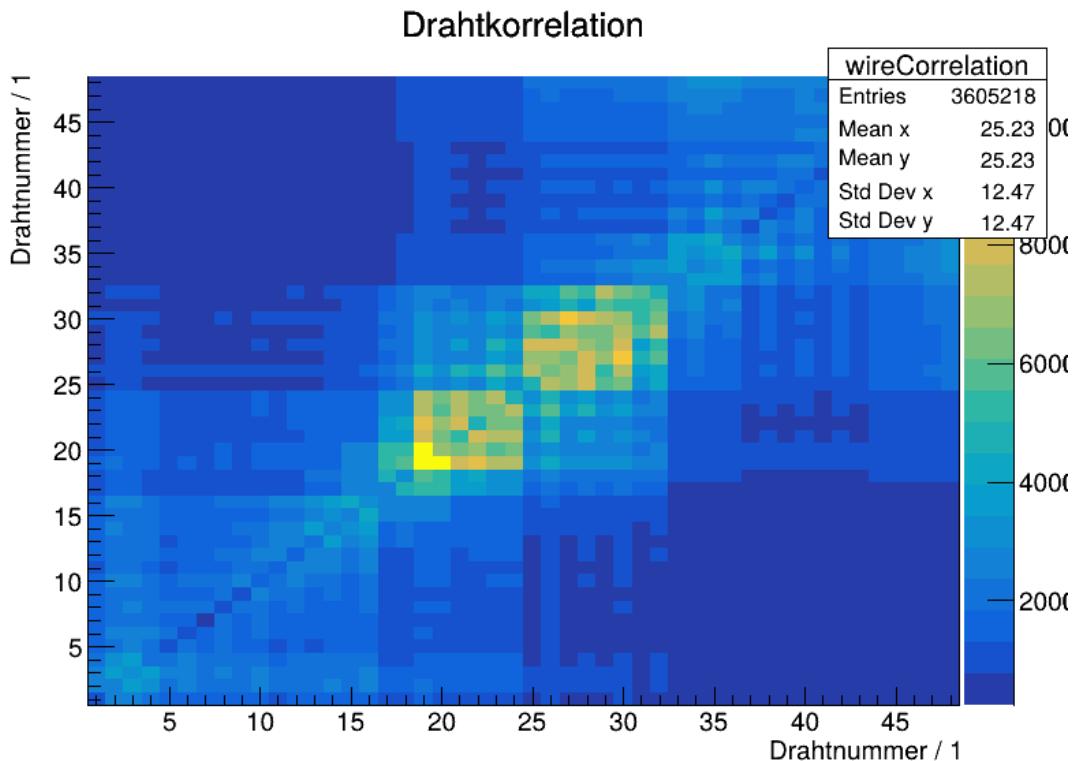


Abbildung 29: 2D-Histogramm zur Visualisierung der Korrelation einzelner Draht-Ansprecher (ohne Filterung $ToT \geq 100$ ns)..

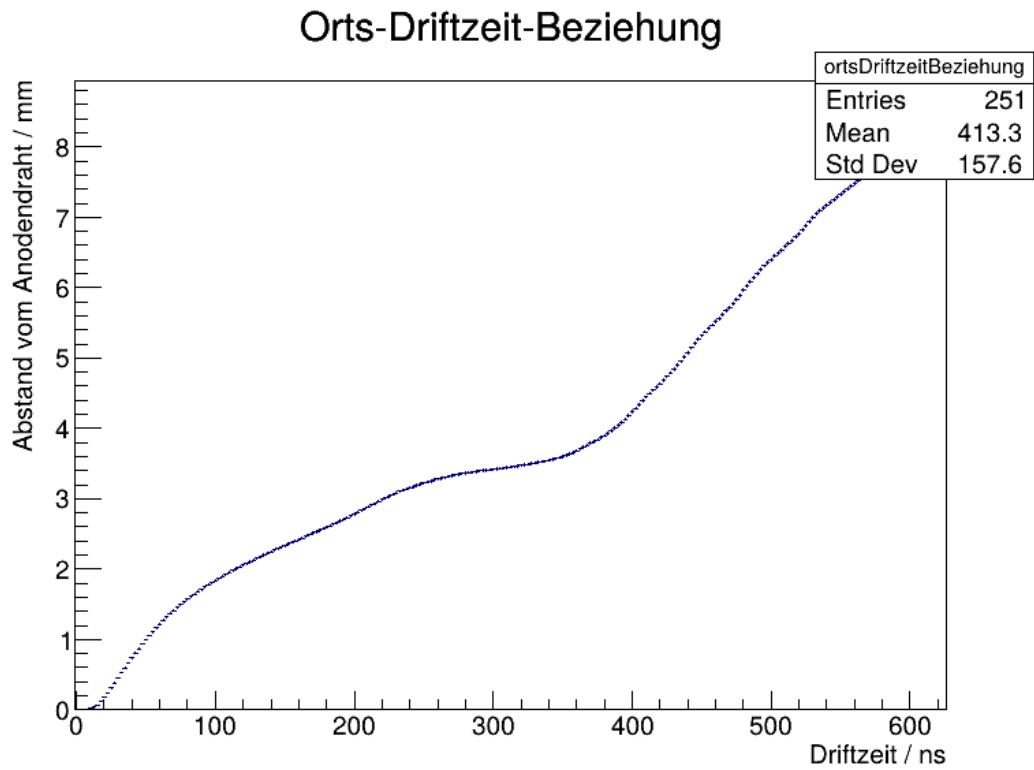


Abbildung 30: Orts-Driftzeit-Beziehung, errechnet als laufende Summe der *NICHT* ToT-gefilterten Driftzeitverteilung (Abb. 8) mit anschließender Normierung auf 8,5 mm.

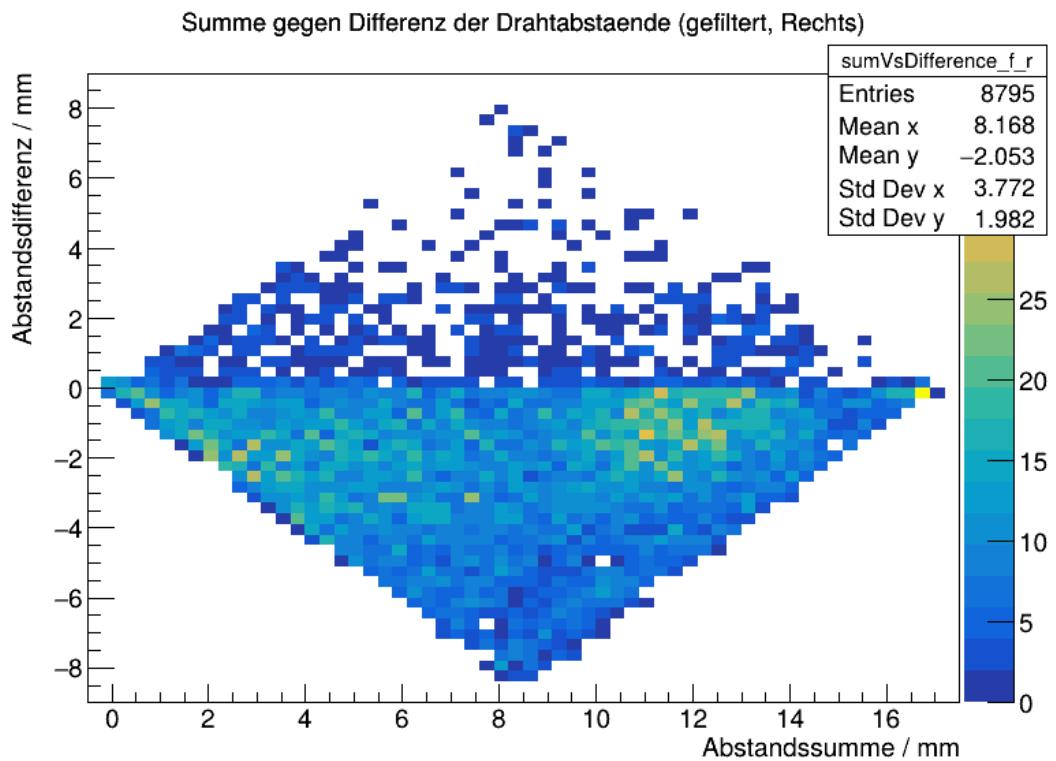


Abbildung 31: Histogramm der Abstandssumme gegen die Abstandsdifferenz für Drähte mit $32 \leq n_1 \leq 49$. Es fällt auf, dass sich insbesondere bei hoher Abstandssumme die Ereignisse häufen.