

Bachelorarbeit aus der Physik

Konzeption und Durchführung von Experimenten zur Teilchenspurrekonstruktion in einem Plastikszintillator mittels eines hybriden Photonendetektors

Vorgelegt von
Patrick Hufschmidt
27. Mai 2014

Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Physikalisches Institut
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuerin: Prof. Dr. Gisela Anton

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Grundlagen	3
2.1	Aufbau und Funktion eines Timepix	3
2.2	Aufbau und Funktion des HPD	6
2.3	Wirkungsweise eines Szintillators	10
3	3D-Tracking	12
3.1	Idee des Experiments	12
3.2	Vorversuch mit atmosphärischen Myonen	12
3.3	Hauptversuch mit GeV-Elektronen	14
3.3.1	Aufbau und Durchführung	14
3.3.2	Effizienz und Wahl der Parameter	18
3.3.3	Justierung	19
4	Datenauswertung und Ergebnisse	21
4.1	Methoden zur Spuridentifikation	21
4.1.1	ToA-Cluster	21
4.1.2	Geradlinige Spuren	22
4.2	Auswertung und Ergebnisse der Versuche	24
4.2.1	Atmosphärische Myonen	24
4.2.2	3D-Rekonstruktion	25
4.3	Verbesserung der Ortsauflösung durch Anpassen der Schärfentiefe	30
5	Fazit	34
6	Danksagungen	35
	Literaturverzeichnis	36

1 Einleitung

Die Teilchenphysik hat sich in den letzten Jahrzehnten mehr und mehr zu einem bedeutenden Forschungsgebiet entwickelt. Teilchenbeschleuniger, riesige Forschungsanlagen, werden benutzt, um die kleinsten Bausteine unseres Universums zu untersuchen.

Eine besonders wichtige Frage ist hierbei, wie man die subnuklearen Bruchstücke, aus denen unsere Materie aufgebaut ist, überhaupt nachweisen und identifizieren kann. Die Entwicklung immer leistungsstärkerer Detektoren war ausschlaggebend für den Erfolg der Teilchenphysik.

Vor allem Detektoren, die Hintergrund gut unterdrücken, spielen eine wichtige Rolle für Experimente zur Suche nach dem neutrinolosen doppelten β -Zerfall oder dunkler Materie. Diese Hintergrundsignale stören Messungen und erschweren die Durchführung solcher Experimente. Sie sind zum Teil von gesuchten Signalen nicht zu unterscheiden.

Die Spurrekonstruktion von Teilchen könnte es möglich machen, Hintergrund und tatsächliche Signale auseinander zu halten. Die meisten Experimente zur Spurrekonstruktion werden durch das Messen von Ionisationssignalen, die durch Primärteilchen im Detektormaterial verursacht worden sind, durchgeführt. Der Nachteil, der sich durch diese Art der Detektion ergibt, ist, dass die Sekundärelektronen im Detektormaterial auseinander diffundieren und somit eine geringere Ortsauflösung liefern. Dieser “Drifteffekt” tritt bei der Spurrekonstruktion mit Szintillationslicht nicht auf, da das Szintillationslicht geradlinig durch das Detektormaterial propagieren kann [1].

Diese Bachelorarbeit befasst sich mit der zwei- und dreidimensionalen Rekonstruktion von Teilchenspuren in einem Szintillator. Ein “proof of principle” Experiment wird vorgestellt, in dem eine neue Art der Ortsbestimmung von geladenen Teilchen durch Szintillationslicht demonstriert wird.

In einem Vorversuch wurden die Spuren atmosphärischer Myonen in einem Szintillator auf einem Detektor zweidimensional nachgewiesen. Somit war die Grundvoraussetzung für einen Nachweis einer Spur aus mehreren Perspektiven erfüllt. Im Hauptversuch gelang es, die Spuren von GeV-Elektronen dreidimensional im Szintillator darzustellen. Im besten Fall wurde eine Positionsgenauigkeit von rund 28 μm [1] erreicht.

2 Grundlagen

2.1 Aufbau und Funktion eines Timepix

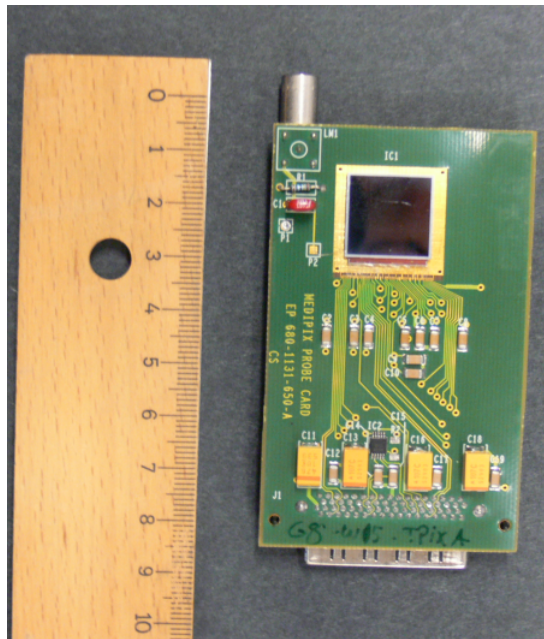


Abbildung 2.1: Die Abbildung zeigt einen Timepix mit Siliziumsensor auf einem CERN PCB.

Der Timepix ist ein hybrider, aktiver Pixeldetektor auf Halbleiterbasis, der von der Medipix-Kollaboration entwickelt wurde. Als eine Weiterentwicklung des Medipix-2, ist auch der Timepix für die Detektion von Gammastrahlung, aber vor allem auch für die energiesensitive Röntgenbildgebung konzipiert [3]. Der Timepix kann aufgrund seiner Bauweise, die im nächsten Abschnitt erklärt wird, auch andere Teilchen, wie beispielsweise Elektronen nachweisen.

Der Timepix-Detektor besteht aus einem Halbleitersensor, der über kleine Lötperlen, sog. “bump-bonds“, mit dem Timepix-ASIC verbunden ist. Der Timepix-ASIC verfügt über 256×256 einzelne Pixel mit einem Pixelpitch (Abstand der Mittelpunkte zweier Pixel) von $55 \mu\text{m}$. Somit ergibt sich eine Gesamtanzahl von 65536 Pixeln und eine Kantenlänge des Detektors von rund 1.4 cm. Auf die Pixelmatrix können verschiedene Sensormaterialien, die unterschiedliche Absorptionseffizienzen bezüglich bestimmter Teilchen oder Teilchenenergien haben, aufgebracht werden. Abbildung 2.1 zeigt einen Timepix mit Silizium als Sensormaterial.

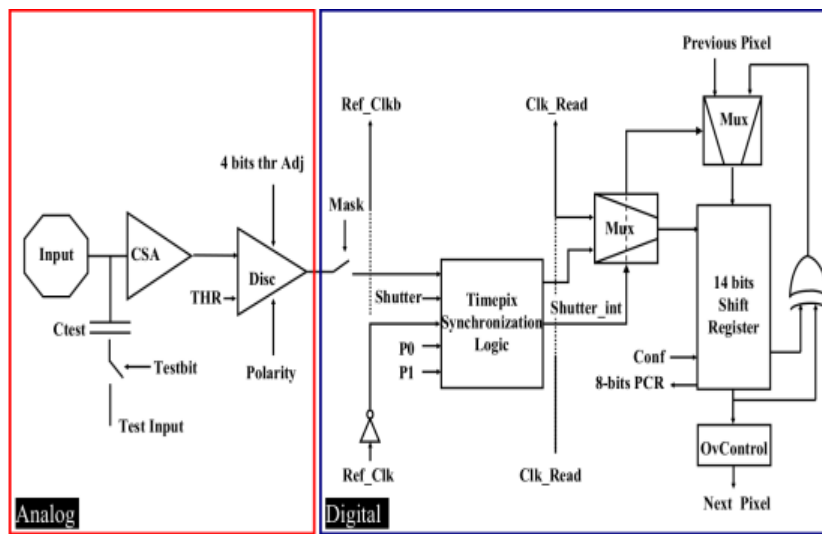


Abbildung 2.2: Die Abbildung zeigt den Schaltplan der Pixelelektronik eines einzelnen Pixels des Timepix [2].

Wechselwirkt ein ionisierendes Teilchen mit dem Sensor des Timepix, so werden Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Die so erzeugten freien Ladungsträger werden durch eine angelegte Bias-Spannung, die ein elektrisches Feld im Inneren des Sensors erzeugt, zu den Elektroden bewegt. Durch die Bewegung dieser Elektronen wird ein elektrischer Strom in den Pixelelektroden influenziert. Dieses Stromsignal wird von der Pixelelektronik verstärkt und über einen bestimmten Zeitraum integriert und als Spannungsimpuls ausgegeben [4].

Abbildung 2.2 zeigt das Schaltbild eines einzelnen Pixels des Timepix. Im analogen Teil der Schaltung (links) ist nach dem Verstärker ein Diskriminator in Reihe geschaltet. Dieser vergleicht das eingehende Signal mit einem Schwellwert, dem sog. “Threshold“. Der Threshold dient der Unterdrückung von Hintergrundrauschen, verhindert allerdings auch, dass schwächere Signale gemessen werden können. Er liegt bei rund 1000 Elementarladungen [5]. Übersteigt das eingehende Signal diesen Schwellwert, so wird im digitalen Teil der Schaltung (rechts) eine Zeitmessung gestartet. Die Zeitmessung funktioniert über eine externe Taktfrequenz, die variabel eingestellt werden kann. Die geringste Zeit, die ein “Clockschlag“ (Takt) dauern kann, beträgt 10 ns [2].

Der Timepix verfügt über verschiedene Aufnahmemodi. Er nimmt über einen bestimmten Zeitraum Signale wahr. Die Zeit, die vergeht bis die gemessenen Signale ausgelesen werden (Frametime), ist manuell einstellbar. Die Frametime kann, wie bei einer Kamera, als Belichtungszeit aufgefasst werden.

Einer der Aufnahmemodi ist der “Time of Arrival“ (ToA) Modus. Im Time of Arrival Modus werden die Clockschläge ab dem ersten Überschreiten des Thresholds gezählt. Der sog. “ToA-Wert“ entspricht der Anzahl dieser Clockschläge.

Multipliziert man den ToA-Wert mit der Dauer eines Clockschlages, erhält man die Zeit, die zwischen dem ersten Überschreiten des Thresholds und dem Ende des Frames vergangen ist. Aus Frametime und gemessener Zeit lässt sich der Zeitpunkt, zu dem der Pixel das Signal gemessen hat, bestimmen. Treffen zwei Signale während eines Frames auf einen Pixel, wird das spätere Signal nicht vom Pixel wahr genommen. Der Vorgang ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt [6].

Ein weiterer Aufnahmemodus ist der “Time over Threshold“ (ToT) Modus. Im Time over Treshhold Modus wird nur die Zeit, während der das Signal über den Threshold tritt, gemessen. Abbildung 2.4 stellt den Vorgang schematisch dar. Die Höhe der Signalspannung und damit auch die Breite des Signals, ist abhängig von der Ladungsmenge, die in einem Pixel influenziert wird. Diese ist von der Menge der ausgelösten Sekundärelektronen und damit von der ursprünglichen Energie des Teilchens, das auf das Sensormaterial trifft, abhängig. Nach einer Kalibrierung des Detektors im ToT Modus ist es somit möglich, die Energie eines eingetroffenen Teilchens zu bestimmen [4].

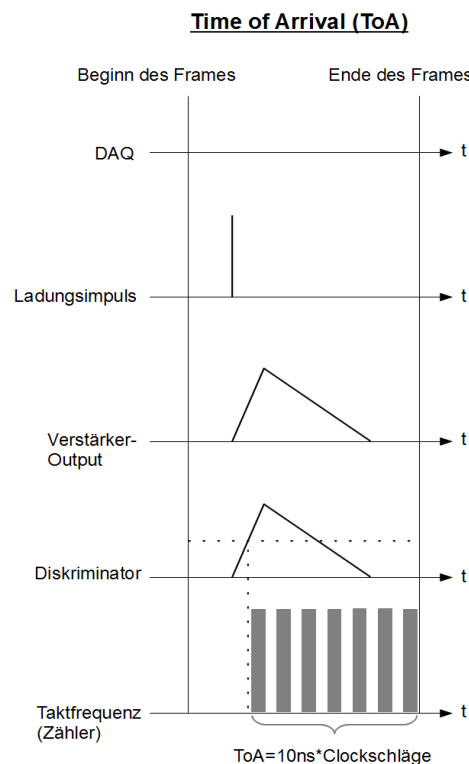


Abbildung 2.3: Die Abbildung stellt den ToA-Modus, in dem die Clockschläge ab dem ersten Überschreiten des Thresholds bis zum Ende des Frames gezählt werden, schematisch dar.

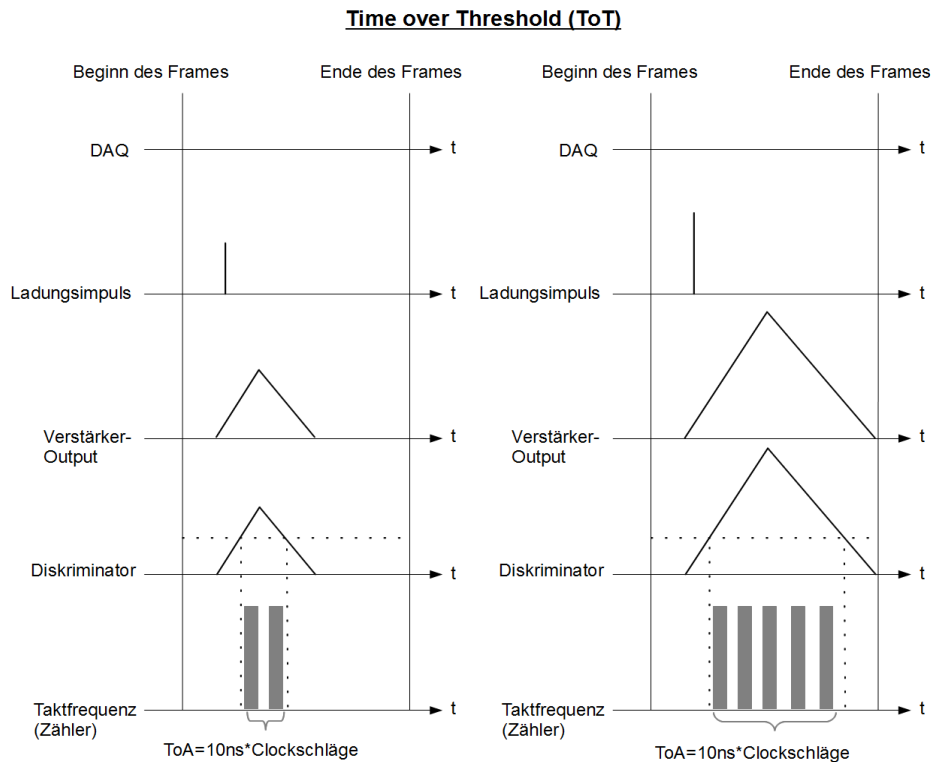


Abbildung 2.4: Die Abbildung zeigt die Funktionsweise des Detektors im ToT Modus. Für einen kleinen Ladungsimpuls (links) tritt das Signal eine kürzere Zeit über den Threshold. Für einen größeren Ladungsimpuls (rechts) tritt das Signal länger über den Threshold. Es werden mehr Clockschläge gezählt, wenn das Signal größer ist.

2.2 Aufbau und Funktion des HPD

Der hybride Photonendetektor (HPD) ist ein, auf Timepix ASICs basierender, Detektor für sichtbares Licht im UV- und blauen Wellenlängenbereich. Das Besondere an ihm ist, dass er Ort und Zeit eines einfallenden Photons gleichzeitig messen kann. Die proof of principle Experimente zum HPD wurden von John Vallerga et. al. am “Space-Science-Laboratory“ in Berkeley durchgeführt. Der HPD wurde von der Medipix-Kollaboration weiter entwickelt und von Photonis Inc. produziert [5].

Für den Nachweis optischer Photonen muss anstatt eines Halbleiters eine Photokathode, die eine Emission von Photoelektronen erlaubt, verwendet werden. Da der Timepix-ASIC eine Signalschwelle von rund 1000 Elektronen hat, muss das Photoelektron vervielfacht werden, bevor es in den Pixeln des Timepix ein Signal erzeugen kann [5].

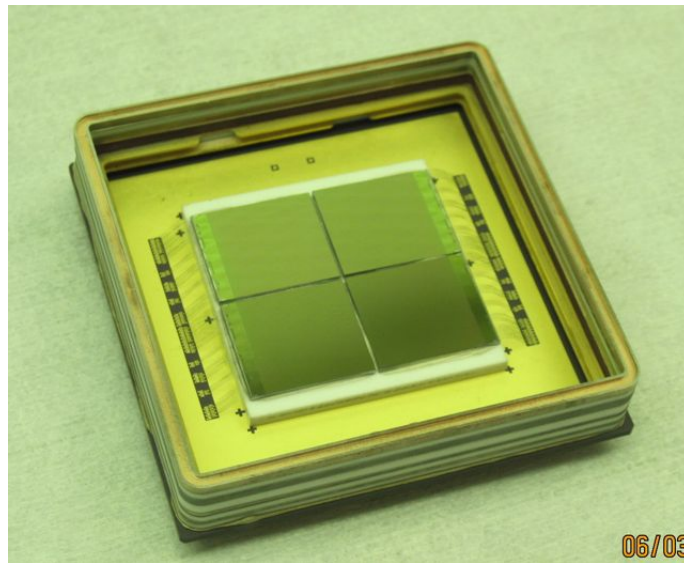


Abbildung 2.5: Die Abbildung zeigt ein Foto der vier Timepix-ASICs im Gehäuse des HPDs vor der Installation der MCPs und der Photokathode. Die wire bonds sind an den Seiten der Chips deutlich zu erkennen [7].

Zu diesem Zweck ist der HPD aus mehreren Schichten aufgebaut. Die oberste Schicht bildet die Photokathode. Sie besteht aus einem Glasfenster, auf dessen Unterseite eine Bi-Alkalilegierung als Photokathodenmaterial aufgedampft ist [7]. Die zweite Schicht bilden zwei Mikrokanalplatten (engl. Micro Channel Plate - MCP), die sich rund 4 mm unter dem Glasfenster befinden. Diese sind Elektronenmultiplikatoren, die der Verstärkung des Signals von der Photokathode dienen. Die MCPs sind perforierte Bleiglasplatten, die an Ober- und Unterseite eine Leiterplatte besitzen. Die Innenwände der Mikrokanäle sind mit einem Halbleitermaterial bedampft. Die typische Porengröße von MCPs beträgt rund 6 - 20 μm [5]. Die Orientierung der Kanäle der MCPs ist dabei um einen gewissen Winkel zur Oberfläche gerichtet. Zusätzlich sind die MCPs gegeneinander orientiert [7]. Die dritte Schicht ist eine quadratische Anordnung von vier Timepix-ASICs (siehe Abbildung 2.5) auf einer Keramikplatte. Die Pixelelektronik ist über "wire bonds" (sehr dünne Kabelverbindungen) mit insgesamt 321 Pins außerhalb des Gehäuses verbunden [7].

Zwischen der Photokathode und der ersten MCP liegt eine Potentialdifferenz von -600V, zwischen der ersten und der zweiten MCP eine Potentialdifferenz von -1200V und zwischen der zweiten MCP und dem Timepix eine Potentialdifferenz von -600V an (siehe Abbildung 2.6). Der gesamte Aufbau befindet sich in einem evakuierten Gehäuse, in dem ein Druck von rund 10^{-10} mbar herrscht [5].

Trifft ein Photon auf die Photokathode, wird durch den Photoeffekt ein Photoelektron aus dem Sensormaterial ausgelöst. Aufgrund des attraktiven Potentials wandert das Elektron zu den MCPs.

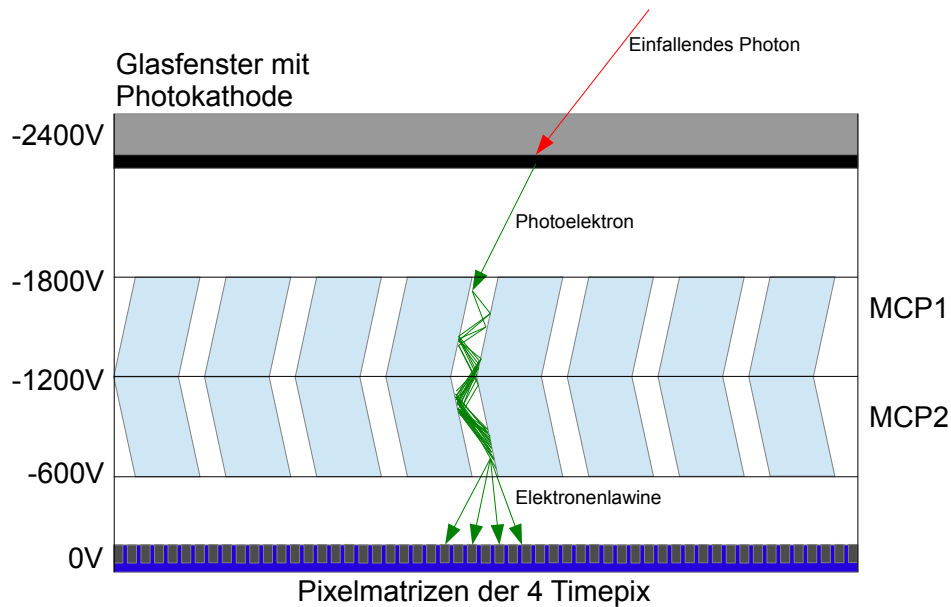


Abbildung 2.6: Die Abbildung zeigt schematisch die Funktionsweise des HPDs. Die MCPs sind in der Abbildung gegeneinander orientiert.

In den Poren trifft das Elektron auf das aufgedampfte Halbleitermaterial an den Innenwänden und löst Sekundärelektronen aus. Da über die Länge der Pore ein attraktives Potential angelegt ist, werden die Sekundärelektronen weiter beschleunigt und treffen wiederum auf die Innenwand der Pore, wo sie weitere Elektronen auslösen. So werden die ursprünglichen Photoelektronen kaskadierend vervielfältigt [5]. Die einzelnen Poren der MCPs wirken somit wie viele Kanalmultiplier [8]. Pro einfallendem Photon entstehen durch die Vervielfältigung rund 10^6 Sekundärelektronen. Die so entstehende Ladungswolke folgt der Potentialdifferenz und trifft auf die Pixelmatrix des Timepix. Die Sekundärelektronen treffen dabei nicht nur einen einzelnen Pixel, sondern streuen um die Position direkt unter der Pore, in der sie entstanden sind. Auf dem Detektorbild ist so ein Signal als Fleck mehrerer angesprochener Pixel zu erkennen [5]. Der Vorgang ist schematisch in Abbildung 2.6 dargestellt.

Sprechen zwei verschiedene Ladungswolken aus den MCPs während eines Frames die gleichen Pixel eines Timepix an, so können diese Signale auf den Pixeln nicht auseinander gehalten werden [6]. Zwei sich überlappende Signale können also nicht voneinander unterschieden werden.

Der HPD ist hauptsächlich für Photonen im UV- und blauen Wellenlängenbereich sensitiv. Bei niedriger MCP-Spannung misst er Photonen in einem Wellenlängenbereich von rund 350 nm bis 550 nm [7]. Das Maximum der Detektionseffizienz liegt bei rund 390 nm [1] (siehe Abbildung 2.7). Deshalb wurde für die Versuche ein Szintillator benutzt, der hauptsächlich Licht in diesem Wellenlängenbereich emittierte. In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Eigenschaften des HPD aufgeführt.

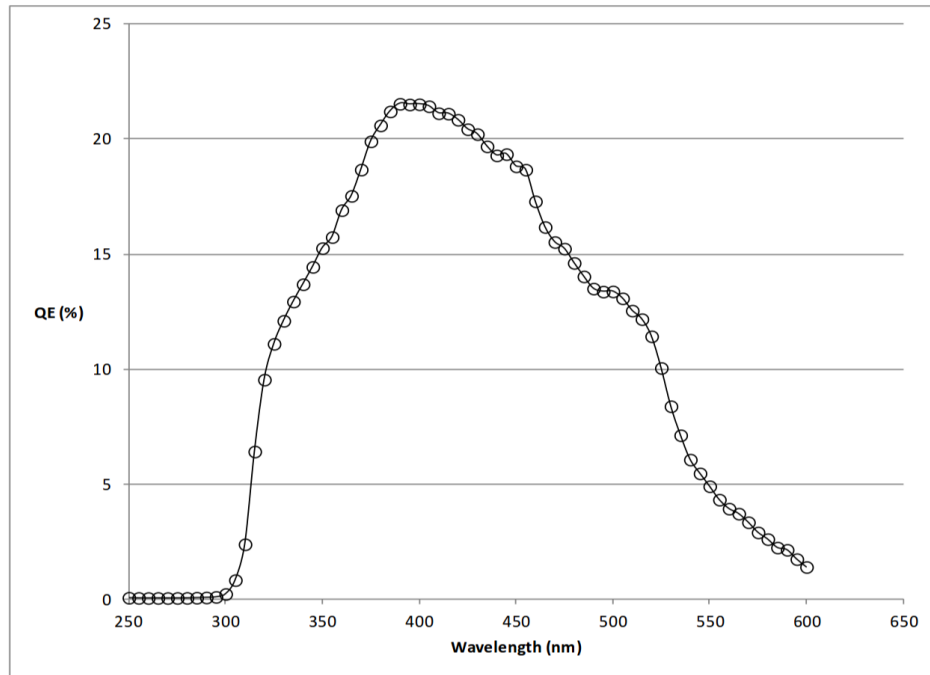


Abbildung 2.7: Das Diagramm zeigt die Detektionseffizienz der Photokathode. Die Detektionseffizienz der Photokathode ist in Abhängigkeit der Wellenlänge aufgetragen [7].

Eigenschaft	Wert
Ortsauflösung auf der Photokathode	165 μm
Sensitive Detektorfläche	$2.8 \times 2.8 \text{ cm}^2$
Max. Framerate	$\approx 1000 \text{ Hz}$
Max. Zeitauflösung	ca. 10 ns

Tabelle 2.1: Die Tabelle zeigt die wichtigsten Eigenschaften des HPDs [7] [1].

Die Ortsauflösung des Detektors ist ein wichtiger Parameter für die Spurrekonstruktion von Teilchen. Ausschlaggebend für die Ortsauflösung auf der Photokathode des HPDs ist der Abstand zwischen der Photokathode und der ersten MCP. Die Photoelektronen legen bei geringerem Abstand eine geringere Strecke von der Photokathode zur MCP zurück und können deswegen nur in einem kleineren Bereich streuen. Eine Version des HPDs mit einem tiefer gelegten Fenster, um den Abstand zwischen Photokathode und MCP zu verringern, würde die Ortsauflösung verbessern. Die Zeitauflösung von 10 ns ist dabei von der Taktfrequenz im Timepix abhängig [7].

2.3 Wirkungsweise eines Szintillators

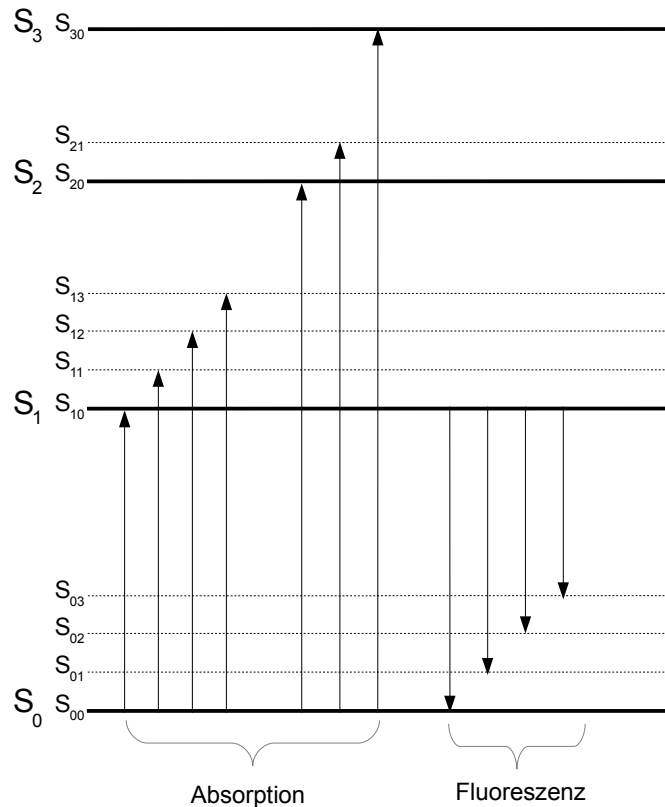


Abbildung 2.8: Die Abbildung zeigt die Energiestufen eines π -Orbitals in einem Molekül. Für die Lichtemission ist der Übergang der S_1 -Stufe auf die S_0 -Stufe relevant.

Szintillation bezeichnet die Emission von Photonen (Szintillationslicht) in einem Material (in diesem Zusammenhang Szintillator genannt), aufgrund von Teilchen, die dieses Material zum Emittieren von Photonen anregen. Die Emission von Szintillationslicht wird hierbei durch den Übergang der Elektronen im Szintillator von einem höheren zu einem niedrigeren Energieniveau verursacht. Abbildung 2.8 zeigt schematisch die Energiestufen eines π -Orbitals in einem Molekül. Für Plastiksintillatoren sind hauptsächlich die Übergänge der S_1 Schale auf das Grundniveau von Interesse. Die Energiedifferenz zwischen S_0 und S_1 von gewöhnlichen Plastiksintillatoren liegt dabei im Bereich weniger eV (zum Vergleich: Photonen mit einer Wellenlänge von 408 nm haben eine Energie von rund 3.04 eV).

Die Wellenlänge der emittierten Photonen ist dabei vom Szintillatormaterial abhängig. Die Anregung der Elektronen kann durch verschiedene Teilchen, wie zum Beispiel Elektronen, α -Teilchen oder hoch energetische Photonen, primär oder durch Sekundärteilchen verursacht werden.

Tritt also ein hoch energetisches Teilchen durch den Szintillator, so regt es entlang seiner Spur Bindungselektronen durch Stoßprozesse an. Die Folge ist, dass Szintillationslicht entlang der Spur des Primärteilchens entsteht [8].

In den Versuchen wurde ein Plastiksintillator verwendet. Die Basis des Szintillatormaterials bildet PVT (engl. Polyvinyltoluene), ein synthetisches Polymer. Der Kunststoff ist mit Anthracen, einem organischen Halbleitermolekül dotiert. 65% der emittierten Photonen entstehen durch Anregung eines Bindungselektrons in einem Anthracenmolekül. Die maximale Intensität des Szintillationslichtes liegt bei einer Wellenlänge von 408 nm (siehe Abbildung 2.9) [9, BC-404].

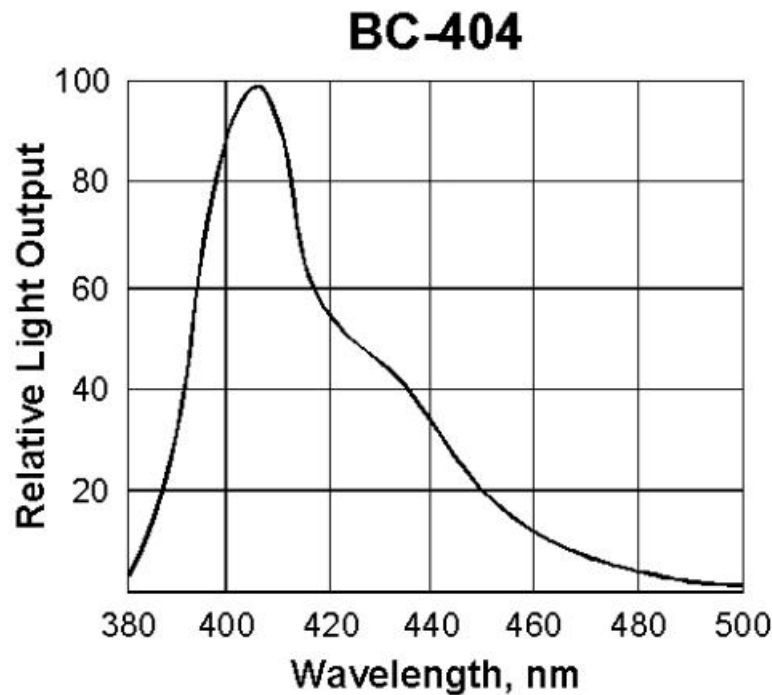


Abbildung 2.9: Abbildung zeigt das Emissionsspektrum des verwendeten Szintillators. Die relative Lichtemission ist in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen [9].

3 3D-Tracking

3.1 Idee des Experiments

Die Ortsbestimmung von Teilchen mit Szintillationslicht hat den Vorteil, dass es keine Elektronendiffusion im Detektormaterial gibt, die die Auflösung beeinflussen und verschlechtern kann. Das Szintillationslicht bewegt sich geradlinig durch den Szintillator. Die Ortsinformation über den Entstehungsort wird also nicht durch Diffusionseffekte beeinflusst [1].

Um ein dreidimensionales Bild einer Teilchenspur in einem Szintillator rekonstruieren zu können, soll das Szintillationslicht, welches ein durch den Szintillator tretendes Teilchen verursacht, aus zwei verschiedenen Richtungen aufgenommen werden. Mittels des in Kapitel 3.3.1 beschriebenen optischen Aufbaus können zwei Seiten des Szintillators auf die Detektorfläche des HPD abgebildet werden. Man kann von einer linearen Spur der Elektronen, die durch den Szintillator treten ausgehen, da man diese, aufgrund ihrer hohen Energien, als minimal ionisierend betrachten kann [1]. Die Annahme, dass die Teilchenspur keine oder nur eine sehr geringe Krümmung aufweist, vereinfacht den Versuchsaufbau insofern, dass keine dritte Abbildung notwendig ist, um sämtliche Ortsinformation über die Teilchenspur zu erhalten.

Es wurden zwei Experimente durchgeführt. Um zu testen ob es möglich ist, die Spuren hoch energetischer Teilchen zweidimensional auf einem Detektor abzubilden, wurde ein Vorversuch mit atmosphärischen Myonen durchgeführt. Der Hauptversuch zur dreidimensionalen Spurrekonstruktion wurde mit hoch energetischen Elektronen durchgeführt.

3.2 Vorversuch mit atmosphärischen Myonen

Der Vorversuch mit atmosphärischen Myonen wurde von Mykahylo Filipenko, Timur Iskhakov und Andrea Cavanna aufgebaut und durchgeführt.

Dieser Versuch wurde durchgeführt, um zu testen, ob es möglich ist, Spuren von Teilchen in einem Szintillator auf einem Detektorbild zweidimensional nachzuweisen.

Durch die Kollision kosmischer Strahlung, in der hauptsächlich Protonen vertreten sind, mit Nukleonen der Moleküle in der Erdatmosphäre, entstehen hauptsächlich Mesonen. Die entstandenen Mesonen sind instabil und zerfallen weiter zu anderen Teilchen. Unter anderem entstehen π^\pm -Mesonen. Diese haben als häufigsten Zerfallskanal $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ bzw. $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. Die dabei entstandenen Myonen sind stabil genug, um auf die Erdoberfläche zu treffen [10]. Der Fluss atmosphärischer Myonen beträgt auf der Erde rund $1 \text{ cm}^{-2}\text{min}^{-1}$ [11] .

Da die Erdkugel eine Barriere für alle Myonen, die nicht über dem Experiment entstehen, bildet, geht man davon aus, dass die Myonen hauptsächlich auf die Oberseite des Szintillators treffen.

Der verwendete Szintillator war ein Würfel mit einer Kantenlänge von 4 mm. So erhält man eine effektive Detektorfläche von rund 16 mm^2 . Bei einer Messdauer von rund 72 Stunden war es also sehr wahrscheinlich, dass Myonen durch den Szintillator treten.

Atmosphärische Myonen verhalten sich, bei hohen Energien, im Szintillator ähnlich wie hoch energetische Elektronen. Man erwartet also wie bei hoch energetischen Elektronen eine lineare Spur, die nahezu keine Krümmung aufweist.

Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Aufbau des Experiments mit atmosphärischen Myonen.

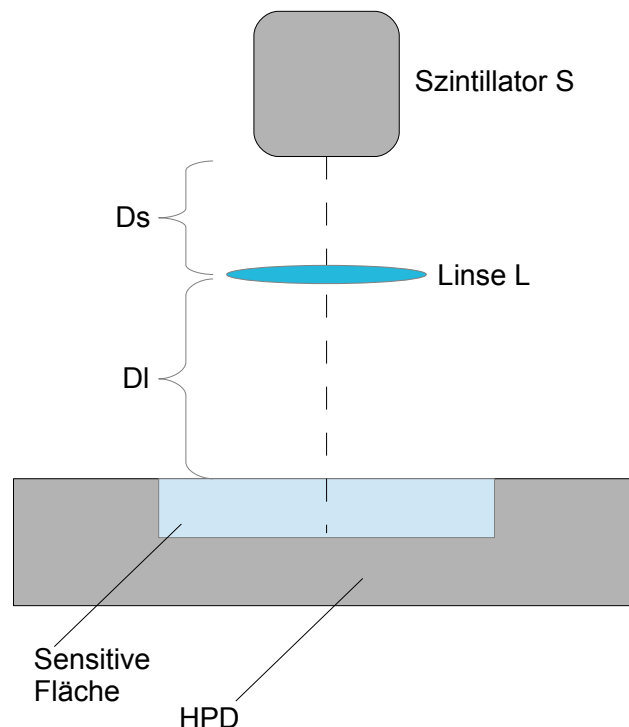


Abbildung 3.1: Die Abbildung zeigt den Versuchsaufbau zur Detektion von atmosphärischen Myonen.

Der Szintillator hatte die Form eines Würfels mit der Kantenlänge 4 mm. Der Abstand D_s zwischen dem Szintillator und der Linse betrug rund 16 mm. Die Strecke D_l zwischen der Linse und dem Szintillator betrug rund 48 mm. Die Linse hatte einen Durchmesser von 9 mm und eine Brennweite von 12 mm.

Die Angaben waren fehlerbehaftet, aber dennoch ausreichend genau, um zu zeigen, dass Teilchenspuren mittels Szintillationslicht auf der Detektoroberfläche des HPD abgebildet werden konnten. Die Ergebnisse sind in Kapitel 4.2.1 genauer diskutiert.

3.3 Hauptversuch mit GeV-Elektronen

3.3.1 Aufbau und Durchführung

Der gesamte Versuchsaufbau befand sich auf einem portablen, optischen Tisch, mit den Maßen $87.5 \times 42.5 \text{ cm}^2$. Der Aufbau war in zwei lichtdichten Kisten platziert, um das Umgebungslicht abzuschirmen. Der Elektronenstrahl traf wie in Abbildung 3.2 eingezeichnet auf den Aufbau. Die äußere Kiste bestand aus Plastik und die innere Kiste aus Karton. Es konnte davon ausgegangen werden, dass die Elektronen nahezu keine Energie beim Durchdringen der Kisten verlieren. Die Position des Szintillators wurde auf der äußeren Kiste markiert und im Strahlgang positioniert.

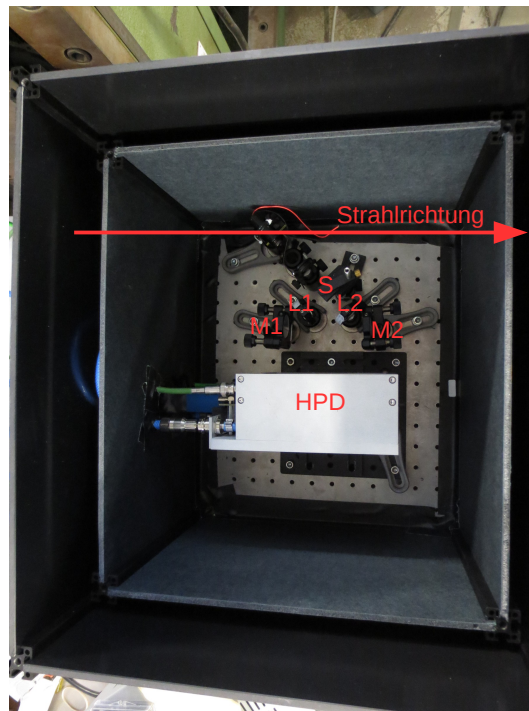


Abbildung 3.2: Die Abbildung zeigt den Aufbau des Versuchs in zwei lichtdichten Kisten.

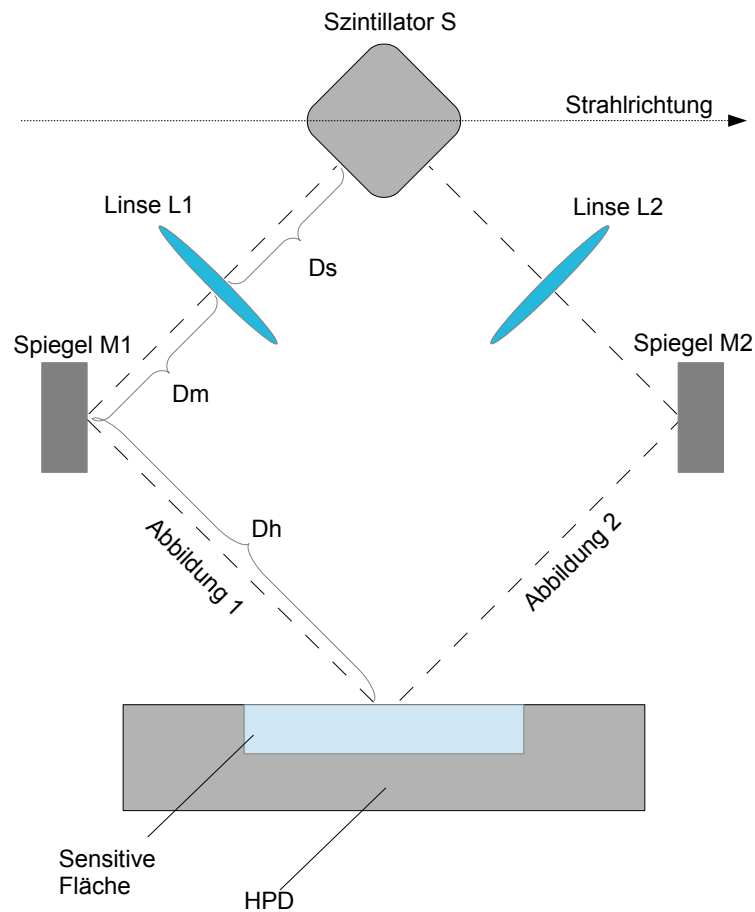
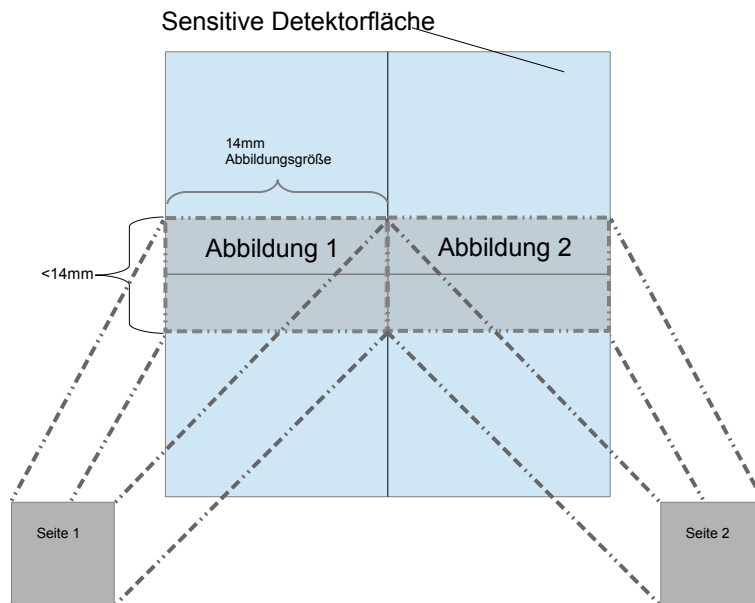


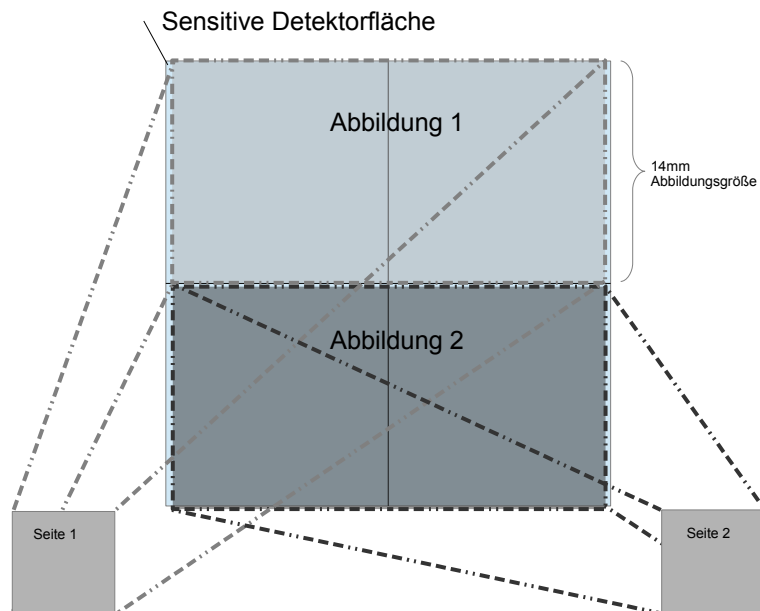
Abbildung 3.3: Die Abbildung zeigt den Aufbau des Versuchs schematisch.

Die Linsen und Spiegel waren wie in Abbildung 3.3 angeordnet. Der Abstand D_s zwischen dem Mittelpunkt des Szintillators und der Linse betrug 34 mm. Die Strecke D_m zwischen der Linse und dem Spiegel betrug 25 mm und der Abstand D_h zwischen dem Spiegel und dem HPD betrug 77 mm. Die Abstände D_m und D_h wurden experimentell ermittelt, da die beiden Abstände nur die Bedingung $D_h + D_m = 112\text{ mm}$ erfüllen mussten. Der Szintillator befand sich in einem Abstand von 98 mm vom HPD. Der Winkel $\angle (S M \text{ HPD})$ betrug rund 91° . Die Spiegel (BB1-E01) und Linsen (lb1761-a) waren von der Firma “Thorlabs”. Die Eigenschaften der optischen Instrumente wurden so gewählt, dass diese für Szintillationslicht mit einer Wellenlänge von 408 nm optimal sind. So hatte der verwendete Spiegel für Licht einer Wellenlänge von 408 nm ein Reflexionsvermögen von über 99.9%. Der Durchmesser des Spiegels betrug 25.4 mm. Die verwendeten Linsen waren beschichtet und für Transmission von Licht in einem Wellenlängenbereich von 350 nm bis 700 nm konzipiert. Brennweite und Durchmesser betrugen jeweils 25.4 mm.

Da die Abbildungen nicht orthogonal, sondern in einem Winkel von rund 37° auf die Detektoroberfläche trafen, war das Bild horizontal verzerrt. Hierbei ist zu beachten, dass sich die 37° auf den Mittelpunkt der Abbildung bezogen.



(a)



(b)

Abbildung 3.4: Abbildung (a) zeigt die zwei Abbildungen des Szintillators, wie sie nebeneinander auf die Detektorfläche projiziert werden. Abbildung (b) zeigt die zwei Abbildungen des Szintillators, wie sie gestreckt und übereinander auf die Detektorfläche projiziert werden und somit die Fläche besser ausnutzen.

Die Randpunkte wurden, je nach Position auf dem Detektor, unter einem anderen Winkel projiziert. Die Fläche, die die Abbildung einnahm, wurde somit breiter. Hätte man die Bilder nebeneinander auf den Detektor abgebildet, so wäre der limitierende Faktor für die Vergrößerung die Breite des verzerrten Bildes gewesen (siehe Abbildung 3.4 (a)). So konnte die maximale Vergrößerung nicht erreicht werden, ohne dass sich die Projektionen überlappen. Um die Fläche des Detektors besser ausnutzen zu können, wurden die Abbildungen übereinander angeordnet (siehe Abbildung 3.4 (b)). So konnten zwei Projektionen mit maximaler Vergrößerung, die nur bei einer orthogonalen Abbildung beide Platz auf der Detektoroberfläche gehabt hätten, abgebildet werden.

Es wurden zwei Teilexperimente durchgeführt. Als erstes traf der Strahl orthogonal auf die Szintillatortoberfläche. Im zweiten Teilexperiment wurde der gesamte Versuchsaufbau so geneigt, dass der Elektronenstrahl unter einem Winkel von 20° auf die Szintillatortoberfläche traf (siehe Abbildung 3.5). Um den Szintillator nicht herausnehmen zu müssen und somit Justierungen zu verstellen, wurde der gesamte optische Tisch gekippt.

Der Versuch mit GeV-Elektronen wurde am “Deutschen Elektronen-Synchrotron” (DESY) durchgeführt. Die Elektronen des Teststrahls T24 hatten eine Energie von rund 5 GeV. Die Flussdichte des Strahls betrug rund $1000 \frac{e^-}{s \cdot cm^2}$. Die Messdauer betrug insgesamt rund 15 Stunden. Der HPD wurde im ToA-Modus mit einer Framerate von rund 10 Frames pro Sekunde betrieben.

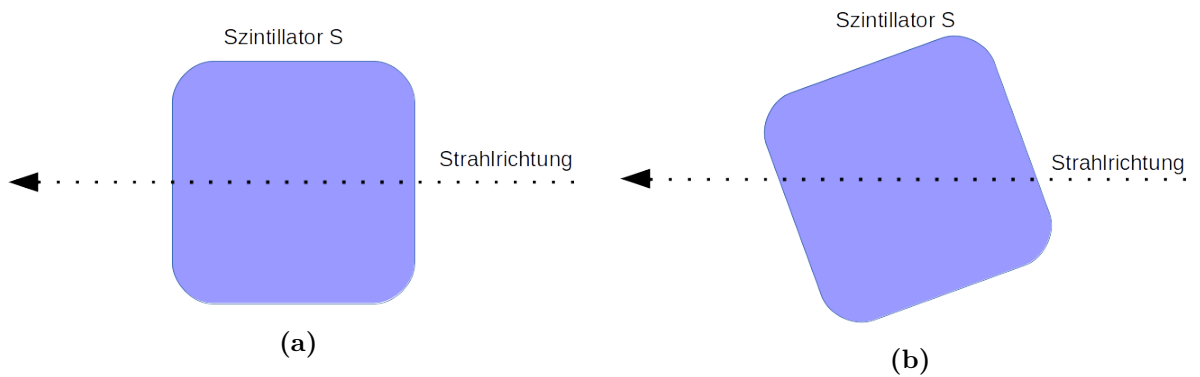


Abbildung 3.5: Abbildung (a) zeigt den Strahldurchgang orthogonal zur Oberfläche des Szintillators und Abbildung (b) den Strahldurchgang um 20° zur Oberfläche gekippt.

3.3.2 Effizienz und Wahl der Parameter

Bei der Abbildung des Szintillators spielt die Wahl der Linsenparameter für die Sammeleffizienz eine wichtige Rolle. Der Abstand der Linse zum Szintillator und der Durchmesser der Linse sind ausschlaggebend für die Sammeleffizienz.

Sei A_L die Querschnittsfläche der Linse mit D dem Linsendurchmesser, A_S die Oberfläche einer gedachten Kugel mit Radius R und μ die Sammeleffizienz. So findet man:

$$A_L = \frac{1}{4} D^2 \pi \quad (3.1)$$

$$A_S = 4 R^2 \pi \quad (3.2)$$

$$\Rightarrow \mu = \frac{A_L}{A_S} = \frac{1}{16} \frac{D^2}{R^2} \quad (3.3)$$

Der Abstand der Linse zum Szintillator ist durch die Brennweite f limitiert. So erreicht man eine optimale Effizienz, wenn $\frac{D}{f}$ maximal wird. Im Versuch wurde eine Linse verwendet, bei der $\frac{D}{f} = 1$.

Die Abstände sind durch die Linsengleichung [13, S. 279]

$$\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad (3.4)$$

und einem Term für die Vergrößerung m [13, S. 362]

$$m = \frac{b}{g} = \frac{b - f}{f} \quad (3.5)$$

festgelegt, wobei g der Abstand zwischen abzubildendem Objekt und Linse und b die Strecke zwischen Linse und Bild des abzubildenden Objekts ist.

Der verwendete Szintillator war ein Würfel mit Kantenlänge 4 mm. Die sensitive Detektorfläche des HPDs war ein Quadrat mit einer Kantenlänge von 28 mm (2 mal die Länge der Kanten der Timepix ASICs). Somit konnten orthogonale Projektionen maximal auf quadratische Flächen mit Kantenlänge 14 mm abgebildet werden. Es konnte also eine maximale Vergrößerung von $m=3.5$ erreicht werden. Durch das in Kapitel 3.3.1 beschriebene übereinander Projizieren der Abbildungen konnte diese Vergrößerung trotz der horizontalen Verzerrung theoretisch erreicht werden.

In den Versuchen stellte sich jedoch heraus, dass eine kleinere Vergrößerung von rund $m = 3.3$ gewählt werden musste. Bedingt durch Unebenheiten auf der Auflagefläche kam es zu einer minimalen Rotation des Szintillators. Dadurch konnte die Detektorfläche nicht mehr optimal ausgenutzt werden und die Vergrößerung musste dementsprechend verkleinert werden.

Man erwartete, dass mit den gewählten Parametern des Aufbaus und der optischen Instrumente noch rund 100 Photonen des Szintillationslichtes eines Teilchendurchgangs auf dem Detektor gemessen werden konnten [1]. Um Fehlerquellen besser ausschließen zu können, wurde eine Justierung aller optischen Geräte durchgeführt.

3.3.3 Justierung

Um zu testen, ob die optischen Instrumente des Versuchsaufbaus richtig eingestellt waren, wurde statt des Szintillators ein einfaches, für optisches Licht transparentes Stück Plastik an die Stelle, an der der Szintillator später platziert wurde, in den Versuch eingebracht. Das Stück Plastik entsprach in Form und Größe dem später verwendeten Szintillator. Das würfelförmige Stück Plastik war an zwei Seiten mit den Nummern “1” und “2” markiert, um die späteren Projektionen der Seiten identifizieren zu können (siehe Abbildung 3.6 (a)). Eine LED befand sich unter dem Plastikwürfel. Dieser wurde beleuchtet und simulierte somit die Lichtemission des Szintillators (siehe Abbildung 3.6 (b)). Da die optischen Instrumente für blaues Licht konzipiert waren, wurde eine LED mit einer Wellenlänge von $\lambda_{LED}=405\text{ nm}$ gewählt. Diese Wellenlänge entsprach in guter Näherung dem Maximum des Emissionsspektrums des Szintillators (408 nm). Die Abbildungen wurden auf einen Schirm, der in Abstand, Form und Größe der sensitiven Detektorfläche des HPD entsprach, projiziert (siehe Abbildung 3.7). Die Beschriftung der beiden Seiten ist in der Mitte der beiden Projektionen zu erkennen. Feineinstellungen konnten so vorgenommen werden.



Abbildung 3.6: Abbildung (a) zeigt einen Plastikwürfel, der zur Justierung benutzt wurde im Größenvergleich mit einer Münze. Abbildung (b) zeigt die Anordnung von LED und Plastikwürfel für die Justierung der optischen Geräte.

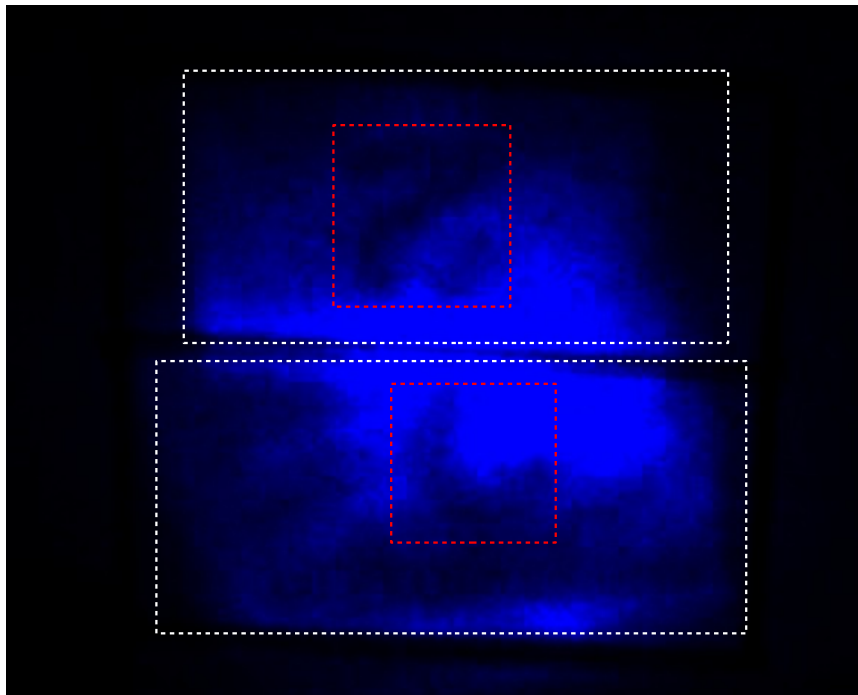


Abbildung 3.7: Die Abbildung zeigt ein Foto der Projektionen (weiß umrahmt), des mit “1” und “2” beschrifteten Plastikwürfels. Die beiden Zahlen (oben “2” und unten “1”) sind wie erwartet spiegelverkehrt abgebildet (rot umrahmt). Aufgrund der geringen Lichtmenge der LED sind die Abbildungen auf dem Foto nur undeutlich zu erkennen.

4 Datenauswertung und Ergebnisse

4.1 Methoden zur Spuridentifikation

Die Frametime bestimmt, wie lange ein Pixel Signale aufnimmt, bis er ausgelesen wird. In den Versuchen wurden rund 10 Frames pro Sekunde aufgenommen. Somit produzierte der HPD in einer Stunde rund 36000 Frames an Daten. Um aus der großen Menge an Daten die Frames, die eine bestimmte Anordnung von Pixeln enthalten (wie beispielsweise geradlinige Spuren), herauszufiltern, wurde ein Auswertungsprogramm von Thomas Gleixner verwendet.

4.1.1 ToA-Cluster

Um in einem Frame die Pixel zu finden, die aufgrund derselben Ursache angesprochen worden sind, ist deren ToA-Wert von entscheidender Bedeutung. Die Photonen, die durch ein einfallendes Teilchen im verwendeten Szintillator ausgelöst worden sind, treffen nahezu gleichzeitig auf die Photokathode des HPD. Demnach verursachen die Photonen auch nahezu zeitgleich Signale auf den Pixelmatrizen im HPD. Die dadurch angesprochenen Pixel haben also auch alle denselben, oder einen gering voneinander abweichenden ToA-Wert.

In der Auswertung wurden Frames, in denen häufig Pixel mit ähnlichem ToA-Wert auftraten, gesucht. Abbildung 4.1 zeigt das ToA-Histogramm eines Elektronendurchgangs im Szintillator. Man erkennt, dass bestimmte ToA-Werte häufiger auftreten als andere. Man geht also davon aus, dass die Pixel mit bestimmten, häufig auftretenden ToA-Werten aufgrund derselben Ursache angesprochen worden sind.

Die Abweichung der einzelnen ToA-Werte, der meisten dieser Pixel, betrug rund 5 Clockschläge. Es wurde also nach einer bestimmten Mindestanzahl von Pixeln, deren ToA-Wert nicht weiter als 10 Clockschläge voneinander abwich gesucht.

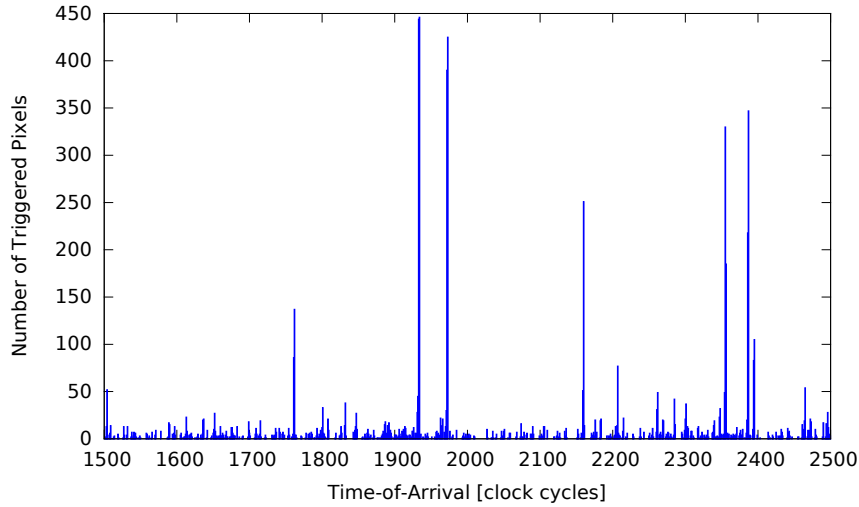


Abbildung 4.1: Die Abbildung zeigt ein typisches ToA-Spektrum eines Frames, auf dem ein Elektronendurchgang zu erkennen ist. Auf der x-Achse ist der ToA-Wert in Clockschlägen und auf der y-Achse die Anzahl der Pixel mit dem jeweiligen ToA-Wert aufgetragen. Bei einem ToA-Wert von rund 1930 und 1980 sind starke Häufungen zu erkennen [1].

Eine Mindestanzahl von 400 angesprochenen Pixeln in diesem ToA-Intervall erwies sich bei der Suche als optimaler Wert.

Zudem werden Photonen, die entlang einer Teilchenspur im Szintillator entstehen, räumlich näher beieinander auf dem Detektor abgebildet. Auf dem Detektorbild haben Pixel, die aufgrund solcher Spuren angesprochen worden sind, einen geringeren Abstand zueinander, als andere Pixel. Eine weitere Bedingung, die man also an die gesuchten Frames stellt, ist ein Maximalabstand der Pixel zueinander, die den oben genannten ToA-Bedingungen entsprechen. Dabei können zwei Pixel weiter voneinander entfernt sein als der Maximalabstand, sofern ein dritter Pixel von beiden Pixeln nicht weiter als dieser Maximalabstand entfernt ist. Eine maximale räumliche Distanz von 50 Pixeln erwies sich bei der Suche als optimaler Wert.

Die Pixel eines Frames, die zeitlich und räumlich den Bedingungen entsprachen, wurden zu einem sog. “ToA-Cluster“ zusammengefasst. Die Bestimmung der ToA-Clustern in den Frames vereinfachte die Suche nach atmosphärischen Myonen deutlich.

4.1.2 Geradlinige Spuren

Die Photonen entstehen entlang der Bahn, die das Teilchen im Szintillator beschreibt. Man erwartet also, dass die Photonen in Form einer linearen Spur auf die Photokathode treffen. Daraus ergibt sich, dass die durch diese Photonen angesprochenen Pixel auch in Form dieser geradlinigen Spur auf dem Detektorbild auftreten müssen. Abbildung 4.2 (a) zeigt eine solche, geradlinige Spur.

Um Frames, die solche Spuren enthielten zu identifizieren, reichten die räumlichen und zeitlichen Bedingungen, die an ToA-Cluster gestellt wurden, nicht aus. Mittels einer “Hough-Transformation“, konnten Frames, die einen ToA-Cluster in einer geradlinigen Form enthielten, isoliert werden.

Die Hough-Transformation ist ein Verfahren, mit dem parametrisierbare Formen, wie beispielsweise lineare Spuren auf einem Detektorbild, gefunden werden können. In den Frames wurden die Winkel α_i zwischen der x-Achse und den Verbindungs-
linien aller Pixelpaare eines ToA-Clusters bestimmt (siehe Abbildung 4.3). Pixel, die nicht Teil eines ToA-Cluster waren, wurden nicht mit einbezogen.

Die Häufigkeit jedes Winkels wurde bestimmt. Trägt man diese in ein Histogramm ein, stellt man fest, dass die Winkel der Pixelpaare, die Teil einer geradlinigen Spur sind, häufiger auftreten als andere. Abbildung 4.2 (b) zeigt das Winkelhistogramm für die Hough-Transformation des in Abbildung 4.2 (a) gezeigten Frames, der eine geradlinige Spur enthält. Man erkennt eine Häufung bei Winkeln von rund 100° und 280° . Abbildung 4.2 (d) zeigt das Winkelhistogramm für die Hough-Transformation des in Abbildung 4.2 (c) gezeigten Frames. Auf dem Frame sind keine geradlinigen Spuren zu erkennen. Die Winkel treten im zugehörigen Histogramm alle ungefähr gleich häufig auf.

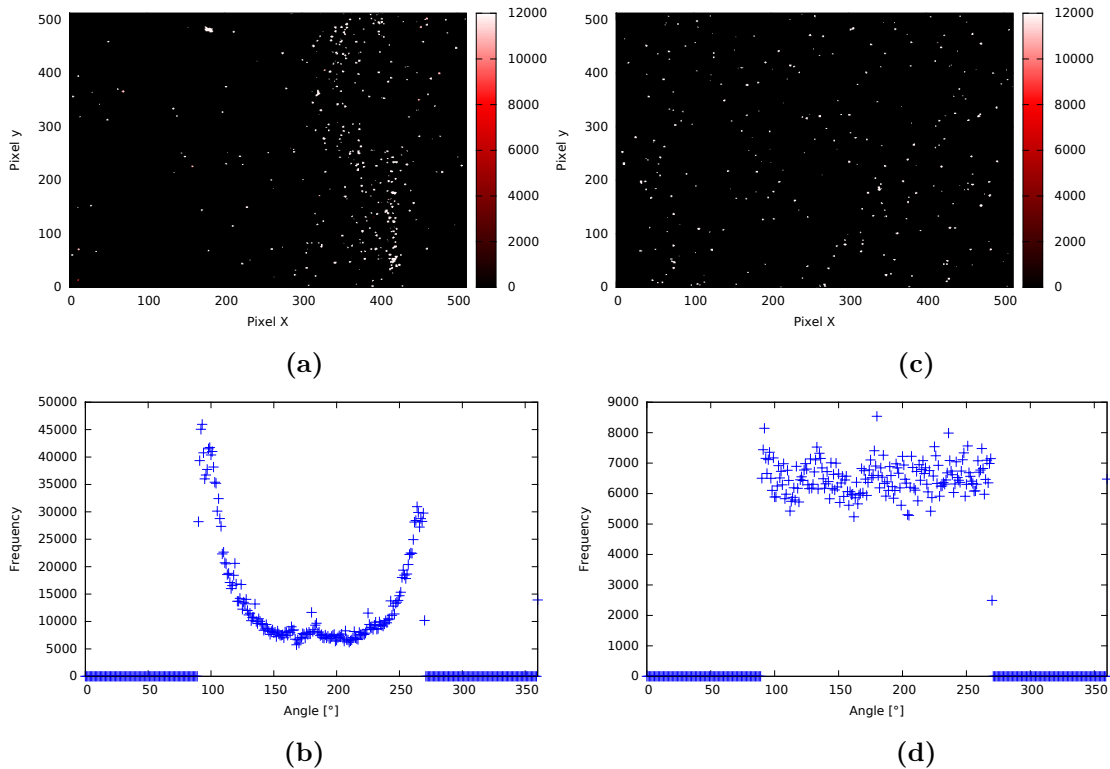


Abbildung 4.2: Abbildung (a) zeigt den Frame, zum Winkelspektrum der Hough-Transformation in Abbildung (b). Aufgrund der linearen Spur treten hier bestimmte Winkel häufiger auf. Abbildung (c) zeigt den Frame, zum Winkelspektrum der Hough-Transformation in Abbildung (d). Hier liegt keine lineare Spur vor. Die Winkel treten alle ungefähr gleich häufig auf [1].

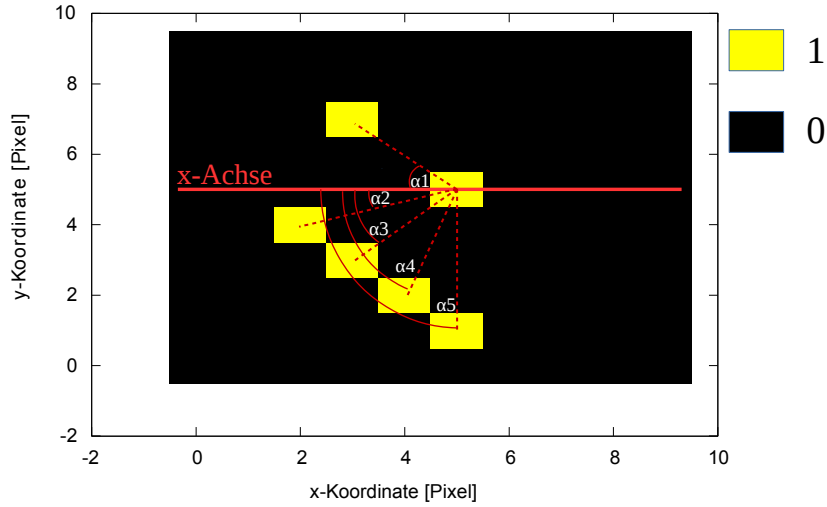


Abbildung 4.3: Die Abbildung zeigt verschiedene angesprochene Pixel (gelb). Jeder Winkel α_i zwischen der x-Achse und der Verbindungslinie aller Pixelpaare wird bestimmt. In der Abbildung ist dies exemplarisch für 5 Pixelpaare dargestellt.

Um zu bestimmen, ob eine lineare Spur in einem Frame vorlag, wurden also Bedingungen an die Häufigkeiten der auftretenden Winkel gestellt. Zuerst ermittelte man die 30% der Winkel mit den kleinsten Häufigkeiten. Von den Häufigkeiten dieser Winkel wurde der Mittelwert berechnet. Anschließend bestimmte man die absolute Abweichung der Häufigkeiten aller Winkel zu diesem Mittelwert. Dann wurde der Durchschnitt aller dieser Abweichungen berechnet. Lag dieser Durchschnitt unter 800, wurde der Frame ignoriert [1].

4.2 Auswertung und Ergebnisse der Versuche

4.2.1 Atmosphärische Myonen

Mit den Methoden der Spuridentifikation konnten Myonenspuren im Szintillator nachgewiesen werden. Auf den Abbildungen 4.4 sind geradlinige Spuren zu erkennen.

In Abbildung 4.4 (a) verläuft die Teilchenspur vermutlich annähernd parallel zur Objektebene (Bereich, in dem ein Objekt scharf abgebildet wird). In der Regel traten die Teilchen allerdings durch die Objektebene, was dazu führte, dass die Teilchenspuren im Verlauf breiter wurden (siehe Abbildung 4.4 (b) und (c)). Die Abbildungen 4.4 (b) und (c) zeigen zwei Spuren von Myonen, die die Objektebene im Szintillator passiert haben. Man trifft die Annahme, dass die Myonen von oben nach unten durch den Szintillator getreten sind. So ist das Myon der Abbildung (b) auf Höhe der Objektebene eingetreten und hat sich auf dem Weg durch den Szintillator von der Objektebene entfernt. Das Myon der Abbildung (c) hat sich auf die Objektebene zu bewegt.

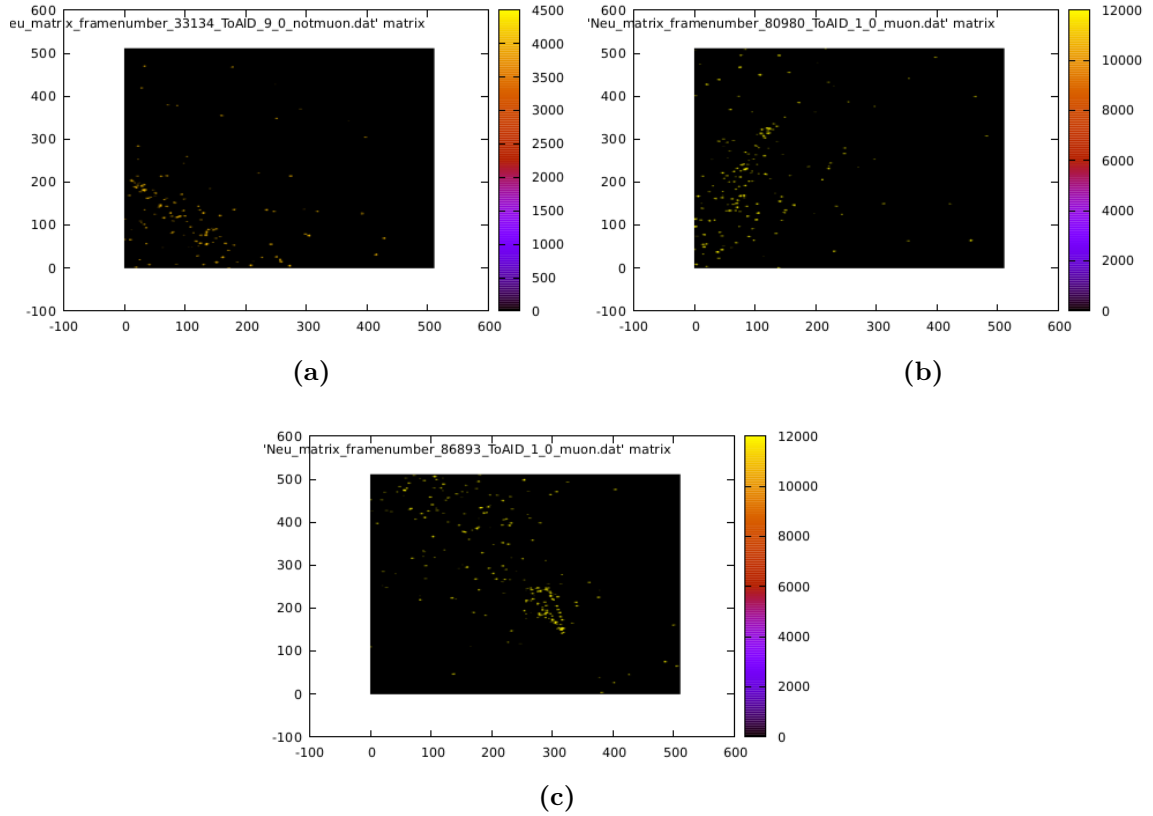


Abbildung 4.4: Die Abbildungen (a), (b) und (c) zeigen geradlinige Spuren atmosphärischer Myonen im Szintillator. In Abbildung (b) und (c) tritt das Myon vermutlich durch die Objektebene.

Die Ergebnisse des Versuchs mit atmosphärischen Myonen haben gezeigt, dass die Propagation ionisierender Teilchen in einem Szintillator mittels Szintillationslichtes als zweidimensionale Spur auf einem Detektor abgebildet werden kann. Diese Ergebnisse waren ausschlaggebend für das weiterführende Experiment zur Untersuchung dreidimensionaler Spuren mit GeV-Elektronen.

4.2.2 3D-Rekonstruktion

Die folgende dreidimensionale Rekonstruktion der Daten wurde von Thomas Gleixner und Mykahylo Filipenko durchgeführt [1].

Photonen, die vom HPD wahrgenommen werden, sprechen nicht nur einen Pixel auf dem Timepix-ASIC an, sondern verursachen eine Elektronenlawine, die in mehreren Pixeln ein Signal erzeugt. Solche “Photonen-Cluster“ sind im Detektorbild als Fleck sichtbar (siehe Kapitel 2.2). Pro Photon geben rund 3 - 5 Pixel ein Signal aus. Da für jede Elektronenspur eine Lichtmenge von rund 100 Photonen erwartet wurde, wurden alle Frames, die weniger als 400 angesprochene Pixel enthielten, entfernt. So konnte ein Großteil der Frames, die ausschließlich Hintergrundrauschen enthielten, aussortiert werden.

Um aus den verbliebenen, in Frage kommenden Frames diejenigen zu isolieren, die eine geradlinige Spur enthielten, wurde eine Hough-Transformation durchgeführt (siehe Kapitel 4.1.2).

Dann wurden die Positionen aller Photonen-Cluster in den übrig gebliebenen Frames bestimmt. Da der ToA-Wert der Pixel in einem Photonen-Cluster ähnlich groß war und die Pixel alle direkt miteinander zusammenhingen, konnten die Photonen-Cluster durch eine Suche nach ToA-Clustern bestimmt werden. Hierbei wurde der maximale Abstand, den die Pixel eines ToA-Clusters zueinander haben durften 0 gewählt.

Weiter wurde von jedem Photonen-Cluster der Mittelpunkt bestimmt. Zu diesem Zweck wurde der Mittelwert aller x-Koordinaten, sowie der Mittelwert aller y-Koordinaten der Pixel in einem Photonen-Cluster berechnet. Die Mittelwerte ergaben die Koordinaten des Mittelpunktes.

Um nun herauszufinden, welche Photonen-Cluster Teil der Spur des Teilchens im Szintillator waren, wurde ein bestimmter Radius um jeden Photonen-Cluster festgelegt. Innerhalb dieses Radius musste sich eine bestimmte Anzahl an weiteren Photonen-Clustern befinden. Da die Photonen-Cluster, die Teil der Teilchenspur waren, dichter beieinander lagen, konnte so ein Großteil dieser Photonen-Cluster ausfindig gemacht werden. Ein maximaler Radius von 30 Pixeln und eine Mindestanzahl von 8 darin vorkommenden Photonen-Clustern erwies sich bei der Auswertung als optimaler Wert. Alle Pixel, die nicht Teil von Photonen-Clustern, die auf der Spur lagen, waren, wurden entfernt. Abbildung 4.5 (a) und (b) zeigen beide denselben Frame, der eine geradlinige Spur enthält. In Abbildung 4.5 (b) wurden alle Pixel, die nicht der Spur zugeordnet wurden, entfernt. Der Grund für diese “Säuberung” des Frames war, dass die dreidimensionale Positionsbestimmung über eine Mittelung bestimmter Bereiche funktionierte (siehe unten). Pixel, die nicht Teil der Spur waren, wurden somit nicht einbezogen.

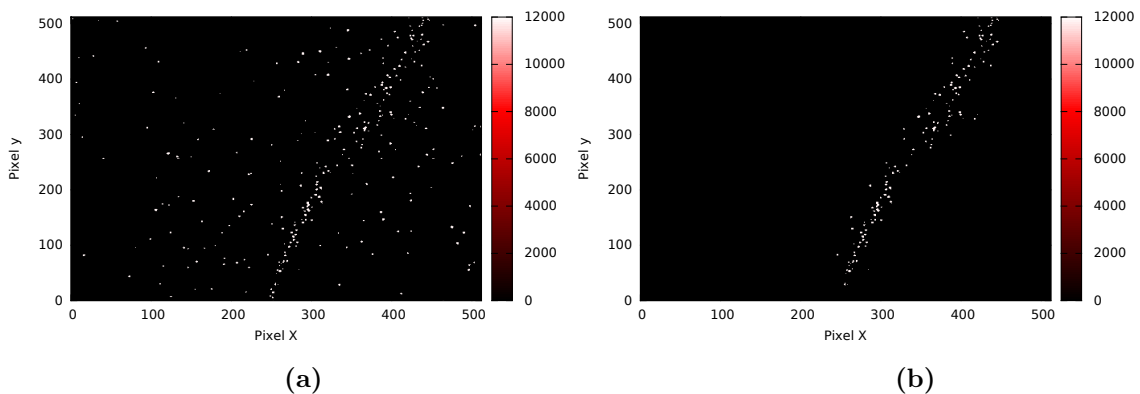


Abbildung 4.5: Abbildung (a) zeigt einen Frame mit Spur vor Entfernen des Hintergrundes und unnötiger Cluster und Abbildung (b) zeigt den selben Frame danach [1].

Das Detektorbild eines Frames, bei dem störende Pixel entfernt wurden, zeigte nun nur noch die Abbildung einer Teilchenspur, die aus zwei verschiedenen Perspektiven aufgenommen wurde. Die yz -Ebene des Szintillators wurde auf die obere Hälfte und die yx -Ebene des Szintillators auf die untere Hälfte des Detektors projiziert. Um nun dreidimensionale Koordinatenpunkte zu erhalten, wurde jede Hälfte zunächst in 256 gleich dicke Streifen eingeteilt (siehe Abbildung 4.6 (a)). Somit war jeder Streifen genau 1 Pixel dick. Diese Streifen entsprachen im Szintillator dünnen Ebenen, den sog. “slices“, die parallel zur xz -Ebene im Szintillator lagen. Nun wurden die slices y_i wieder zu dickeren Ebenen y_{Di} zusammengefasst. In diesem Zusammenhang spricht man vom sog. “slice binning“. Die Streifen der Projektionen der yx - bzw. yz -Ebene wurden somit auch zu mehreren zusammengefasst (siehe Abbildung 4.7). Von jedem angesprochenem Pixel eines zusammengefassten Streifens wurde die x - bzw. z -Position bestimmt. Alle angesprochenen Pixel, mit demselben x - bzw. z -Wert in einem zusammengefassten Streifen, wurden addiert. So ergab sich für jeden zusammengefassten Streifen ein Histogramm getroffener Pixel. In diese Verteilung wurde dann eine Gaußkurve gefittet (siehe Abbildung 4.6 (b)). Von dieser Gaußkurve wurde der Schwerpunkt bestimmt. Dieser Schwerpunkt gab die x - bzw. z -Position eines dreidimensionalen Koordinatenpunktes an. Für jede dickere Ebene y_{Di} konnte so ein Koordinatenpunkt in ein dreidimensionales Koordinatensystem eingetragen werden.

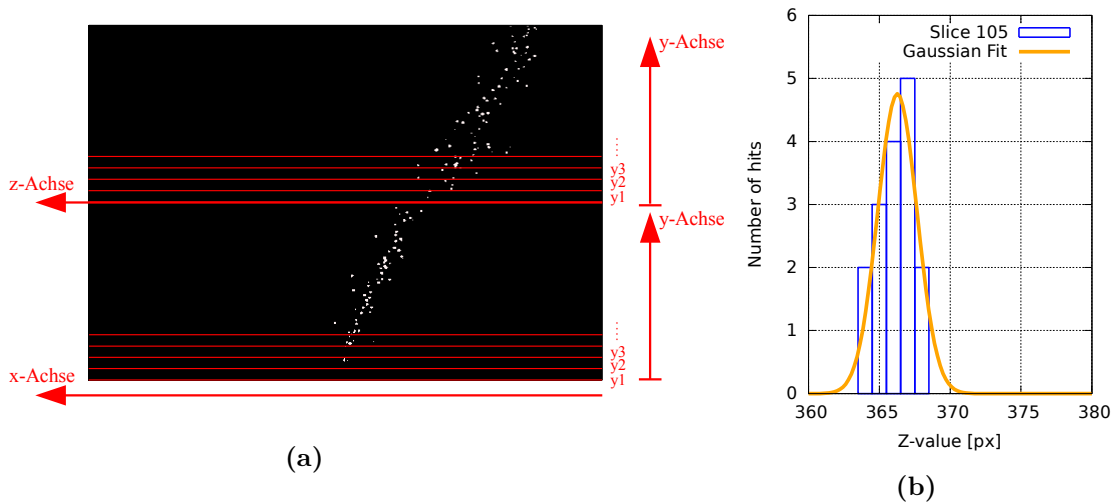


Abbildung 4.6: Abbildung (a) zeigt die Einteilung des Frames in gleich große Streifen. Abbildung (b) zeigt eine Gaußkurve, die in ein Pixelhistogramm verschiedener Ebenen gefittet wurde [1].

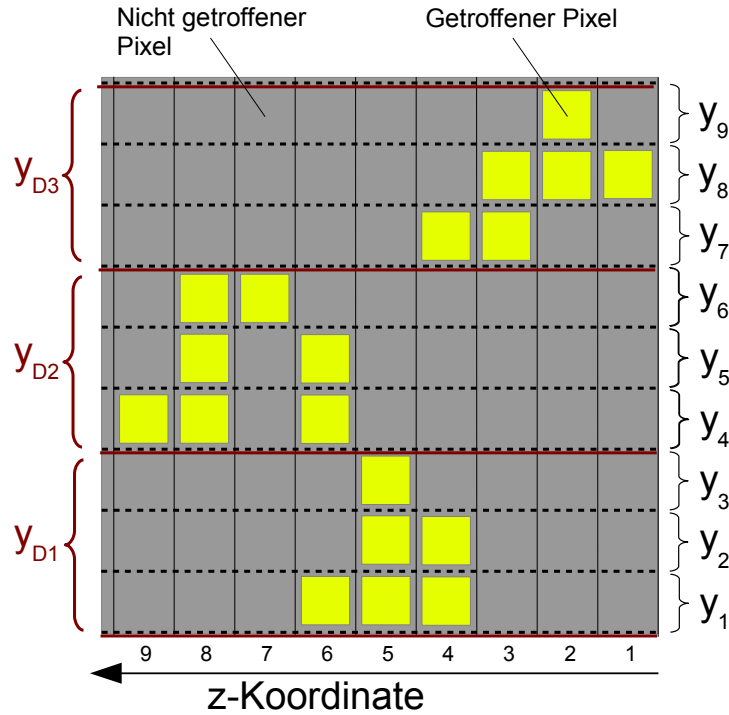


Abbildung 4.7: Die Abbildung zeigt die projizierte yz-Ebene des Szintillators. Die einzelnen slices y_i werden zu dickeren Ebenen y_{Di} zusammengefasst. Somit ergeben sich auch dickere Streifen auf dem Detektorbild.

Die Abbildungen 4.8 (a) und (b) zeigen zwei der rekonstruierten Spuren. Analog zu den Versuchen mit atmosphärischen Myonen propagierten die Elektronen nicht direkt in der Objektebene durch den Szintillator. Das Auflösungsvermögen war dementsprechend verschlechtert. Als Resultat wurde die auf dem Detektor abgebildete Spur breiter.

Da die Pixel eines zusammengefassten Streifens in eine Gaußkurve gefittet worden sind, ergab sich für den berechneten Schwerpunkt, der einen Koordinatenpunkt darstellte, ein Fitfehler. Der Fehler, der sich daraus ergab, war ausschlaggebend für die Genauigkeit der Position der Spur im Szintillator. Er gab Aufschluss darüber, wie nahe zwei Spuren noch beieinander liegen durften, um noch unterschieden werden zu können. Abbildung 4.8 (c) zeigt ein Histogramm des Fitfehlers für dickere Ebenen aus 1, 2, 5, und 10 slices. Die Menge der dickeren Ebenen, die in diesem Histogramm auf der y-Achse aufgetragen sind, ergibt sich aus vielen aufgenommenen Spuren. Betrachtet man in diesem Diagramm nur den ersten Peak, der zwischen 0 und 2 Pixeln liegt, so ergab sich im besten Fall eine durchschnittliche Positionsgenauigkeit von rund 28 μm .

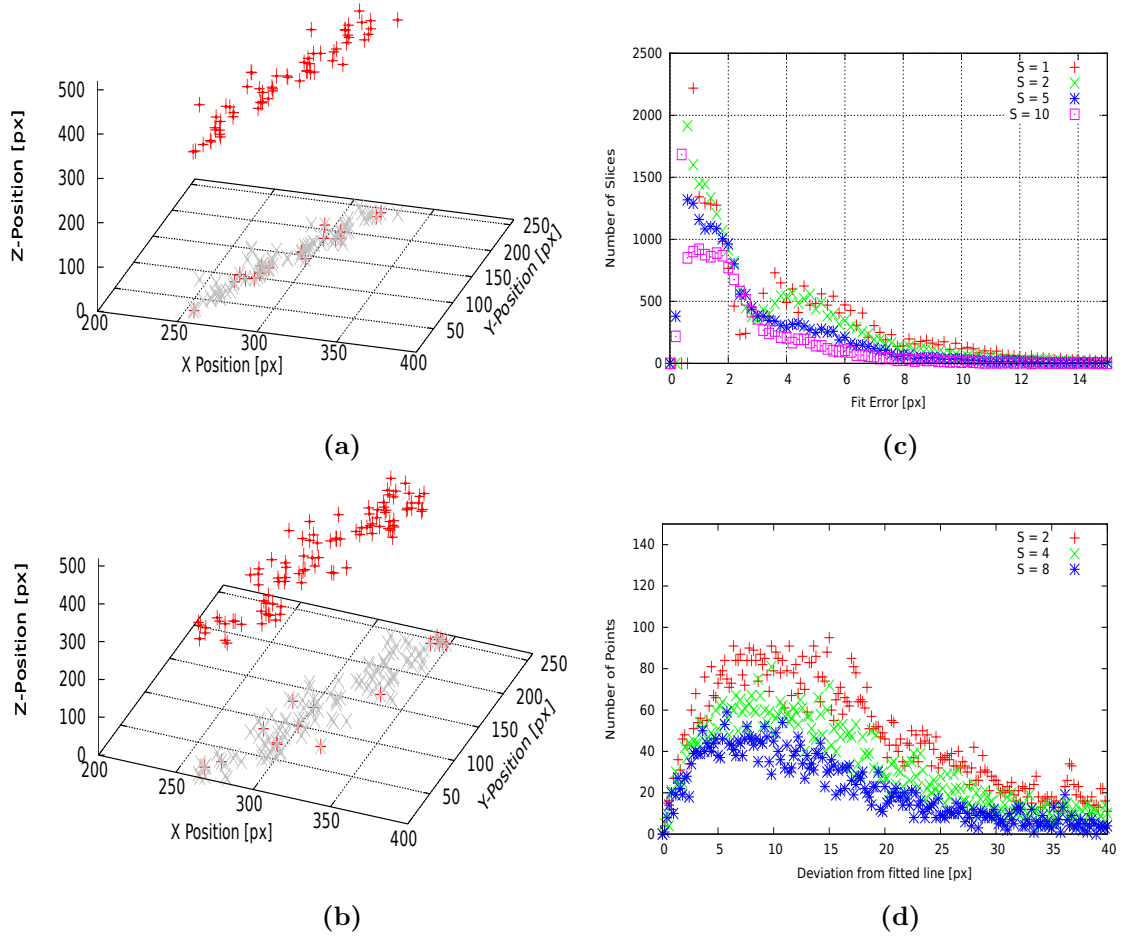


Abbildung 4.8: Die Abbildungen (a) und (b) zeigen die dreidimensionale Rekonstruktion einer Elektronenspur im Szintillator. Abbildung (c) zeigt den Fitfehler für verschiedene Ebenendicken. Abbildung (d) zeigt die Abweichung der Datenpunkte von der gefitteten linearen Funktion aufgetragen gegen die Anzahl der Datenpunkte [1].

Ebenendicke	Auflösung des Fitfehlers	Standardabweichung der Fitgeraden
1	68.8 μm	-
2	45.0 μm	202.3 μm
4	-	168.3 μm
5	40.0 μm	-
8	-	136.6 μm
10	38.3 μm	-

Tabelle 4.1: Die Tabelle zeigt den Fehler, der sich beim Fitten an die Pixel und den Fehler der sich beim Fitten der Geraden in die Datenpunkte ergibt für verschiedene Ebenendicken, multipliziert mit der Pixelgröße von 55 μm und dividiert mit der Vergrößerung 3.3 [1].

In die Koordinatenpunkte, die sich durch das slice binning ergaben, wurde eine lineare Funktion gefittet. Durch die hohe Statistik, die sich durch die Menge der Datenpunkte ergab, ist die Annahme, dass sich das Teilchen entlang der gefitteten Gerade bewegt hat, gerechtfertigt. Eine weitere, plausible Möglichkeit die Ortsauflösung anzugeben ist, die Standardabweichung der Datenpunkte zu dieser Geraden zu berechnen (siehe Abbildung 4.8 (d)). Tabelle 4.1 zeigt Werte für die Standardabweichung der gefitteten Gerade und den durchschnittlichen Fitfehler für verschiedene Ebenendicken, multipliziert mit der Pixelgröße von $55\text{ }\mu\text{m}$ und dividiert durch die Vergrößerung von 3.3.

Man erkennt aus den Werten, dass eine bessere Ortsauflösung erzielt werden konnte, wenn man mehrere slices zu einer dickeren Ebene zusammengefasst hat. Allerdings galt dies im durchgeführten Versuch nur, weil eine lineare Spur vorlag. Spuren, die starke Krümmungen aufweisen, würden so schlechter aufgelöst werden. Mit der kleinsten Ebenendicke von 1 slice konnte die Position mit einer Genauigkeit von rund $70\text{ }\mu\text{m}$ bestimmt werden.

4.3 Verbesserung der Ortsauflösung durch Anpassen der Schärfentiefe

In den Versuchen hat sich gezeigt, dass sich die Spuren der Teilchen, die durch die Objektebene traten, stark verbreiterten. Die dafür verantwortliche geringe Schärfentiefe ist eines der Hauptprobleme bei der genauen Spurrekonstruktion von Teilchen.

Der folgende Abschnitt bezieht sich auf [13, S. 361]. Eine Herleitung der Gleichungen 4.2 und 4.4 kann in genannter Referenz gefunden werden.

Die Schärfentiefe ist ein Maß dafür, wie weit ein abzubildendes Objekt außerhalb des Fokus oder der Objektebene sein darf und trotzdem noch mit hinreichender Schärfe abgebildet wird.

Man betrachtet einen Punkt A, der im Abstand a_0 von einer Linse mit der Brennweite f und dem Durchmesser D auf den Punkt B im Abstand b_0 von der Linse abgebildet wird. Verschiebt man den Punkt A im Abstand a_v zu einem Punkt A_v , der näher an der Linse liegt, so vergrößert sich die Abbildung. Der ursprüngliche Punkt B wird auf dem Schirm zu einer Fläche mit dem Durchmesser u . Es bildet sich im Abstand b_v ein neuer Punkt hinter dem Schirm, auf den der Punkt A_v scharf abgebildet wird. Dasselbe passiert, wenn man den Punkt A im Abstand a_h zu einem Punkt A_h verschiebt. Es bildet sich im Abstand b_h ein neuer Punkt vor dem Schirm, auf den der Punkt A_h abgebildet wird. Abbildung 4.9 stellt dies schematisch dar.

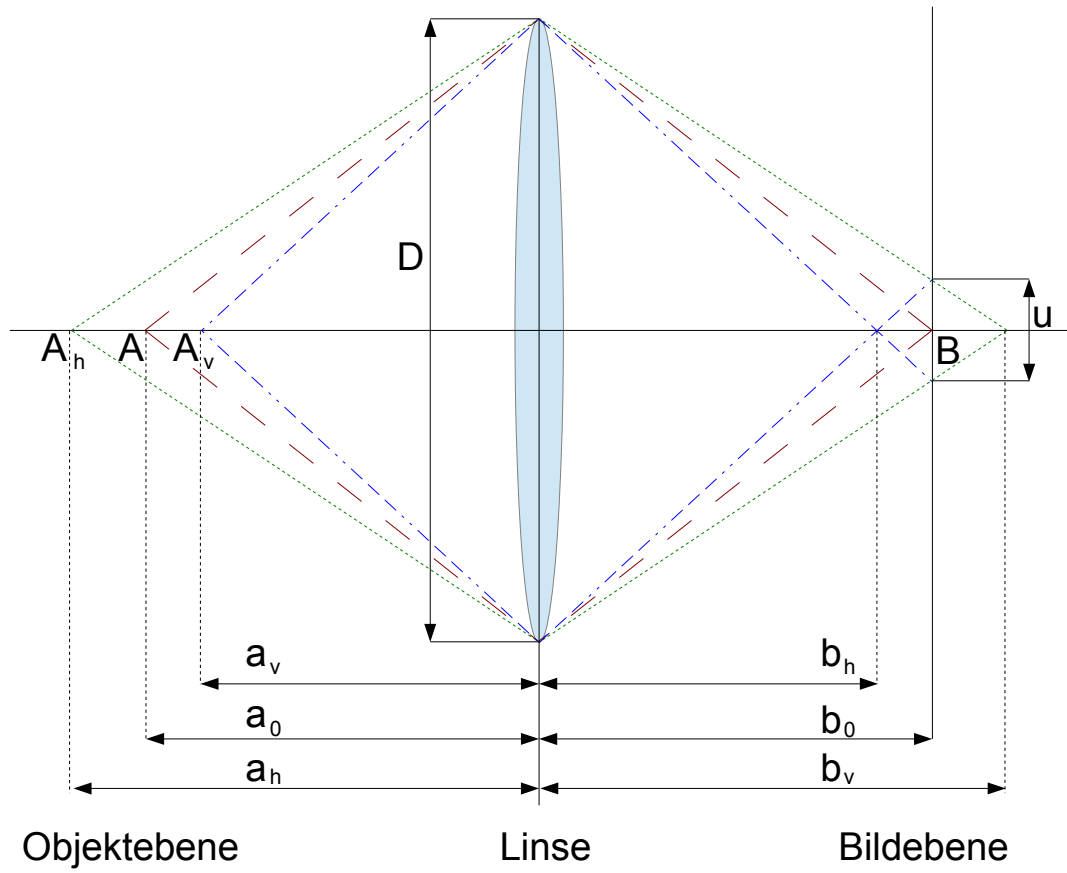


Abbildung 4.9: Die Abbildung zeigt schematisch, wie Ungenauigkeit der Projektion durch Verlassen der Objektebene bedingt ist.

Man findet nun [13, S. 361]:

$$\Delta a_v = a_0 - a_v \quad (4.1)$$

$$= \frac{b_0 f^2 u}{(b_0 - f)(D b_0 - D f + u f)} \quad (4.2)$$

$$\Delta a_h = a_h - a_0 \quad (4.3)$$

$$= \frac{b_0 f^2 u}{(b_0 - f)(D b_0 - D f - u f)} \quad (4.4)$$

Hierbei müssen a_0 , b_0 und f der Linsengleichung (Gleichung 4.6) und einem Faktor für die Vergrößerung (Gleichung 4.7) entsprechen:

$$\frac{1}{a_0} + \frac{1}{b_0} = \frac{1}{f} \quad (4.5)$$

$$m = \frac{b_0}{a_0} \quad (4.6)$$

Gibt man nun eine maximale Ungenauigkeit u , einen maximalen Bereich Δa_v , in dem ein abzubildendes Objekt in Richtung der Linse von der Objektebene entfernt sein darf und einen maximalen Bereich Δa_h , in dem ein abzubildendes Objekt in entgegengesetzter Richtung zur Linse von der Objektebene entfernt sein darf an, so erhält man einen funktionalen Zusammenhang, zwischen den Parametern D und f , die die genannten Bedingungen erfüllen. Für den vorderen Bereich Δa_v gilt damit:

$$f(D) = \Delta a_v \frac{m(Dm + u)}{(m + 1)u} \quad (4.7)$$

Und für den hinteren Bereich Δa_h gilt:

$$f(D) = \Delta a_h \frac{m(Dm - u)}{(m + 1)u} \quad (4.8)$$

Ebenso lässt sich für feste f , D , m und Δa_h bzw. Δa_v die Ungenauigkeit bestimmen.

$$u = \frac{Dm}{\frac{f(m+1)}{\Delta a_h m} + 1} \quad (4.9)$$

$$u = \frac{Dm}{\frac{f(m+1)}{\Delta a_v m} - 1} \quad (4.10)$$

In den durchgeführten Versuchen zur dreidimensionalen Spurrekonstruktion wurde auf die Mitte des Szintillators scharf gestellt. Es ergab sich eine Ungenauigkeit von $u \approx 5$ mm bei einem vorderen Maximalabstand $\Delta a_v = 2$ mm (von der Mitte bis zum Rand des Szintillators), einer Brennweite von $f = 25.4$ mm, einem Linsendurchmesser von $D = 25.4$ mm und einer Vergrößerung von $m = 3.3$. Für den hinteren Bereich $\Delta a_h = 2$ mm ergab sich mit den Parametern eine Ungenauigkeit von $u \approx 4.8$ mm.

Legt man nun eine maximale Ungenauigkeit für ein Experiment fest (bei sonst gleichbleibenden Parametern), lassen sich die Eigenschaften der Linse, die man zum Erreichen dieser Genauigkeit verwenden muss, bestimmen. Abbildung 4.10 zeigt für verschiedene, maximale Ungenauigkeiten die Brennweite in Abhängigkeit des Durchmessers der Linse. Alle anderen Parameter sind wie im Versuch gewählt. Die Rechnung wurde für den vorderen Bereich des Szintillators angestellt.

Da die Sammeleffizienz μ proportional zu $(\frac{D}{f})^2$ ist, nimmt diese stark mit der Genauigkeit ab. Wählt man beispielsweise eine Linse, mit einem wie im Versuch zur dreidimensionalen Spurrekonstruktion verwendeten Durchmesser von 25.4 mm, so muss diese für eine maximale Ungenauigkeit von 1 mm eine Brennweite von rund 130 mm haben. Die Sammeleffizienz wäre damit, im besten Fall, um einen Faktor von rund 26 kleiner.

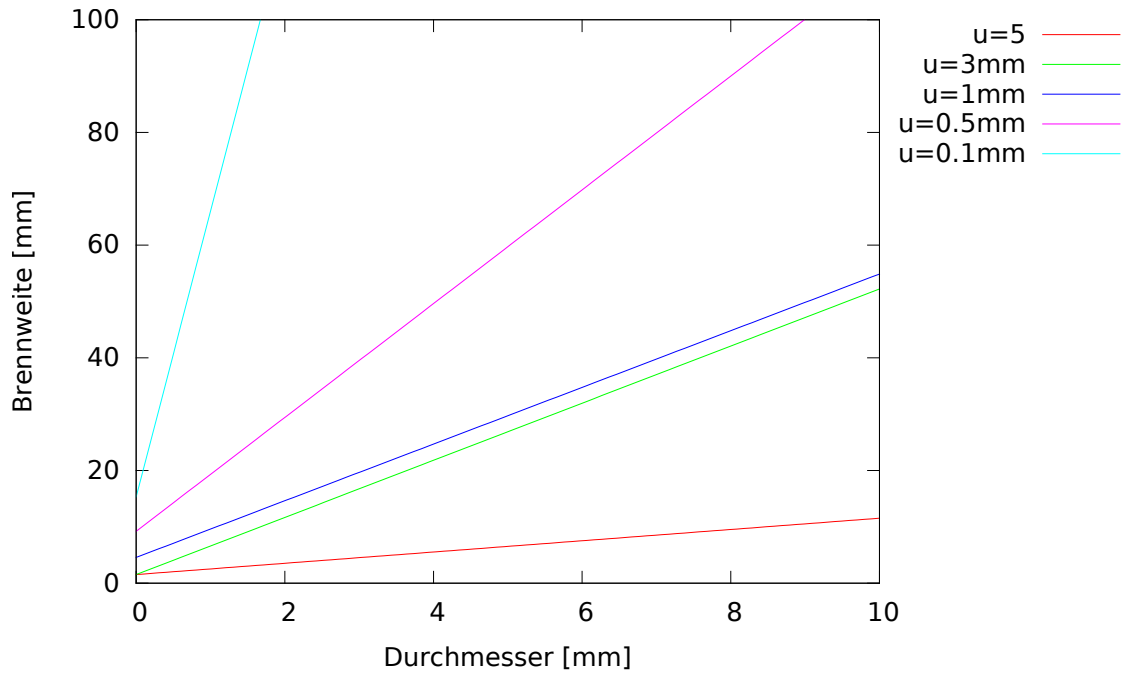


Abbildung 4.10: Die Abbildung zeigt die Linsenparameter für verschiedene, maximale Ungenauigkeiten u für den vorderen Bereich Δa_v des im Versuch verwendeten Szintillators. Die Vergrößerung beträgt, wie auch in den Experimenten, 3.3.

Legt man die Sammeleffizienz für den Versuch fest, kann die maximale Ungenauigkeit berechnet werden. Soll diese beispielsweise nur mindestens ein Viertel so groß sein, wie die im Versuch erzielte Sammeleffizienz, so findet man, dass $u \approx 2.5$ mm. Die Schärfentiefe zu verbessern ist also nur bis zu einem gewissen Grad möglich, da die Sammeleffizienz sonst unverhältnismäßig klein wird. Ein Optimum kann allerdings noch gefunden werden.

5 Fazit

Die Versuchsergebnisse zeigen deutlich, dass eine Spurrekonstruktion mittels Szintillationslicht möglich ist. Vor allem die dreidimensionalen Spuren konnten besser als erwartet aufgelöst werden. Obgleich des einfachen Versuchsaufbaus, der einem qualitativen Experiment genügen sollte, konnten die dreidimensionalen Spuren mit einer Ortsauflösung von $28\text{ }\mu\text{m}$ bis $202.3\mu\text{m}$ [1] bestimmt werden. Im Versuch wurde besonderer Wert auf die Sammeleffizienz gelegt. Ein optischer Versuchsaufbau, der durch die Wahl anderer Linsen eine bessere Schärfentiefe liefert, ist zur genaueren Ortsauflösung besser geeignet. Allerdings nimmt die Sammeleffizienz mit Erhöhen der Genauigkeit ab. Die Menge der im Szintillator ausgelösten Photonen (und damit auch die Sammeleffizienz) variiert außerdem je nach Art der beobachteten Teilchen und des verwendeten Szintillatormaterials. Für die Sammeleffizienz muss also, je nach Experiment eine untere, noch akzeptable Grenze gefunden werden, um das Optimum der Genauigkeit zu erreichen.

Einer der Anwendungsbereiche könnte die Suche nach dem neutrinolosen doppelten β -Zerfall sein. Die Spurrekonstruktion kann benutzt werden, um den Hintergrund zu eliminieren und die Genauigkeit der Beobachtung zu erhöhen [1].

Ein weiterer Anwendungsbereich könnte das Einzelphotonen “Compton-Imaging“ sein, bei dem die Spurrekonstruktion benutzt werden kann, um Impuls bzw. Richtung der Compton-gestreuten Elektronen zu bestimmen [1].

6 Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich vielmals bei Gisela Anton bedanken, die mir das Thema dieser Bachelorarbeit an ihrem Lehrstuhl überlassen hat.

Auch bedanke ich mich bei meinen Betreuern Mykhaylo Filipenko, Thomas Gleixner und Thilo Michel für die Hilfe und die Unterstützung beim Anfertigen dieser Bachelorarbeit.

Zudem bedanke ich mich bei Timur Iskhakov, der mir das optische Equipment und seine Erfahrung für den Aufbau des Versuchs zur Verfügung gestellt hat und Michael Wagenpfeil, der mit Timur, Mykhaylo und mir an das DESY gefahren ist, um die Versuche dort durchzuführen.

Den Mitarbeitern des DESY und Jutta Dziwis, der Sekretärin des Lehrstuhls möchte ich auch vielmals danken.

Ebenfalls Dank sagen möchte ich meiner Arbeitsgruppe und allen anderen Mitarbeitern des ECAP für den freundlichen und hilfsbereiten Umgang während meiner dortigen Arbeitszeit.

Literaturverzeichnis

- [1] Mykhaylo Filipenko, Timur Ishakov, Patrick Hufschmidt, Michael Wagenpfeil, Thilo Michel, Thomas Gleixner, Gisela Anton, John Vallerga, Maria Chekhova, Gerd Leuchs, Campbell Michael, and Timo Tick. Three dimensional photograph of electron tracks through a plastic scintillator. *European Physical Journal C*, 2014.
- [2] Xavier Llopert Cudié. *Design and characterization of 64K pixels chips working in single photon processing mode*. PhD thesis, Mid Sweden University, SE-851 70 Sundsvall, Sweden, 25/05/2007.
- [3] Mykhaylo Filipenko. Experimental investigation of pixelated semiconductor photodetectors with cdte sensor material for the search for the neutrinoless double beta decay. Master's thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, 2011.
- [4] Thomas Gleixner. Untersuchung des Konzepts eines Experiments zur Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall mit CdTe-Pixeldetektoren. Master's thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, 2011.
- [5] Felix Just, Mykhaylo Filipenko, Andrea Cavanna, Thilo Michel, Thomas Gleixner, Michael Taheri, John Vallerga, Michael Campbell, Timo Tick, Gisela Anton, Maria V. Chekhova, and Gerd Leuchs. Detection of non-classical space-time correlations with a novel type of single-photon camera. *arXiv:1404.6946v1*, 28/04/2014.
- [6] Ulrike Gebert. Untersuchung von Eigenschaften photonenzählender pixelierter Halbleiterdetektoren der Medipix-Familie. Master's thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, 2007.
- [7] John Vallerga, Anton Tremsin, Jeff DeFazio, Thilo Michel, Jerome Alozy, Timo Tick, and Michael Campbell. Optical mcp image tube with a quad timex readout: Initial performance characterization. *Eingereicht bei IWORLD conference proceedings*, 2014.
- [8] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, volume 2. Wiley, 1989. ISBN 0-471-61761-X.
- [9] *Datenblatt des BC-404 Plastikszintillators*, 'Saint Gobain Crystals', 104 Route de Larchan, BP 521, 77794 Nemours Cedex, France.

- [10] Christoph Berger. *Elementarteilchenphysik, von den Grundlagen zu den modernen Experimenten*. Springer Verlag, 2006, ISBN: 978-3-540-23143-1.
- [11] Particle Physics Booklet, Extracted from the Review of Particle Physics, K. Nakamura, et. al. (Particle Data Group), Journal of Physics G 37, 075021 (2010).
- [12] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
- [13] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik*, volume 5. Springer-Verlag, 2009. ISBN 978-3-540-68210-3.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Abbildung zeigt einen Timepix mit Siliziumsensor auf einem CERN PCB.	3
2.2	Die Abbildung zeigt den Schaltplan der Pixelelektronik eines einzelnen Pixels des Timepix [2].	4
2.3	Die Abbildung stellt den ToA-Modus, in dem die Clockschläge ab dem ersten Überschreiten des Thresholds bis zum Ende des Frames gezählt werden, schematisch dar.	5
2.4	Die Abbildung zeigt die Funktionsweise des Detektors im ToT Modus. Für einen kleinen Ladungsimpuls (links) tritt das Signal eine kürzere Zeit über den Threshold. Für einen größeren Ladungsimpuls (rechts) tritt das Signal länger über den Threshold. Es werden mehr Clockschläge gezählt, wenn das Signal größer ist.	6
2.5	Die Abbildung zeigt ein Foto der vier Timepix-ASICs im Gehäuse des HPDs vor der Installation der MCPs und der Photokathode. Die wire bonds sind an den Seiten der Chips deutlich zu erkennen [7].	7
2.6	Die Abbildung zeigt schematisch die Funktionsweise des HPDs. Die MCPs sind in der Abbildung gegeneinander orientiert.	8
2.7	Das Diagramm zeigt die Detektionseffizienz der Photokathode. Die Detektionseffizienz der Photokathode ist in Abhängigkeit der Wellenlänge aufgetragen [7].	9
2.8	Die Abbildung zeigt die Energiestufen eines π -Orbitals in einem Molekül. Für die Lichtemission ist der Übergang der S1-Stufe auf die S0-Stufe relevant.	10
2.9	Abbildung zeigt das Emissionsspektrum des verwendeten Szintillators. Die relative Lichtemission ist in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen [9].	11
3.1	Die Abbildung zeigt den Versuchsaufbau zur Detektion von atmosphärischen Myonen.	13
3.2	Die Abbildung zeigt den Aufbau des Versuchs in zwei lichtdichten Kisten.	14
3.3	Die Abbildung zeigt den Aufbau des Versuchs schematisch.	15

3.4	Abbildung (a) zeigt die zwei Abbildungen des Szintillators, wie sie nebeneinander auf die Detektorfläche projiziert werden. Abbildung (b) zeigt die zwei Abbildungen des Szintillators, wie sie gestreckt und übereinander auf die Detektorfläche projiziert werden und somit die Fläche besser ausnutzen.	16
3.5	Abbildung (a) zeigt den Strahldurchgang orthogonal zur Oberfläche des Szintillators und Abbildung (b) den Strahldurchgang um 20° zur Oberfläche gekippt.	17
3.6	Abbildung (a) zeigt einen Plastikwürfel, der zur Justierung benutzt wurde im Größenvergleich mit einer Münze. Abbildung (b) zeigt die Anordnung von LED und Plastikwürfel für die Justierung der optischen Geräte.	19
3.7	Die Abbildung zeigt ein Foto der Projektionen (weiß umrahmt), des mit "1" und "2" beschrifteten Plastikwürfels. Die beiden Zahlen (oben "2" und unten "1") sind wie erwartet spiegelverkehrt abgebildet (rot umrahmt). Aufgrund der geringen Lichtmenge der LED sind die Abbildungen auf dem Foto nur undeutlich zu erkennen.	20
4.1	Die Abbildung zeigt ein typisches ToA-Spektrum eines Frames, auf dem ein Elektronendurchgang zu erkennen ist. Auf der x-Achse ist der ToA-Wert in Clockschlägen und auf der y-Achse die Anzahl der Pixel mit dem jeweiligen ToA-Wert aufgetragen. Bei einem ToA-Wert von rund 1930 und 1980 sind starke Häufungen zu erkennen [1].	22
4.2	Abbildung (a) zeigt den Frame, zum Winkelspektrum der Hough-Transformation in Abbildung (b). Aufgrund der linearen Spur treten hier bestimmte Winkel häufiger auf. Abbildung (c) zeigt den Frame, zum Winkelspektrum der Hough-Transformation in Abbildung (d). Hier liegt keine lineare Spur vor. Die Winkel treten alle ungefähr gleich häufig auf [1].	23
4.3	Die Abbildung zeigt verschiedene angesprochene Pixel (gelb). Jeder Winkel α_i zwischen der x-Achse und der Verbindungslinie aller Pixelpaare wird bestimmt. In der Abbildung ist dies exemplarisch für 5 Pixelpaare dargestellt.	24
4.4	Die Abbildungen (a), (b) und (c) zeigen geradlinige Spuren atmosphärischer Myonen im Szintillator. In Abbildung (b) und (c) tritt das Myon vermutlich durch die Objektebene.	25
4.5	Abbildung (a) zeigt einen Frame mit Spur vor Entfernen des Hintergrundes und unnötiger Cluster und Abbildung (b) zeigt den selben Frame danach [1].	26
4.6	Abbildung (a) zeigt die Einteilung des Frames in gleich große Streifen. Abbildung (b) zeigt eine Gaußkurve, die in ein Pixelhistogramm verschiedener Ebenen gefittet wurde [1].	27

4.7	Die Abbildung zeigt die projizierte yz-Ebene des Szintillators. Die einzelnen slices y_i werden zu dickeren Ebenen y_{Di} zusammengefasst. Somit ergeben sich auch dickere Streifen auf dem Detektorbild. . .	28
4.8	Die Abbildungen (a) und (b) zeigen die dreidimensionale Rekonstruktion einer Elektronenspur im Szintillator. Abbildung (c) zeigt den Fitfehler für verschiedene Ebenendicken. Abbildung (d) zeigt die Abweichung der Datenpunkte von der gefitteten linearen Funktion aufgetragen gegen die Anzahl der Datenpunkte [1].	29
4.9	Die Abbildung zeigt schematisch, wie Ungenauigkeit der Projektion durch Verlassen der Objektebene bedingt ist.	31
4.10	Die Abbildung zeigt die Linsenparameter für verschiedene, maximale Ungenauigkeiten u für den vorderen Bereich Δa_v des im Versuch verwendeten Szintillators. Die Vergrößerung beträgt, wie auch in den Experimenten, 3.3.	33

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, Patrick Hufschmidt, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe.

Erlangen, 27. Mai 2014

Patrick Hufschmidt