

Ortsauflösung der Driftrohre des ATLAS-Myonspektrometers bei Neutronenuntergrund

Diplomarbeit
an der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Alexander Mlynek

München, den 14. Dezember 2006

Erstgutachter: Prof. Dr. Otmar Biebel
Zweitgutachter: Priv. Doz. Dr. Walter Assmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Historisches	1
1.2	Der Large Hadron Collider (LHC)	2
1.3	Das ATLAS-Experiment am LHC	4
2	Die Driftrohrkammern des ATLAS-Myonspektrometers	7
2.1	Funktionsweise von Hochdruckdriftrohren	7
2.2	Strahlungsuntergrund im ATLAS-Detektor	10
2.3	Experimentelles Ziel dieser Arbeit	13
3	Maßgebliche Faktoren für die Ortsauflösung von Driftrohren	14
3.1	Driftrohre ohne Strahlungsuntergrund	14
3.2	Auswirkungen zusätzlicher Bestrahlung	18
4	Der Versuchsaufbau	20
4.1	Neutronenquelle	20
4.1.1	Auswahl der Kernreaktion zur Neutronenerzeugung	20
4.1.2	Untersuchung der Kernreaktionen im Gastarget	24
4.1.3	Aufbau eines optimierten Gastargets	29
4.2	Driftrohrkammer	34
4.3	Gasversorgung	36
4.4	Triggersystem	38
4.5	Bleiabsorber zur Energiediskrimination kosmischer Myonen	41
4.6	Halbleiter-Streifendetektoren	42

5	Datenaufnahme und -auswertung	51
5.1	Daten der Driftrohrkammer	51
5.2	Daten der Halbleiterdetektoren	54
5.2.1	Individuelle Signalaruhepegel	55
5.2.2	Standardabweichung für die einzelnen Streifen	55
5.2.3	Korrektur kollektiven Rauschens ("common mode noise")	57
5.2.4	Erkennung von Treffern in den Halbleiterdetektoren	59
5.2.5	Ereignisselektion und Rekonstruktion von Myonspuren	63
5.2.6	Vorhersage der Driftradien	65
5.3	Gemeinsame Betrachtung von Kammer und Halbleiterdetektoren	67
5.3.1	Auftragen der Driftzeit gegen die Driftradiusvorhersage	67
5.3.2	Bestimmung von Orts-Driftzeit-Relation und Drahtpositionen	73
5.3.3	Erweiterte Ereignisselektion	78
5.3.4	Bestimmung der Ortsauflösung	78
5.4	Die Methode der Dreifachsummen	81
6	Ergebnisse	86
6.1	Langzeitmessung ohne Neutronenuntergrund	86
6.2	Kurzzeitmessung ohne Neutronenuntergrund	89
6.3	Messung mit Neutronenuntergrund	90
6.3.1	Berechnung der Neutronenflussdichte	90
6.3.2	Ortsauflösung bei Neutronenuntergrund	92
7	Zusammenfassung	98
A	Anhang	100
A.1	Auswirkung der Driftzeitmessung in diskreten Schritten	100
A.2	Rekonstruktion der Kernreaktionen im Gastarget mittels Gammaspektroskopie	102
A.2.1	Identifikation der Nuklide im Strahlstopper	102
A.2.2	Identifikation der Nuklide im Eintrittsfenster	102
A.2.3	Quantitative Studien zur Neutronenproduktion	107
A.3	Simulationsstudien zur Neutronenproduktion in verschiedenen Targetmaterialien	116
A.3.1	Eintrittsfenster	116
A.3.2	Strahlstopper	119
A.4	Spurrekonstruktion in MDT-Myonkammern mit 3 Rohrlagen	122
A.5	Kleinwinkelstreuung von Myonen verschiedener Energie	131

1 Einführung

1.1 Historisches

In der Geschichte der Kern- und Elementarteilchenphysik war das Streben, die Struktur der Materie hin zu immer kleineren Längenskalen zu ergründen und ihre elementaren Bestandteile zu erforschen, auf der experimentellen Seite stets mit der Notwendigkeit verbunden, zu größeren Energien vorzudringen, mit denen man Materiebausteine miteinander kollidieren lässt. Der Anfangspunkt der Kernphysik wurde Ende des 19. Jahrhunderts durch die Entdeckung der natürlichen Radioaktivität durch Antoine Henri Becquerel und Marie und Pierre Curie gesetzt. In der Erdkruste vorkommende, natürliche Radionuklide emittieren α -, β - und γ -Strahlung mit Energien bis hin zu einigen MeV, was ausreichend war, um, beginnend bei den Streuversuchen von Ernest Rutherford, bis hin zur Entdeckung des Neutrons durch James Chadwick im Jahre 1932, den Aufbau eines Atoms aus Kern und Elektronenhülle zu verstehen und die beiden gemeinsamen Bausteine aller Atomkerne, Protonen und Neutronen, zu entdecken. Schnell stellte sich danach die Frage, ob diese Teilchen die fundamentalen Bausteine der Materie bilden oder ob sie nicht ihrerseits eine Substruktur aufweisen.

Die Beantwortung dieser Fragestellung erforderte Experimente in höheren Energiebereichen, die mit radioaktiven Quellen nicht mehr zugänglich waren. Erst der Bau von Beschleunigern, in denen geladene Teilchen in elektrischen Feldern Potentialdifferenzen von mehreren zehn Millionen bis hin zu vielen Milliarden Volt durchlaufen, ermöglichte die Erkenntnis, dass Protonen und Neutronen in der Tat eine Substruktur aufweisen und offenkundig aus mehreren Partonen bestehen. Bei Linearbeschleunigern, wie dem 3 km langen SLAC¹ in Kalifornien, in denen die geladenen Teilchen die beschleunigende Struktur nur einmal durchlaufen, ist die höchste erreichbare Energie durch die Baulänge limitiert (und diese wiederum durch den technischen wie finanziellen Aufwand bei der Errichtung). Dagegen gelangen Ringbeschleuniger, bei denen die beschleunigende Struktur von den Teilchen vielfach durchlaufen wird, an andere Grenzen. Bei der Beschleunigung von Elektronen ist die Höchstenergie durch die Energieverluste infolge der Synchrotronstrahlung begrenzt, bei der Beschleunigung von Protonen dagegen besteht das Problem darin, ausreichend große Magnetfelder zu erzeugen, um die Teilchen mit Hilfe der Lorentzkraft auf einer Kreisbahn zu halten. Vor allem der Übergang zu immer größeren Krümmungsradien der Teilchenbahn und damit der Bau immer größerer Beschleunigerringe erlaubt hier das Vordringen in höhere Energieregionen.

¹Stanford Linear Accelerator

Bis in die 60er Jahre des vergangenen Jahrhunderts war die Zahl der in Beschleunigerexperimenten entdeckten, neuen Teilchen und Resonanzzustände zu einer unüberschaubaren Vielfalt angewachsen. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik brachte schließlich Ordnung in diese Vielzahl von Teilchen, indem es alle auf wenige, elementare Bausteine zurückführt, vor allem auf die Quarks, aus denen Mesonen und Baryonen zusammengesetzt sind, sowie auf die Leptonen. Das Standardmodell hat sich bis heute vielfach bewährt, und die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, die W - und Z -Bosonen, sowie das Gluon als Austauschteilchen der starken Wechselwirkung konnten in Colliderexperimenten nachgewiesen werden.

Dennoch gibt es viele offene Fragen, unter anderem im Hinblick auf mögliche Erweiterungen des Standardmodells, die der experimentellen Klärung bei noch höheren Energien bedürfen. Auch der Nachweis für die Existenz des Higgs-Bosons, das erforderlich ist, um mit Hilfe des Higgs-Mechanismus das Zustandekommen der Teilchenmassen zu erklären, ist noch nicht erbracht. Potentiell wurde die Entdeckung dieses Teilchens bislang dadurch verhindert, dass die maximale Schwerpunktsenergie der verfügbaren Beschleuniger geringer war als dessen Ruheenergie, so dass seine Erzeugung nicht möglich war.

Gegenwärtig ist das Tevatron² der Beschleuniger mit der weltweit höchsten Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV. Es handelt sich dabei um einen Ringbeschleuniger von etwa 6 km Umfang, mit dem Protonen und Antiprotonen zur Kollision gebracht werden.

Für das Jahr 2007 ist die Inbetriebnahme des LHC³ am CERN⁴ in Genf vorgesehen, einem Ringbeschleuniger mit 26,7 km Umfang, der Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV kollidieren lassen soll und somit den Vorstoß in bisher unbekannte Energiebereiche ermöglicht.

1.2 Der Large Hadron Collider (LHC)

Für den Aufbau des LHC wird der bereits bestehende, unterirdische Tunnel des LEP⁵-Experiments (von 1989 bis 2000) verwendet, der sich in etwa 100 m Tiefe, teilweise unter französischem, teilweise unter schweizerischem Staatsgebiet befindet (s. Abbildung 1.1). In diesem Tunnel werden nebeneinander zwei Beschleunigerringe aufgebaut, in denen Protonen (oder auch schwerere Teilchen) mit entgegengesetzter Umlaufrichtung beschleunigt werden können. Die Protonen laufen dabei in Teilchenpaketen um, von denen jedes etwa 10^{11} Protonen enthält. An einem vorgegebenen Wechselwirkungspunkt werden die entgegenlaufenden Teilchenpakete aufeinander gerichtet, so dass sie sich durchdringen und die enthaltenen Teilchen miteinander wechselwirken können. Eine solche Durchdringung von Teilchenpaketen erfolgt alle 25 ns. Bei LEP war die maximale Energie der Elektronen und Positronen durch Synchrotronstrahlung begrenzt, in der letzten Ausbaustufe wurden maximale Schwerpunktsenergien von etwas über 200 GeV erreicht. LHC hingegen

²am Fermilab, US-Bundesstaat Illinois

³Large Hadron Collider

⁴Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁵Large Electron Positron Collider

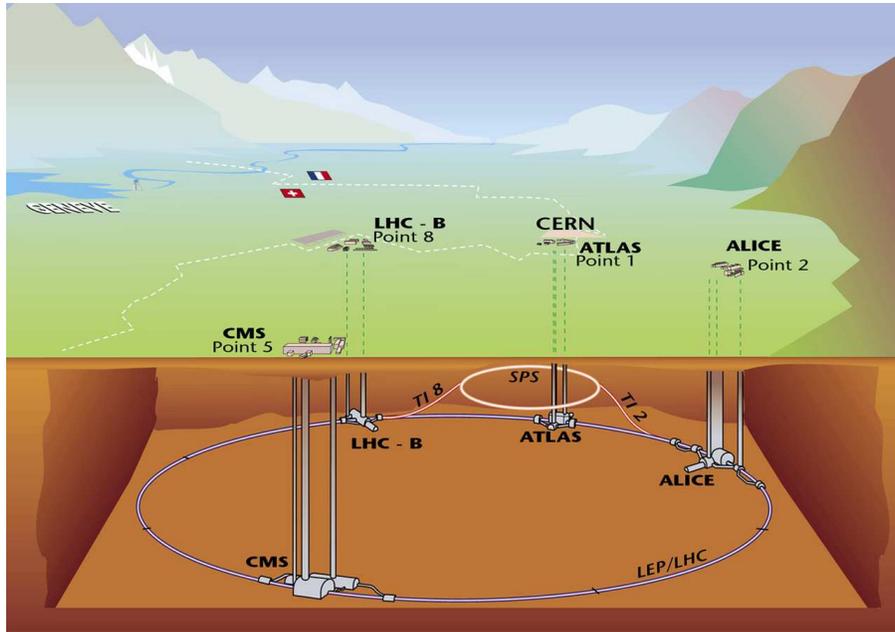


Abbildung 1.1: Der unterirdische Tunnel des LHC (Quelle: [1]).

erzielt durch Beschleunigung von Protonen deutlich höhere Energien, da der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung mit der vierten Potenz des Lorentzfaktors γ skaliert, der für Protonen gleicher Energie wesentlich kleiner ist. Allerdings wird dies dadurch erkauft, dass die kollidierenden Protonen keine elementaren Teilchen sind, sondern ihrerseits aus Quarks und Gluonen zusammengesetzt sind. Bei einer hochenergetischen Kollision zweier Protonen wechselwirkt im Wesentlichen nur ein Baustein des einen Protons mit einem Baustein des anderen. Da jeder Baustein nur einen statistisch verteilten Bruchteil des gesamten Protonimpulses trägt, sind mitunter sehr viele Proton-Proton-Kollisionen erforderlich, bis einmal zwei Elementarteilchen bei der gewünschten Energie wechselwirken. Um dennoch innerhalb einer vorgegebenen Messzeit genügend viele interessante Reaktionen beobachten und dadurch statistisch signifikante Aussagen treffen zu können, ist eine hohe Luminosität des Beschleunigers erforderlich. Durch entsprechend hohen Aufwand bei Strahlführung und -fokussierung strebt man bei LHC eine Luminosität von $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ an. Da bei den Kollisionen der Protonen viele, für aktuelle Studien nicht interessante Wechselwirkungen auftreten, die ebenfalls hochenergetische Teilchen am Wechselwirkungspunkt freisetzen, müssen die verwendeten Detektoren bei hohem Strahlungsuntergrund arbeiten. Entlang des Beschleunigerrings werden 4 Detektoren aufgebaut: Die beiden Allzweckdetektoren ATLAS⁶ und CMS, der Detektor LHCb zu Studien der CP-Verletzung, sowie der ALICE-Detektor, der zum Einsatz kommt, wenn mit LHC Schwerionen beschleunigt werden.

⁶A Toroidal LHC ApparatuS

1.3 Das ATLAS-Experiment am LHC

Der ATLAS-Detektor folgt dem klassischen Aufbauprinzip mit 4 Bereichen, die zylindrisch um den Wechselwirkungspunkt herum angeordnet sind:

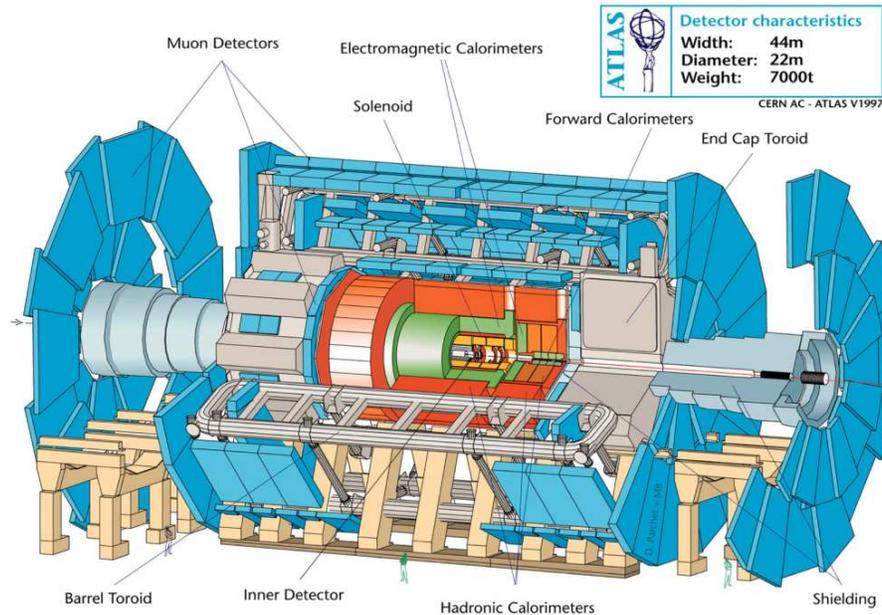


Abbildung 1.2: Der ATLAS-Detektor (aus [2]).

1. Spurdetektor

Im Zentrum, direkt um das Strahlrohr herum, befindet sich ein Spurdetektor, der einem 2 Tesla starken Magnetfeld ausgesetzt ist, dessen Feldlinien parallel zur Strahlrohrachse verlaufen. Der Spurdetektor ist sehr kompakt und besteht aus Komponenten mit hoher Ortsauflösung. Im Zentrum werden Silizium-Pixeldetektoren verwendet, darum herum sind Silizium-Streifendetektoren angeordnet, weiter außen kommen kleine Driftrohre mit 4 mm Durchmesser zum Einsatz. Der Spurdetektor erlaubt die Verfolgung der Bahnen von geladenen Teilchen, die bei der Wechselwirkung entstanden sind, und lässt anhand der Krümmung der Bahn im Solenoid-Magnetfeld auch eine Impulsbestimmung zu.

2. Elektromagnetisches Kalorimeter

Es kommt ein sogenanntes Sampling-Kalorimeter zum Einsatz, d.h. es wechseln sich -von innen nach außen gesehen- Schichten aus Absorbermaterial (Blei) und sensitivem Material (flüssigem Argon) ab. Tritt ein hochenergetisches Elektron, Positron oder Gammaquant in das Kalorimeter ein, so kommt es durch ein Wechselspiel aus Paarbildung (d.h. ein γ -Quant erzeugt ein e^+/e^- -Paar) und Bremsstrahlung (d.h. ein Elektron oder Positron erzeugt unter Energieverlust ein γ -Quant) zur Ausbildung elektromagnetischer Schauer. Die durch diesen Schauer letztlich im Detektormaterial deponierte Energie ist ein Maß für die Energie des Primärteilchens. Um

die Bauform kompakt zu halten, besteht das Kalorimeter nicht komplett aus sensitivem Material, sondern man verwendet die Sampling-Bauweise, bei der ein Teil der Energie des Schauers an Absorbermaterialien hoher Dichte abgegeben wird.

3. Hadronisches Kalorimeter

Für das hadronische Kalorimeter werden zwei verschiedene Techniken verwendet. Im Zentralbereich kommt ein Sampling-Kalorimeter zum Einsatz, das aus Eisenabsorbieren und Kunststoffszintillatoren besteht. Im Bereich der Endkappen dagegen dient Kupfer als Absorbermaterial und flüssiges Argon als aktives Medium.

4. Myonspektrometer

Da Myonen schwach ionisierende Teilchen sind und weit weniger radiativ wechselwirken als Elektronen, können diese die beiden Kalorimeter mit relativ geringem Energieverlust durchqueren und schließlich verlassen. Sie sind neben den Neutrinos, die sich wegen ihrer verschwindend kleinen Wechselwirkungsquerschnitte im Detektor gar nicht nachweisen lassen und sich somit nur durch scheinbar fehlende Energie und fehlenden Impuls im Endzustand bemerkbar machen, die einzigen Teilchen, die die drei inneren Detektorschichten verlassen können. Der vierte, äußere Detektorbereich konzentriert sich daher vollständig auf den Nachweis von Myonen. Auf die genaue Bestimmung der Impulse der Myonen wird beim ATLAS-Experiment großer Wert gelegt. Das Myonsystem (das in Abbildung 1.2 blau dargestellt ist) beansprucht einen Großteil des gesamten Detektorvolumens für sich. Gleichzeitig ist das Myonspektrometer jedoch möglichst materialsparend aufgebaut, da Myonen in Materie Vielfachstreuung erleiden können. Das Myonspektrometer befindet sich in einem von supraleitenden Spulen erzeugten, toroidalen Magnetfeld, das Myonen auf eine gekrümmte Bahn zwingt. Anhand des Krümmungsradius der Bahn kann der Impuls der Myonen bestimmt werden.

Das Myonspektrometer besteht sowohl im Zylindermantel als auch im Endkappenbereich aus je 3 Ebenen mit Präzisionskammern zur genauen Vermessung der Myonspur. In einem kleinen Bereich nahe der Strahlachse dienen dazu sogenannte CSC⁷-Module, die besonders strahlungsresistent sind, zum überwiegenden Teil aber werden die aus Hochdruckdriftrohren aufgebauten MDT⁸-Kammern verwendet. Da sich die vorliegende Arbeit mit Letzteren befasst, ist der Beschreibung von deren Aufbau und Funktionsweise das nachfolgende Kapitel gewidmet.

Da bei der Verwendung von Driftrohren ein genauer Startzeitpunkt für die Driftzeitmessung benötigt wird, gibt es zusätzlich sehr schnell ansprechende Detektormodule, die zur Gewinnung der Triggerinformation dienen und auf oder zwischen den Präzisionsdetektoren angeordnet sind. Hierfür kommen sowohl RPC⁹- als auch TGC¹⁰-Kammern zum Einsatz. Diese besitzen zudem auch eine gewisse Ortsauflösung. Da die Präzisionskammern nur entlang einer Koordinate ortsauflösend sind, können die RPC- bzw. TGC-Kammern gleichzeitig genutzt werden, um bezüglich einer zweiten Koordinate eine grobe Ortsinformation zu erhalten.

⁷Cathode Strip Chambers

⁸Monitored Drift Tube

⁹Resistive Plate Chambers

¹⁰Thin Gap Chambers

Der gesamte ATLAS-Detektor hat zylindrische Gestalt, mit einem Durchmesser von 22 Metern und einer Länge von 44 Metern, und erreicht eine Gesamtmasse von 7000 t.

2 Die Driftrohrkammern des ATLAS-Myonspektrometers

2.1 Funktionsweise von Hochdruckdriftrohren

Setzt man ein Gasvolumen einem homogenen elektrischen Feld aus, z.B. dem eines Plattenkondensators, so gibt es in Gegenwart ionisierender Strahlung je nach der Feldstärke unterschiedliche Erscheinungen. Diese seien anhand von Abbildung 2.1 kurz erläutert:

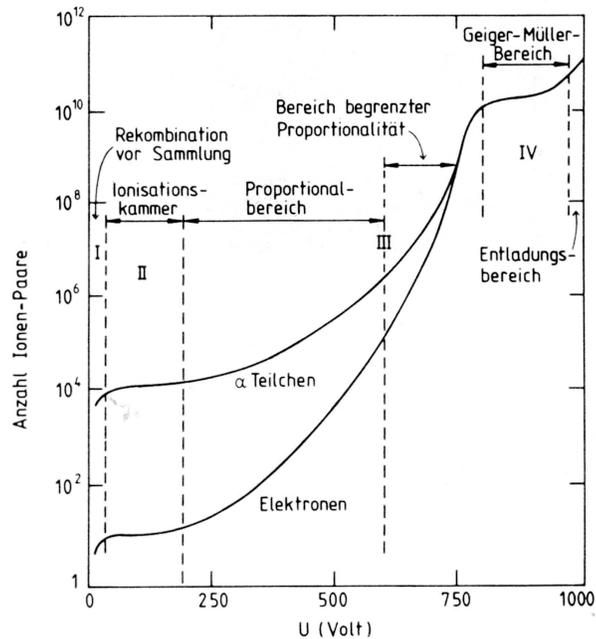


Abbildung 2.1: Ionenpaarproduktion in einem gasgefüllten Teilchendetektor als Funktion der angelegten Spannung (aus [3]).

- **I: Rekombinationsbereich**

Die durch ionisierende Strahlung gebildeten Elektronen und positiven Ionen erfahren zwar im elektrischen Feld eine Kraft unterschiedlichen Vorzeichens, sie rekombinieren jedoch wieder miteinander, noch bevor sie ausreichend weit voneinander getrennt werden.

- **II: Ionisationskammerbereich**

Liegt ein stärkeres elektrisches Feld an, so werden die Elektronen und Ionen voneinander getrennt, ehe sie rekombinieren können, und driften in Richtung der Kondensatorplatten.

- **III: Proportionalbereich**

Die Elektronen werden auf ihrem Weg zur positiven Kondensatorplatte so stark beschleunigt, dass ihre kinetische Energie ausreicht, um beim Stoß mit Gasatomen weitere Elektronen freizusetzen. Diese werden ebenfalls beschleunigt und können ihrerseits weitere Gasatome ionisieren. Es bildet sich dadurch eine Ladungslawine aus, die letztlich die positive Kondensatorplatte erreicht. Wird die Feldstärke nicht zu groß gewählt, so ist die Zahl der in der Lawine insgesamt erzeugten Elektronen proportional zur Zahl der Primärelektronen. Bei größeren Feldstärken ist diese Proportionalität nicht mehr gegeben, da große Lawinen die lokale Feldstärke verändern.

- **IV: Geiger-Müller-Bereich**

Unabhängig von der Zahl der Primärelektronen entsteht eine rasch anwachsende Ladungslawine. Durch Stöße angeregte Atome emittieren Photonen im ultravioletten Bereich, diese erzeugen in anderen Regionen des Gases durch Photoeffekt neue Primärelektronen. Es kommt zu einer Glimmentladung, die das gesamte Gasvolumen erfasst. Bei noch größeren Feldstärken setzt diese Entladung spontan, also auch ohne den Durchgang eines ionisierenden Teilchens, ein.

Die im ATLAS-Experiment verwendeten Driftrohre besitzen eine 0,4 mm dicke Aluminiumwandung und weisen einen Außendurchmesser von 30 mm auf. Im Zentrum des Rohres ist ein goldbeschichteter Draht mit einem Durchmesser von 50 μm gespannt, der aus einer Wolfram-Rhenium-Legierung (im Verhältnis 97:3) besteht. Dieser ist an den Rohrenden, elektrisch gegen die Rohrwand isoliert, befestigt und steht unter einer Zugspannung von etwa 3,5 N. Durch diese wird er, bis auf einen kleinen Durchhang, auf gesamter Länge im Rohrzentrum gehalten. Die Driftrohre werden mit einem Gasgemisch, das zu 93% aus Argon und zu 7% aus Kohlenstoffdioxid besteht, bei einem Absolutdruck von 3 bar betrieben. Der Draht wird gegenüber der Rohrwand auf ein positives Potential von 3080 Volt gelegt.

Aufgrund dieser Betriebsparameter herrschen fast im gesamten Gasvolumen die in Punkt II beschriebenen Bedingungen: Durch ionisierende Teilchen, wie einem durchlaufenden Myon, erzeugte Elektronen werden von den positiven Atomrümpfen getrennt und driften in Richtung Draht, ohne auf ihrem Weg weitere Elektron-Ionen-Paare zu erzeugen. Lediglich in unmittelbarer Drahtnähe ist die Feldstärke des radialsymmetrischen \vec{E} -Feldes so groß, dass es zu einer proportionalen Gasverstärkung kommt. Aus einem in Richtung Draht driftenden Primärelektron werden so etwa $2 \cdot 10^4$ Elektronen, die den Draht erreichen [4] und dort für ein messbares Signal sorgen. Ist der Zeitpunkt des Durchgangs des Myons bekannt, so kann anhand der Driftzeit, also der Zeitspanne, die zwischen dem Durchgang des Myons und dem Abfall des Potentials am Zähl draht verstrichen ist, der geometrische Abstand zwischen Myonspur und Draht bestimmt werden. Hierzu ist die Kenntnis der Driftgeschwindigkeit im Gas erforderlich, bzw. die einer Orts-Driftzeit-Relation, die für die jeweiligen Gas-, Temperatur- und Spannungsparameter einmalig bestimmt werden

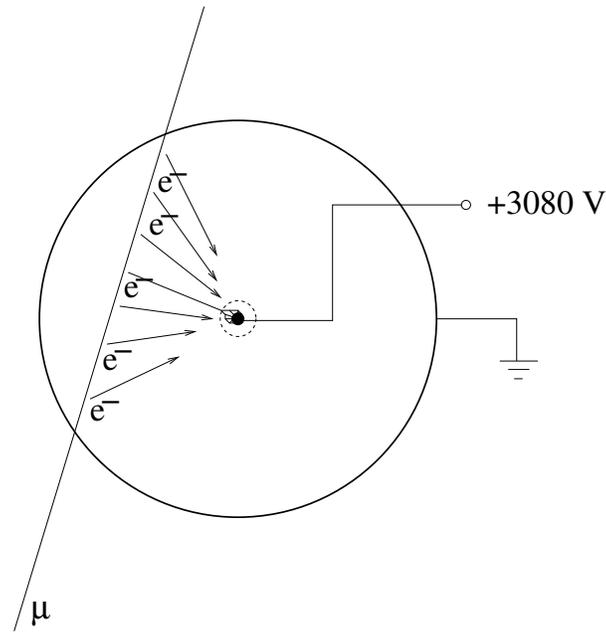


Abbildung 2.2: Funktionsweise eines Driftrohres (schematisch).

muss. Ein Driftrohr alleine erlaubt noch keine vollständige Rekonstruktion einer Myonspur, sondern liefert lediglich einen Driftkreis, an den die Trajektorie Tangente ist. Daher werden Driftrohre in mehreren Lagen übereinander angeordnet. Die Spur ist dann als gemeinsame Tangente an mehrere Driftkreise eindeutig bestimmt.

Der Zeitpunkt des Myondurchganges ist beim ATLAS-Experiment dadurch bestimmt, dass diese bei Proton-Proton-Kollisionen entstehen, die sich in festen Zeitabständen immer nur dann ereignen können, wenn zwei gegenläufige Teilchenpakete im Wechselwirkungspunkt aufeinander treffen. Dies geschieht in einem festen 25ns-Takt. Für Experimente mit Myonen aus der kosmischen Strahlung hingegen wird ein externer, sehr schnell reagierender Detektor benötigt, um den Startzeitpunkt für die Driftzeitmessung festzulegen. Meist verwendet man zwei Szintillationsdetektoren, die in Koinzidenz geschaltet werden, und positioniert das Driftrohr zwischen beiden.

Die im ATLAS-Experiment eingesetzten Driftrohrkammern bestehen aus Rohren mit Längen von etwa einem Meter bis hin zu 6 Metern. Die Rohre sind darin in zwei Multilag angeordnet, die (je nach Kammertyp) aus je 3 oder 4 Rohrebenen bestehen, wobei benachbarte Ebenen je um einen Rohrradius gegeneinander versetzt sind. Bei Kammern des Typs BOS¹ beispielsweise umfasst jede Multilage 3 Rohrebenen, die beiden Multilag wiederum sind auf einen 32 cm hohen Rahmen aufgeklebt (vgl. Abbildung 2.3). Die Trägerstruktur, auf welche die Rohrlagen geklebt sind, ist mit einem optischen Vermessungssystem versehen, das es erlaubt, mechanisch oder thermisch bedingte Deformationen der Kammer zu überwachen. Dieser Eigenschaft verdanken diese die Bezeichnung "MDT-Kammern", einer Abkürzung für "*Monitored Drift Tubes*". Die Zielvorgabe für das ATLAS-Myonspektrometer ist es, mit den Kammern eine Ortsauflösung von 50 μm zu

¹Barrel Outer Small

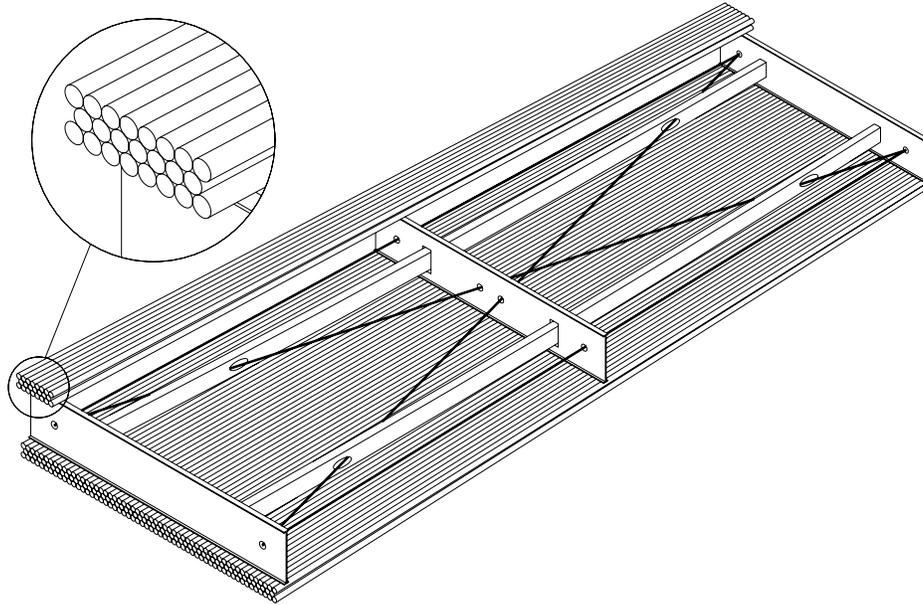


Abbildung 2.3: Schematische Zeichnung einer MDT-Kammer (aus [2]).

erreichen. Hierfür muss die Einzelrohrauflösung, also die Genauigkeit, mit der von einem einzelnen Rohr der Abstand zwischen Myonspur und Draht gemessen wird, besser als $100\ \mu\text{m}$ sein [4].

2.2 Strahlungsuntergrund im ATLAS-Detektor

Durchdringen sich im Beschleunigerbetrieb zwei entgegelaufende Teilchenpakete aus Protonen, so gibt es, je nach Stoßparameter, verschiedene Möglichkeiten, in welcher Weise zwei Protonen miteinander wechselwirken. Bei sehr kleinem Stoßparameter, also nahezu zentralem Aufeinandertreffen, besteht die Möglichkeit einer tiefinelastischen Wechselwirkung, d.h. die elementaren Bestandteile der beiden Protonen können miteinander bei hoher Energie wechselwirken. Dieser Fall ist das eigentliche Ziel des Beschleunigerexperimentes. Ist der Stoßparameter dagegen sehr groß, so bleiben beide Protonen, bis auf eine schwache Ablenkung durch Coulombkräfte, auf ihrer Bahn, sie verlassen das jeweilige Teilchenpaket nicht und stehen beim folgenden Strahlumlauf wieder zur Verfügung. Problematisch sind dagegen alle Streuprozesse, die im Endzustand wieder zwei Protonen liefern, diese jedoch weit von ihrer ursprünglichen Bahn ablenken. Dies kann vor allem durch Coulombstreuung bei kleinen Stoßparametern und durch diffraktive Streuung geschehen. Haben die Protonen infolge eines solchen Prozesses ihre vorgesehene Bahn verlassen, so kollidieren sie unweigerlich mit der Innenwandung des Strahlrohres, mit Ablenkmagneten, Kollimatorblenden oder sonstiger Materie im Bereich des Detektors. Dabei lösen sie aufgrund ihrer hohen Energie hadronische Schauer aus, was bei laufendem Betrieb zu einer Untergrundstrahlung in der Detektorhalle führt. Ferner werden Kernreaktionen ausgelöst, die zu einer allmählichen Aktivierung des Strahlrohres sowie des Detektormaterials füh-

ren.

Da die Inbetriebnahme von LHC noch in der Zukunft liegt, stehen bislang nur Simulationsstudien bezüglich der Höhe des zu erwartenden Strahlungspegels zur Verfügung. Im Folgenden werden die für die Myonkammern relevanten Ergebnisse aus [5] knapp zusammengefasst.

Die höchste Energiedeposition durch von ihrer Bahn abgekommene Primärteilchen erfolgt demnach im Bereich der Kollimatoren, die sich 19,5 Meter vom Zentrum des Detektors entfernt befinden. Diese sind jedoch von einer sehr massiven Abschirmung umgeben, so dass nur vergleichsweise wenig Strahlung die Myonkammern erreicht. Die zweithöchste Energiedeposition findet im Zentrum des Kalorimeters für die Vorwärtsrichtung statt. Das Kalorimeter ist zwar prinzipbedingt so aufgebaut, dass hadronische Schauer darin fast vollständig absorbiert werden, aufgrund der großen Nähe zu den inneren Myonkammern im Endkappenbereich liefert diese Strahlungsquelle jedoch zumindest für die besagten Detektoren einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zum Strahlungsuntergrund. Die problematischste Strahlungsquelle jedoch stellt das Strahlrohr selbst dar. Die Energiedeposition ist dort zwar geringer als an den beiden zuvor genannten Stellen, jedoch erstreckt sich das Strahlrohr über die gesamte Detektorlänge, was eine zusätzliche Abschirmung erschwert, und ist vergleichsweise dünn, so dass an der Innenseite entstehende Strahlung nahezu ungehindert nach außen dringt. Der Abschnitt des Strahlrohres zwischen 5,20 m und 14 m Entfernung vom Detektorzentrum ist die Hauptquelle für Strahlungsuntergrund. In diesem Bereich ist eine zusätzliche Abschirmung des Strahlrohres nicht möglich, da der Bauraum außerhalb des Rohres für andere Detektorkomponenten, wie einen Toroidmagnet, benötigt wird.

Die Untergrundstrahlung, die die MDT-Kammern erreicht, enthält auch einige Protonen und Myonen. Zum ganz wesentlichen Teil jedoch besteht sie aus zwei Komponenten: Gammaquanten und Neutronen. Während die Gammaquanten prompt auftreten, d.h. zeitlich eng korreliert mit Strahlkollisionen, können Neutronen zusätzlich verzögerte Untergrundbeiträge hervorrufen (z.B. direkt oder über (n, γ) -Prozesse), wenn sie erst nach mehrfacher Streuung an Detektormaterial oder Hallenwänden auf die Myondetektoren treffen. Die Ergebnisse [5] einer mit Hilfe des Programms GCALOR erstellten Vorhersage für den Fall, dass der Beschleuniger mit der geplanten Luminosität von $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ betrieben wird, sind in Abbildung 2.4 zusammengefasst. Dargestellt ist dort der Querschnitt durch einen Quadranten des ATLAS-Detektors (der Wechselwirkungspunkt befindet sich in der Abbildung unten links), darin sind die zu erwartenden Strahlungsflussdichten an verschiedenen Stellen angegeben, aufgegliedert nach 4 Strahlungskomponenten. Die meisten MDT-Kammern sind demnach Neutronenflussdichten von etwa $1,7 - 4 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$ ausgesetzt, lediglich die Kammern in der mit SW ("small wheel") bezeichneten Endkappen-Region sind deutlich stärker betroffen, hier treten bis zu $34,1 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$ auf. Auch über die Energieverteilung der Neutronen trifft die Studie eine Vorhersage, exemplarisch gibt die nachfolgende Tabelle für zwei Bereiche eine grobe Energieeinteilung an.

Bereich	gesamte Neutronenflussdichte	davon n mit $E_n > 100 \text{ keV}$	davon n mit $E_n > 10 \text{ MeV}$
Fassbereich, außen, mittig	$2,71 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$	$0,33 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$	$0,041 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$
”small wheel”, innen	$34,1 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$	$10,3 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$	$1,85 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$

In der inneren Region ist folglich nicht nur die absolute Neutronenflussdichte höher, sondern auch der relative Anteil der hochenergetischen Neutronen mit $E_n > 10 \text{ MeV}$. Gamma- und Neutronenbestrahlung machen demnach den Hauptstrahlungsuntergrund aus, in dessen Gegenwart die MDT-Kammern arbeiten müssen.

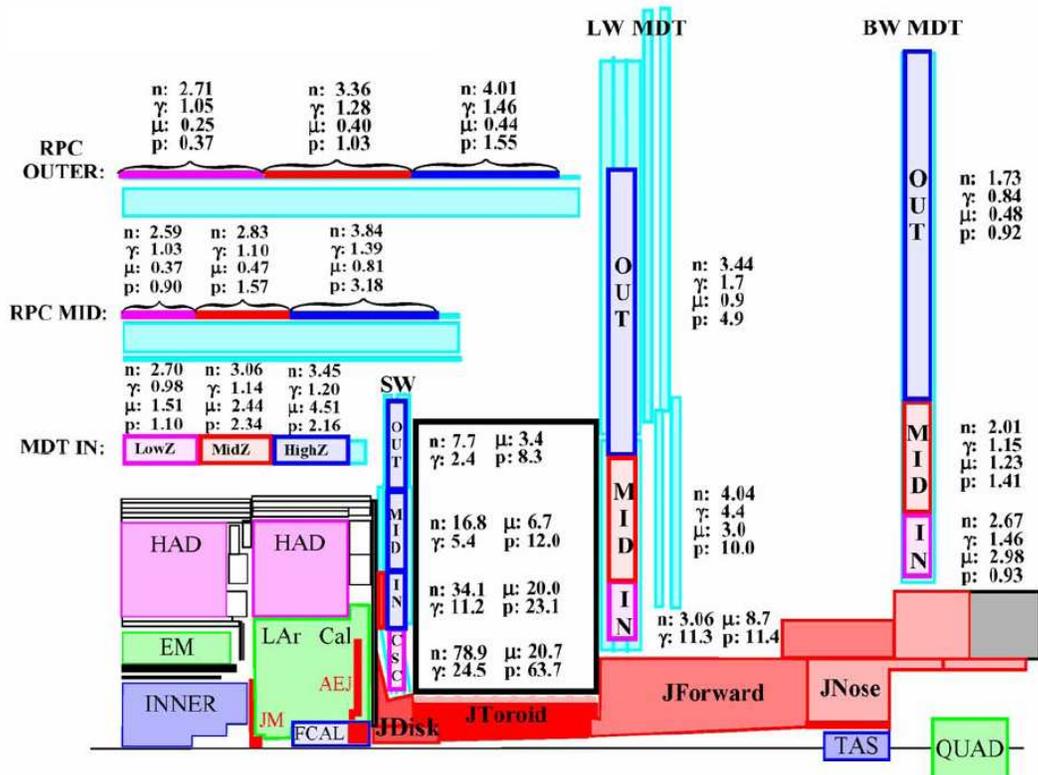


Abbildung 2.4: Erwarteter Strahlungsuntergrund im ATLAS-Detektor (aus [5]). Die Flussdichten für Neutronen und Gammaquanten sind in Kilohertz je Quadratzentimeter angegeben, die für Myonen und Protonen dagegen in $\frac{\text{Hz}}{\text{cm}^2}$.

2.3 Experimentelles Ziel dieser Arbeit

Das Verhalten der MDT-Kammern bei Gammabestrahlung sowie die Auswirkungen dieser Strahlungsart auf die Ortsauflösung sind bereits experimentell untersucht worden, beispielsweise in [4]. Im Hinblick auf die Neutronenempfindlichkeit von MDT-Kammern, d.h. zu der Fragestellung, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein auf ein Driftrohr der Kammer treffendes Neutron in diesem ein Ionisationssignal hinterlässt, gibt es sowohl Simulationsstudien, die sich unter anderem in [5] finden, als auch experimentell gewonnene Daten ([6], [7]). Die Frage allerdings, inwieweit die Ortsauflösung von MDT-Kammern unter dem Neutronenbeschuss leidet, wurde noch nicht experimentell untersucht. Gerade in der Durchführung dieser Untersuchung besteht die primäre Zielsetzung dieser Arbeit.

Die grundlegende Idee dabei ist es, mit einer kleinen, aus 9 kurzen Rohren bestehenden Myonkammer die Spuren von kosmischen Myonen zu vermessen. Zwei oberhalb und unterhalb der Kammer angebrachte Halbleiter-Streifendetektoren dienen dabei als Referenz für die tatsächliche Myonspur. Aus den gewonnenen Daten können zunächst die Orts-Driftzeit-Relation sowie die exakten Positionen der Anodendrähte in den Rohren bestimmt werden, um dann letztlich die Einzelrohrauflösung zu ermitteln. Wird dieser Versuch bei gleichzeitiger Bestrahlung der Kammer mit hochenergetischen Neutronen wiederholt, so kann deren Auswirkung auf die Ortsauflösung studiert werden.

3 Maßgebliche Faktoren für die Ortsauflösung von Driftrohren

3.1 Driftrohre ohne Strahlungsuntergrund

Die Auflösung eines einzelnen Rohres ist durch mehrere Faktoren limitiert, die teilweise in Abhängigkeit vom Driftradius mehr oder weniger stark zu Buche schlagen. Diese werden im Folgenden in Anlehnung an [8] und [4] diskutiert.

- **Ladungsverteilung entlang der Myonspur**

Die von einem durch das Zählgas laufenden Myon erzeugten Elektronen und Ionen sind nicht homogen entlang der Myonspur verteilt, sondern weisen Häufungspunkte auf. Werden im drahtnächsten Punkt der Myonspur keine Ionen erzeugt, sondern nur in einem um die Strecke Δs davon entfernten Häufungspunkt, so wird der Driftradius überschätzt (s. Abbildung 3.1). Für drahtferne Spuren ist dieser Effekt gering, für drahtnahe dagegen zählt er zu den wichtigsten, die Ortsauflösung limitierenden Faktoren.

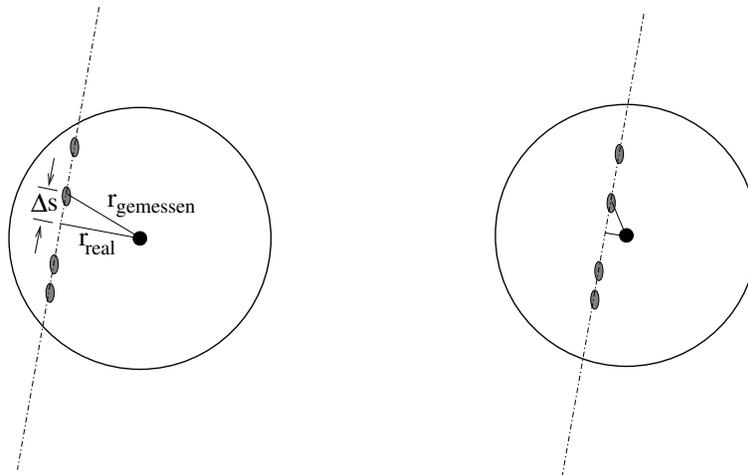


Abbildung 3.1: Überschätzen des Driftradius infolge inhomogener Ionenverteilung entlang der Myonspur.

- **Anzahl erzeugter Ionen, Time-Slewing-Effekte**

Die Zahl der Ionen, die an einem der zuvor beschriebenen Häufungspunkte erzeugt werden, ist Schwankungen unterworfen. Entsprechend fluktuiert auch die Zahl der Elektronen, die nach erfolgter Gasverstärkung den Zähldraht erreichen, von Ereignis zu Ereignis, und somit die Höhe des Signals, das die Ausleseelektronik vom Draht abgreift. Für die Driftzeitmessung ausschlaggebend ist der Zeitpunkt, zu dem das Signal die Schwelle des integrierten Diskriminators überschreitet. Bei ansonsten gleicher Pulsform hängt dieser Zeitpunkt von der Höhe des Pulses ab (sog. Time-Slewing-Effekt, s. Abbildung 3.2). Dieser Effekt ist umso ausgeprägter, je höher die

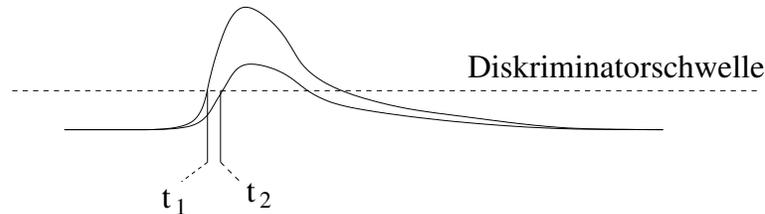


Abbildung 3.2: Der Time-Slewing-Effekt (schematisch). Zwei zeitgleich beginnende Pulse gleicher Form, aber verschiedener Amplitude, erreichen die Diskriminatorschwelle zu verschiedenen Zeiten.

Diskriminatorschwelle eingestellt ist. Wie stark sich der so entstehende Fehler der Driftzeitmessung auf den Driftradius auswirkt, hängt von der Driftgeschwindigkeit ab. In Drahtnähe ist die Driftgeschwindigkeit bei Ar/CO₂ größer als für drahtferne Punkte, daher ist auch dieser Effekt bei kleinen Driftradien am stärksten.

- **Diffusion**

Auf dem Weg vom Ort ihrer Erzeugung zum Zähldraht diffundieren die Elektronen auseinander, so dass sie trotz gleichzeitiger Entstehung am selben Ort den Draht zeitversetzt erreichen. Der von der Elektronik erfasste Puls wird somit verbreitert, was den Time-Slewing-Effekt verstärkt. Diffusion tritt umso stärker in Erscheinung, je größer der Driftradius ist. Da Ar/CO₂-Gasgemische jedoch gerade bei großen Radien eine niedrige Driftgeschwindigkeit aufweisen, wirkt sich dieser Effekt nur sehr schwach auf die Bestimmung des Driftradius aus.

- **Rauschen und Zeitauflösung der Ausleseelektronik**

Die Eigenschaften der Ausleseelektronik haben in zweierlei Hinsicht Einfluss auf die Einzelrohrauflösung.

Einerseits tritt stets ein gewisses elektronisches Rauschen auf, das einen daran hindert, die Diskriminatorschwelle beliebig niedrig einzustellen - man erhielte ansonsten eine große Zahl von Scheintreffern. Ein Erhöhen der Schwelle wird aber immer mit einer Verstärkung von Time-Slewing-Effekten erkaufte.

Andererseits ist die Zeitauflösung der Elektronik begrenzt, was - je nach Driftgeschwindigkeit - eine Grenze für die beste, erzielbare Ortsauflösung setzt. Die verwendete Elektronik misst die Driftzeit in Schritten von $\frac{25}{32}$ ns, womit der Driftradius in der Nähe des Drahtes (dort herrschen Driftgeschwindigkeiten um $5 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) nur in Schritten von etwa 40 μm bestimmt werden kann. In Anhang A.1 wird jedoch

gezeigt, dass dies unter den vorliegenden Bedingungen nur einen verschwindenden Einfluss auf die Ortsauflösung hat, da andere Effekte bei Weitem dominieren.

Die bisher aufgelisteten Beiträge zur Einzelrohrauflösung bewirken einen Fehler des gemessenen Driftradius, der in der ganz überwiegenden Zahl der Fälle nicht größer ist als etwa 250 Mikrometer. Neben der Möglichkeit, dass zufälliges Elektronikrauschen einen Scheintreffer produziert, lange bevor die Ladungsträger den Zähldraht erreichen, gibt es noch einen zweiten Mechanismus, der zu einer massiv falschen Radiusbestimmung führen kann:

- **δ -Elektronen**

Wechselwirkt ein durchlaufendes Myon mit der Elektronenhülle eines Zählgasatoms oder eines Atoms in einer Rohrwandung, so wird auf ein einzelnes Elektron in den meisten Fällen nur eine Energie von einigen 10 Elektronenvolt übertragen. In selteneren Fällen dagegen kommt es vor, dass das Elektron einige keV an Energie erhält [8] und dann seinerseits als ionisierendes Teilchen das Rohr durchquert. Kommt ein solches Teilchen, das man als δ -Elektron bezeichnet, dem Draht näher als das ursprüngliche Myon, so erreichen die von ihm unterwegs freigesetzten Ladungsträger den Zähldraht vor denen, die entlang der Myonspur entstanden sind. Dies führt zu einem Unterschätzen des Driftradius. In umgekehrter Richtung ist dieser Effekt

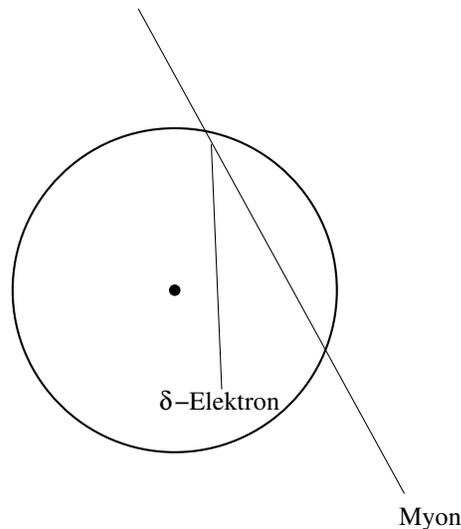


Abbildung 3.3: Unterschätzen des Driftradius durch ein δ -Elektron.

jedoch nicht möglich, da die Ausselektronik stets den Zeitpunkt aufzeichnet, zu dem die erste Ladungslawine den Zähldraht erreicht, und sich danach für eine (einstellbare) Totzeit gegen weitere Ereignisse sperrt. Der Driftradius wird dadurch also niemals überschätzt.

Fasst man all diese Effekte zusammen, so gelangt man zu einer bestimmten Wahrscheinlichkeitsverteilung dafür, eine Driftzeit t zu messen, unter der Bedingung, dass der tatsächliche Driftradius den Wert r hatte. Diese Funktion wird in [9] mit $P(t|r)$ bezeichnet und durch die Parametrisierung

$$\begin{aligned}
 P(t|r) = & p_1(r) \cdot \frac{1}{p_3(r)} e^{\frac{p_2(r)-t}{p_3(r)}} - e^{\frac{p_2(r)-t}{p_3(r)}} + \\
 & + [1 - p_1(r) - p_4(r) \cdot p_2(r)] \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi p_3(r)}} e^{-\frac{[t-p_2(r)]^2}{2[p_3(r)]^2}} + \\
 & + p_4(r) \cdot \Theta(p_2(r) - t) \cdot \Theta(t)
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

beschrieben. Darin sind $p_1(r)$ bis $p_4(r)$ radiusabhängige Konstanten, von denen $p_2(r)$ der Orts-Driftzeit-Relation entspricht.

Die erste Zeile der Gleichung beschreibt eine unsymmetrische Verbreiterung der gemessenen Driftzeit. Damit wird Effekten wie der inhomogenen Ladungsverteilung entlang der Myonspur Rechnung getragen, die nur zu Fehlern in einer Richtung führen. Die mittlere Zeile fasst in Form einer Gauß-Funktion alle Einflüsse zusammen, die sowohl zu einem leichten Über- als auch Unterschätzen der Driftzeit führen können, wie Time-Slewing-Effekte. Der letzte Term repräsentiert die Auswirkung der δ -Elektronen, die zu einem konstanten Untergrund im Bereich zwischen Null und der zu erwartenden Driftzeit $p_2(r)$ führen.

Der Graph dieser Funktion ist in Abbildung 3.4 exemplarisch für einen festen Driftradius dargestellt. Hier wird ersichtlich, warum die δ -Elektronen etwas separiert von den übr-

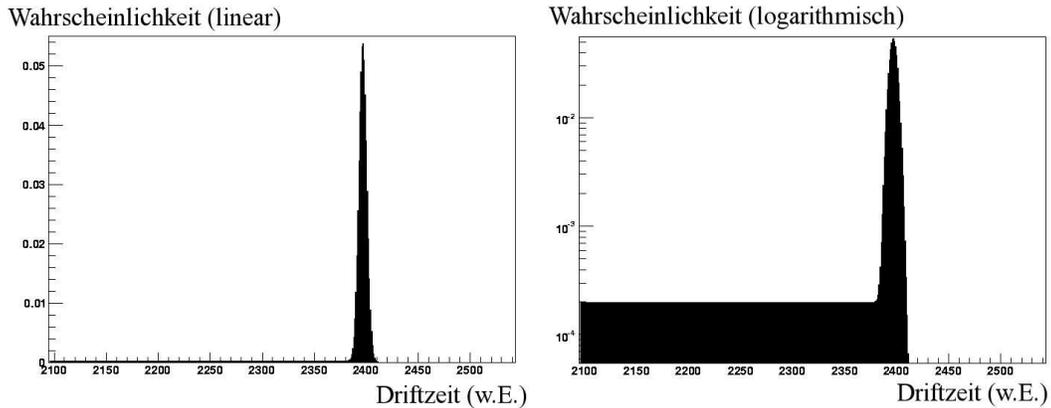


Abbildung 3.4: Graph der Funktion $P(t|r)$ aus Gleichung 3.1 für einen festen Driftradius r . Nach rechts ist die Driftzeit t (in willkürlichen Einheiten) angetragen. Links: lineare Ordinatenkalierung, rechts: logarithmische.

gen, für die Einzelrohrauflösung maßgeblichen Faktoren aufgelistet wurden: Während alle anderen Effekte zu einer vergleichsweise leichten, in grober Näherung Gauß-förmigen Verbreiterung der Verteilung führen, durch die der Driftradius allenfalls um einige hundert μm falsch wiedergegeben wird, führen δ -Elektronen meist zu einem Fehler von vielen mm.

Da zur Spurrekonstruktion im Rahmen des ATLAS-Experimentes in der Regel die Daten von mindestens 6 getroffenen Rohrlagen herangezogen werden und nur in den wenigsten Fällen in mehr als einem Rohr ein δ -Elektron auftritt, führt dies zu einer typischen Signatur: Die Daten von fünf getroffenen Rohren sind untereinander konsistent und erlauben die eindeutige Rekonstruktion einer Spur, der im 6. Rohr gemessene Driftradius ist dagegen wesentlich zu klein, um mit eben dieser Spur verträglich zu sein. Auf diese Weise kann das Auftreten eines δ -Elektrons bei der Datenauswertung erkannt und die Driftradiusinformation des betreffenden Rohres verworfen werden.

Aus diesem Grunde bleiben δ -Elektronen bei der Diskussion der Einzelrohrauflösung im Allgemeinen außen vor. Man beschränkt sich vielmehr auf die Verteilung im zentralen Bereich um $p_2(r)$ herum und charakterisiert anhand deren Breite die Einzelrohrauflösung.

3.2 Auswirkungen zusätzlicher Bestrahlung

Wird ein Driftrohr zusätzlich zu den Myonen gleichzeitig auch noch anderer ionisierender Strahlung ausgesetzt, wie z.B. Gammastrahlung oder hochenergetischen Neutronen, so wechselwirkt ein durch das Zählrohr laufendes γ -Quant bzw. Neutron mit gewisser Wahrscheinlichkeit mit dem Zählgas oder der Rohrwand und erzeugt letztlich Ionen im Zählgas. Dies kann direkt erfolgen, z.B. indem ein γ -Quant durch den Photoeffekt ein Elektron aus der Hülle eines Zählgasatoms herauslöst, oder auch mittelbar, wenn beispielsweise ein Neutron auf einen Kern in der Rohrwand trifft und der Rückstoßkern (oder ein Fragment dessen) seinerseits ein Ionisationssignal im Gas hinterlässt. Auf diese Weise wird von der Ausleseelektronik ein Signal aufgezeichnet, das nicht von einem Myonendurchgang herührt. Auf die Ortsauflösung hat dies zweierlei denkbare Auswirkungen:

- a) Fällt die Wechselwirkung des Photons bzw. Neutrons mit dem Rohr zeitlich eng mit dem Durchgang eines Myons zusammen, und erreichen die im Zählgas durch das erstere erzeugten Elektronen den Draht eher als die auf das Myon zurückgehenden, so wird eine zu kurze Driftzeit gemessen, während das Signal des Myons infolge der Totzeit der Elektronik unentdeckt bleibt. Dieser Effekt gleicht im Wesentlichen dem von δ -Elektronen, berührt also im Sinne der vorangehenden Überlegungen nicht die Einzelrohrauflösung. Ein Unterschied besteht jedoch darin, dass die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines δ -Elektrons eine feste Größe ist, während die Wahrscheinlichkeit für einen Treffer durch Bestrahlung mit der Bestrahlungsstärke variiert. So lange diese so klein ist, dass es beim Durchgang eines Myons durch eine Kammer mit 6 Rohrlagen sehr unwahrscheinlich ist, dass mehr als eines der vom Myon getroffenen Rohre gleichzeitig einen Bestrahlungstreffer erleidet, ist der Effekt der gleiche wie bei den δ -Elektronen: Der Untergrundtreffer kann als solcher erkannt und ausgesondert werden, eine Verringerung der Ortsauflösung resultiert allenfalls daraus, dass sich die Rekonstruktion der Spur nur auf 5 an Stelle von 6 Einzelrohrdaten stützen kann. Ist die Bestrahlungsstärke dagegen so groß, dass im statistischen Mittel mehrere oder gar alle vom Myon durchquerten Rohre einen Bestrahlungstreffer erleiden, wird eine Spurrekonstruktion in den meisten Fällen gänzlich unmöglich gemacht. Anhand der in [5] und [6] bestimmten Einzelrohreffizienz gegenüber Neutronen lässt

sich abschätzen, bis zu welchen Bestrahlungsstärken eine Spurrekonstruktion bei Neutronenuntergrund noch möglich ist.

- b) Treten Bestrahlungstreffer und Durchgang eines Myons in gewissem zeitlichem Abstand auf, so ist dennoch eine Auswirkung auf die Ortsauflösung denkbar: Die häufigen γ - bzw. Neutronentreffer hinterlassen neben den sehr mobilen Elektronen, die schnell zum Draht driften, auch positiv geladene Atomrümpfe, die infolge ihrer wesentlich größeren Masse vergleichsweise unbeweglich sind und erst nach längerer Zeit mit Elektronen rekombinieren. Diese positiven Ionen verändern das elektrische Feld im Driftröhre und beeinflussen damit Driftgeschwindigkeit und Gasverstärkung. Für Gammastrahlung ist dieser Effekt in [4] eingehend untersucht worden. Einerseits wird dort eine Abschwächung der Gasverstärkung beschrieben, die zu kleineren Pulsen am Diskriminator und somit einer Verstärkung von Time-Slewing-Effekten führt, andererseits eine Veränderung der Driftgeschwindigkeit. Letzteres kann teilweise durch Bestimmung einer neuen Orts-Driftzeit-Relation kompensiert werden. Diese vermag allerdings nur die zeitlich gemittelte Änderung des Driftfeldes auszugleichen. Das tatsächliche Driftfeld, das die vom Myon erzeugten Elektronen vorfinden, hängt jedoch auch davon ab, wann und wo zuletzt Ionen durch γ -Treffer erzeugt wurden. Diese zeitliche und räumliche Fluktuation kann nicht kompensiert werden, was zu einer Verschlechterung der Einzelrohrauflösung vor allem für große Driftradien führt.

Die Frage, inwieweit sich die Einzelrohrauflösung infolge der unter b) beschriebenen Effekte auch bei Neutronenuntergrund verschlechtert, ist der zentrale Gegenstand dieser Arbeit.

4 Der Versuchsaufbau

Für die Studien zur Ortsauflösung wird eine kleine Kammer mit 15 cm Rohrlänge verwendet, die von zwei Halbleiter-Streifendetektoren umgeben ist. Die Ortsauflösung der Halbleiterdetektoren leidet nicht unter der Bestrahlung mit Neutronen, es treten allenfalls langfristige Strahlenschäden durch Dotierungsinversion auf. Somit eignen sie sich sehr gut als Referenz für die tatsächlichen Myonspuren. Oberhalb und unterhalb dieses Aufbaus befinden sich Szintillationszähler, anhand deren gleichzeitigen Ansprechens der Durchgang eines kosmischen Myons festgestellt werden kann. Ein Bleiabsorber über dem unteren Szintillator hindert niederenergetische Myonen daran, diesen zu erreichen, und dient so als Energiediskriminator. Dieser Aufbau ist in einem Aluminiumrahmen untergebracht, der direkt neben der Neutronenquelle positioniert werden kann (vgl. Abbildung 4.1). Die nachfolgenden Unterkapitel befassen sich detailliert mit den einzelnen Komponenten.

4.1 Neutronenquelle

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen bei Neutronenuntergrund erfolgten in einem Zuge mit dem in [6] beschriebenen Experiment und unter Benutzung derselben Neutronenquelle. Letzteres hatte zum Ziel, die Neutronenempfindlichkeit der Driftrohre bei einer definierten Energie oberhalb von 10 MeV unter Verwendung der Ausleseelektronik, die auch im ATLAS-Experiment eingesetzt wird, zu bestimmen. Ausschlaggebend für die Wahl dieses Energiebereiches war die große Diskrepanz zwischen zwei theoretischen Vorhersagen, die mit Hilfe von GEANT3 bzw. FLUKA erstellt wurden [5]. Die Anforderungen an die Neutronenquelle waren daher dadurch gegeben, dass sie einerseits auf dem Querschnitt einer dreilagigen Myonkammer von etwas über 10 cm Länge eine Neutronenflussdichte zu erzeugen vermag, wie sie für das ATLAS-Experiment erwartet wird, und andererseits möglichst monoenergetische Neutronen bei einer Energie oberhalb von 10 MeV liefert.

4.1.1 Auswahl der Kernreaktion zur Neutronenerzeugung

Radioaktive Quellen wie ^{252}Cf oder Americium-Beryllium sind für diesen Zweck nicht geeignet, da sie nicht in diesen hohen Energiebereich vordringen bzw. ein breites Energiespektrum aufweisen, das sich zum großen Teil über den Bereich unter 10 MeV erstreckt (vgl. Abbildung 4.2). Auch die Neutronen aus einem Spaltungsreaktor wie dem

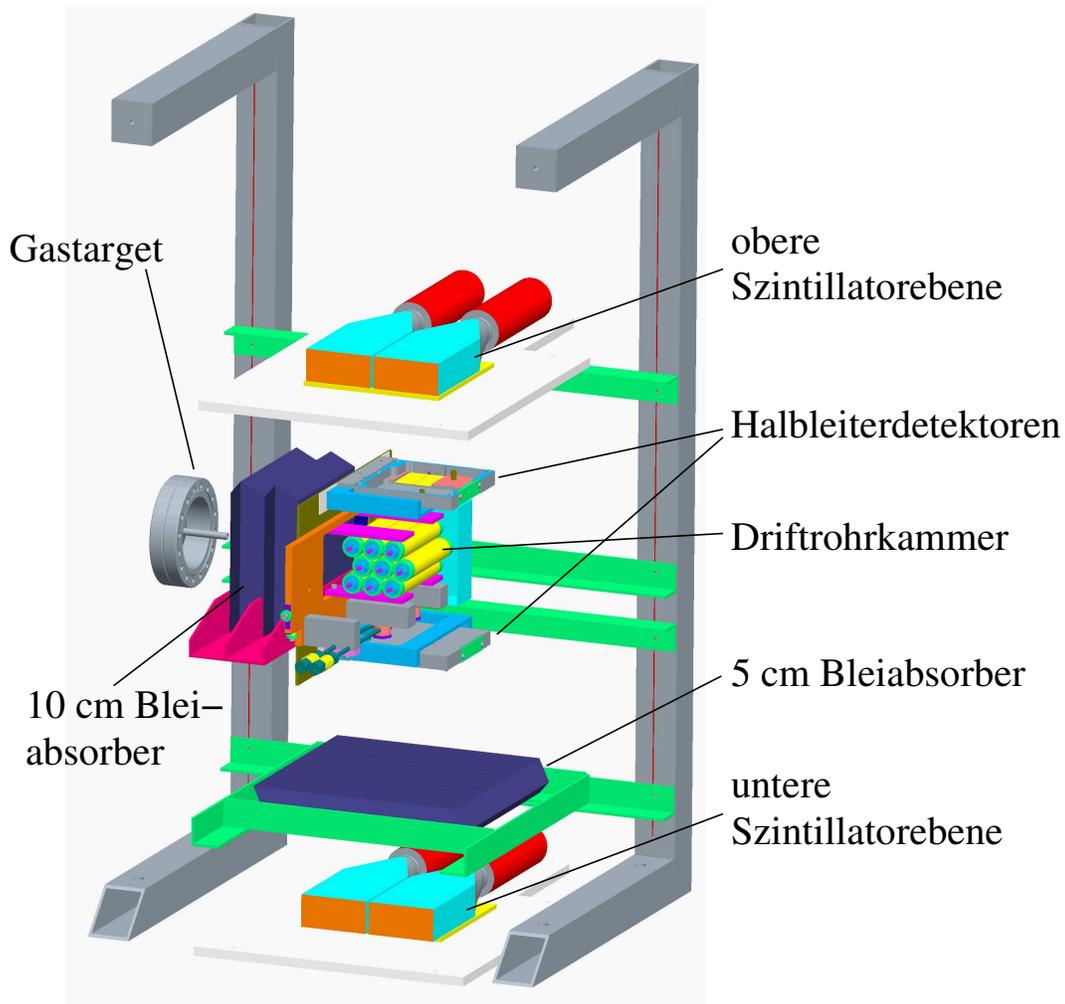


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.

Forschungsreaktor FRM II in Garching sind für diesen Zweck nicht geeignet. Die durch induzierte Spaltung schwerer Kerne freigesetzten Neutronen weisen ein Energiespektrum auf, das dem der Neutronen aus der spontanen Spaltung von ^{252}Cf sehr ähnlich ist, entsprechend sind auch diese zu niederenergetisch.

Die Wahl fiel daher letztlich auf eine Neutronenerzeugung mit Hilfe des Tandembeschleunigers des Maier-Leibnitz-Laboratoriums in Garching. Ionen eines bestimmten Nuklides werden beschleunigt und auf ein geeignetes Target gerichtet, in dem sie Kernreaktionen hervorrufen und dabei Neutronen freisetzen. Das Reaktionsschema ist stets von der Form



Entsteht bei der Reaktion mehr als ein Neutron (d.h. $k > 1$), so liegt im Endzustand kein einfaches Zweikörperproblem mehr vor und die kinetische Energie ist statistisch auf die entstehenden Teilchen verteilt. Aus diesem Grunde scheidet Reaktionen aus, die mehr als ein Neutron freisetzen. Grundsätzlich kommen sowohl exotherme als auch endotherme

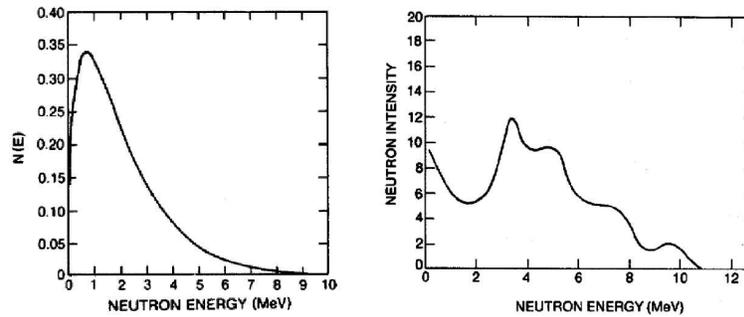


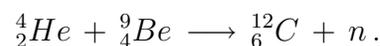
Abbildung 4.2: Neutronen-Energiespektrum einer ^{252}Cf -Quelle (links) sowie einer Americium-Beryllium-Quelle (rechts). Entnommen aus [10].

Reaktionen im Frage, die Energie der entstehenden Neutronen kann durch Variation der Einschussenergie gesteuert werden. Allerdings sind die entstehenden Neutronen in vielen Fällen ab einer gewissen Einschussenergie nicht mehr monoenergetisch, was primär durch zwei Mechanismen bedingt ist:

1. Anregung des Tochterkerns

Der in obiger Reaktionsgleichung mit Z bezeichnete Tochterkern besitzt in aller Regel Anregungszustände. Ist die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende kinetische Energie größer als die erste Anregungsenergie des Tochterkerns, so kann im Endzustand ein angeregter Kern Z^* auftreten. Die für die Kernanregung erforderliche Energie fehlt dann den Reaktionsprodukten an kinetischer Energie, woraus Neutronen mit kleinerer Energie resultieren. Überschreitet man durch Erhöhen der Einschussenergie die Schwelle für die erste Kernanregung, so tritt im Energiespektrum der Neutronen eine zweite, niederenergetischere Linie hinzu.

Ein Beispiel hierfür ist die Reaktion



Der Kohlenstoff im Endzustand hat seine niedrigsten Anregungszustände bei 4,44 und 7,65 MeV, was eine Erzeugung monoenergetischer Neutronen mit $E_n \geq 10$ MeV unmöglich macht. Die Anregungszustände des ^{12}C prägen ganz wesentlich das Neutronenspektrum einer Americium-Beryllium-Quelle, die auf eben dieser Reaktion basiert.

2. Auseinanderbrechen des Projektilkerns

Wird die Einschussenergie ausreichend weit über die Bindungsenergie des letzten Nukleons des Projektilkerns hochgefahren, so ist neben der angestrebten Kernreaktion auch ein Auseinanderbrechen des Projektilkerns bei Kollision mit einem Targetkern möglich. Im Endzustand liegen dann 3 oder mehr Körper vor. Ist nun eines der Fragmente ein Neutron, so führt dies zum Auftreten eines Untergrundes aus niederenergetischen Neutronen.

Ein Beispiel hierfür ist die Fusionsreaktion

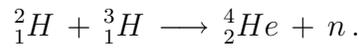


Ab einer Einschussenergie von 4,45 MeV kann das relativ schwach gebundene Deuteron auseinanderbrechen [11], d.h. es findet auch die Reaktion



statt, womit die insgesamt erzeugten Neutronen nicht mehr monoenergetisch sind. Um Neutronen mit über 10 MeV zu erzeugen, müsste die Strahlenergie aber bei etwa 7 MeV liegen [11].

Eine Auflistung gebräuchlicher Kernreaktionen zur Neutronenerzeugung findet sich in [11]. Die meisten der dort beschriebenen Reaktionen erlauben es nicht, monoenergetische Neutronen mit $E_n \geq 10$ MeV zu produzieren, da je mindestens einer der beiden oben dargelegten Prozesse zur Entstehung eines niederenergetischen Untergrundes führt. Ausichtsreich ist lediglich die Reaktion



Da der Kern ${}^4\text{He}$ eine sehr hohe Bindungsenergie aufweist, ist diese Reaktion mit $Q = +17,58$ MeV sehr stark exotherm. Sie weist ferner eine sehr niedrige Coulombbarriere auf, bereits bei Einschussenergien von etwa 20 keV läuft die Reaktion ab [12]. Aus diesen Gründen gilt eben diese Reaktion als der aussichtsreichste Kandidat, in der Zukunft zur Energiegewinnung in Fusionsreaktoren zu dienen. Aufgrund des hohen Q -Wertes weisen die entstehenden Neutronen selbst bei einer minimalen Strahlenergie knapp oberhalb der Schwelle bereits eine Energie von etwa 14 MeV auf [12]. Ein Aufbrechen des Projektilkerns (Deuterium) tritt erst bei Strahlenergien von mehr als 3,71 MeV auf [11], was die Erzeugung monoenergetischer Neutronen bis etwa 20 MeV erlaubt.

Diese Reaktion ist für den beabsichtigten Zweck an sich ideal, ihre Durchführung scheitert jedoch an einem praktischen Aspekt: Das benötigte Targetmaterial Tritium ist ein radioaktives Gas, mit dem nur unter großen Sicherheitsvorkehrungen hantiert werden darf. Zwar haben Titanfolien die Eigenschaft, bei geeigneten Druck- und Temperaturbedingungen Hydridverbindungen mit dem Wasserstoff einzugehen, was es erlaubt, Titanfolien mit Tritium zu beladen und das radioaktive Nuklid somit in einem Festkörper zu binden, jedoch ist diese Verbindung nur sehr schwach, bei Erwärmung (wie z.B. durch den Beschuss mit einem Deuteriumstrahl) wird wieder gasförmiges Tritium freigesetzt. Ein Tritiumtarget stellt daher in jedem Fall eine offene radioaktive Quelle dar, für die am Maier-Leibnitz-Laboratorium keine Umgangsgenehmigung besteht.

Die Wahl fiel letztlich auf die in [13] und [14] beschriebene Reaktion



Charakteristisch an dieser endothermen Reaktion mit einem Q -Wert von $-2,764$ MeV ist, dass ein sehr schweres Projektil auf ein leichtes Target trifft, womit der Großteil der zugeführten Strahlenergie der Schwerpunktsbewegung zugutekommt, während im Schwerpunktsystem selbst nur vergleichsweise wenig Energie zur Verfügung steht und davon wiederum ein beachtlicher Teil aufgewendet werden muss, um die endotherme Reaktion überhaupt ablaufen zu lassen. Obwohl der erste Anregungszustand des Tochterkerns ${}^{11}\text{C}$ bei

2,00 MeV liegt, wird dieser erst bei Einschussenergien von mehr als 57,168 MeV erreicht, was ausreicht, um Neutronen bis zu $E_n = 11,859$ MeV zu erzeugen [14]. Eine weitere, bedeutende Eigenschaft besteht darin, dass die Neutronen im Schwerpunktsystem zwar in alle Raumrichtungen emittiert werden können, sie wegen der hohen Schwerpunktgeschwindigkeit aber nach Transformation in das Laborsystem nur noch in einen Vorwärtskegel um die Strahlachse emittiert werden, dessen einfacher Öffnungswinkel etwa 41° beträgt [6]. Dies ist insofern vorteilhaft, dass die hinter dem Target positionierte Myonkammer aus dessen Sicht stets nur einen Raumwinkel abdeckt, der kleiner als 2π ist. Während die meisten anderen Neutronenquellen in alle Raumrichtungen emittieren und somit nur ein Bruchteil der produzierten Neutronen tatsächlich die Kammer trifft, erlaubt diese Winkelverteilung eine erheblich bessere Ausnutzung der produzierten Neutronen.

Nachteilig ist allerdings, dass das Targetmaterial bei Raumtemperatur gasförmig ist. Es muss daher in einen Hohlraum eingeschlossen werden, dessen Wände es daran hindern, sich in das evakuierte Strahlrohr auszubreiten. Beim Eintritt in diesen Hohlraum durchqueren die Bor-Ionen weitere Materie, in der sie Kernreaktionen auslösen können. Dabei entstehende Neutronen stellen einen unerwünschten Untergrund dar.

4.1.2 Untersuchung der Kernreaktionen im Gastarget

Für erste Versuche wurde das in [14] beschriebene Wasserstoff-Gastarget verwendet. Das Gas ist dabei in einen Hohlzylinder aus Edelstahl eingeschlossen, der einen Durchmesser von etwa 1 cm sowie eine Länge von 3 cm aufweist. Auf der einen Seite wird das Gas durch eine $5\ \mu\text{m}$ dicke Molybdänfolie gegen das Vakuum des Strahlrohres abgeschlossen, auf der anderen Seite befindet sich ein $1,5\ \text{mm}$ dickes Goldscheibchen, das diejenigen Bor-Ionen stoppt, die nicht mit dem Wasserstoff reagieren. Das Target wird mit einem maximalen Fülldruck von 3 bar betrieben, dieser ist nach oben durch die Reißfestigkeit der Molybdänfolie begrenzt.

Im Rahmen einer ersten Erprobung der Neutronenquelle wurde ein Strahl von fünffach positiv geladenen ^{11}B -Ionen mit einer kinetischen Energie von 60 MeV auf das Target gerichtet, der Strahlstrom lag bei 85 nA. In einer Entfernung von 2,97 m zum Target wurde ein Neutronen-Dosisleistungsmessgerät vom Typ 2202D der Firma Studsvik[15] so positioniert, dass seine Verbindungslinie mit dem Target mit der Strahlrohrachse einen Winkel von $24,6$ Grad einschließt. Dabei handelt es sich im Wesentlichen um ein mit Bortrifluorid (BF_3) gefülltes Zählrohr, welches von einem dicken Mantel aus (moderierend wirkendem) Kunststoff umgeben ist. Über die Reaktion $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li} + ^4\text{He}$ ruft ein in das Zählrohr eintretendes, thermisches Neutron ein α -Teilchen hervor, welches ein Ionisationssignal hinterlässt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Zählers auf γ -Quanten ist verschwindend gering. Das Gerät besitzt neben einer analogen Anzeige für die Äquivalentdosisleistung auch einen BNC-Ausgang, an dem jedes Zählereignis über einen negativen 5V-Puls detektiert werden kann. Dieser Ausgang wird über einen Diskriminator, der zur Signalkonversion in den NIM-Standard dient, mit einem Digitalzähler verbunden. Der Hersteller des Gerätes gibt die Neutronenempfindlichkeit R als Funktion der Energie an, wobei R definiert ist als der Quotient aus der Zählrate \dot{N} (in $\frac{1}{\text{s}}$) und der Neutronenflussdichte Φ (in $\frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$). R hat folglich die Dimension einer Fläche. Anhand der

vom Digitalzähler in einem festen Zeitintervall erfassten Ereignisse kann so der Neutronenfluss am Ort des BF_3 -Zählers erfasst werden.

Eine Variation des Gasdrucks in der Wasserstoffzelle liefert bei sonst gleichen Versuchsbedingungen die folgenden Neutronenflussdichten:

p_{Target} in mbar	Φ in $\frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$
600	34,5
1100	37,4
2000	44,2
2800	48,5

Lineare Extrapolation auf einen Druck von 0 mbar (eine entsprechende Messung wurde nicht durchgeführt) liefert eine Flussdichte von $30,6 \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ und legt somit nahe, dass etwa zwei Drittel der bei einem Targetdruck von 2,8 bar unter diesem Winkel gemessenen Neutronen aus Kernreaktionen mit anderen Elementen als dem Wasserstoff stammen. Aus [14] ist bekannt, dass die aus solchen Reaktionen mit den übrigen Komponenten des Targets stammenden Neutronen Energien im Bereich von etwa 1-5 MeV aufweisen und somit einen unerwünschten Untergrund darstellen. Um ein neues Gastarget zu konstruieren, das diesen niederenergetischen Neutronenuntergrund möglichst gering hält, ist ein genaues Verständnis der Kernreaktionen erforderlich, die zur Entstehung dieses Untergrundes führen. In Frage kommen für solche Reaktionen zwei Bereiche des Targets: Das Eintrittsfenster aus Molybdän, sowie das Goldscheibchen, das den Rest des Bor-Strahls stoppt.

Nach dem Abschalten des Strahls wurde beobachtet, dass das Target aktiviert worden war, in 10 cm Abstand wurde eine Äquivalentdosisleistung von etwa $10 \mu\text{Sv/h}$ gemessen. Über zehn Stunden später war die Aktivität des Targets zwar etwa um den Faktor 10 niedriger, jedoch war das Target nicht vollständig abgeklungen. Da das bei der Reaktion des Bors mit dem Wasserstoff entstehende Kohlenstoff-Isotop ^{11}C eine Halbwertszeit von lediglich 20,39 Minuten aufweist, war damit erwiesen, dass weitere Radionuklide in anderen Regionen des Targets entstanden sein mussten. Zur Identifikation dieser wurde das Target etwa 30 Stunden nach dem Abschalten des Strahls vor einen Germanium-Detektor gelegt, mit dessen Hilfe ein Energiespektrum der aus dem Target emittierten Gammastrahlung aufgenommen wurde. Eine ^{60}Co - sowie eine ^{22}Na -Quelle dienten zur Energiekalibration des Detektors. Die Abbildungen 4.3 und 4.4 geben die Spektren wieder, die von zwei verschiedenen Seiten des Targets aufgenommen wurden. Prinzipiell ist es nun möglich, die Nuklidkarte im Bereich der in Frage kommenden Massenzahlen nach den im Spektrum auftretenden γ -Energien zu durchsuchen. Etwas schneller gelangt man jedoch zum Ziel, indem man mit Hilfe des Simulationsprogrammes PACE4 [16] eine Vorhersage der zu erwartenden Kernreaktionen erstellt und dann gezielt im Spektrum nach den charakteristischen γ -Linien der Reaktionsprodukte sowie deren Zerfallsprodukte sucht. Dieses Programm berücksichtigt ausschließlich Compoundkernreaktionen, d.h. Reaktionen, bei denen die kollidierenden Kerne zunächst verschmelzen und dann ein oder mehrere Nukleonen abgespalten werden, oder der gebildete Kern zerbricht. Andere Reaktionen, wie der Ladungsaustausch zwischen Projektil- und Targetkern, finden dagegen keine Berücksichtigung. Für den Strahlstopper ist die Vorhersage sehr einfach, da Gold lediglich ein

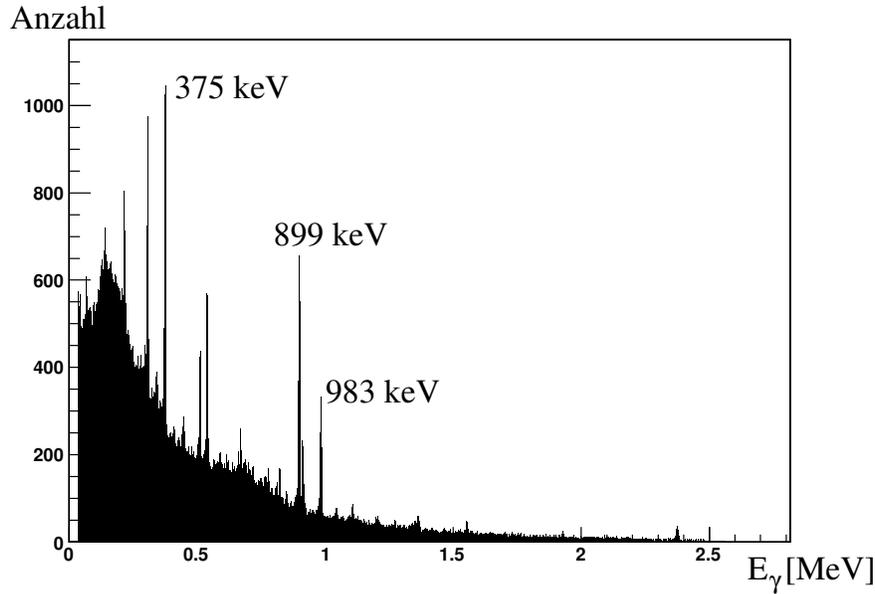


Abbildung 4.3: *Gammapektrum des aktivierten Targets 30 Stunden nach Abschalten des Strahls (Gold-Strahlstopper dem Detektor zugewandt). Einige markante γ -Energien sind angegeben (± 1 keV).*

stabiles Isotop aufweist, nämlich das mit der Massenzahl 197. Der Bor-Strahl muss zunächst das Eintrittsfenster aus Molybdän durchqueren, sowie den Wasserstoff (sofern das Target nicht im evakuierten Zustand betrieben wird), bevor er in das Goldscheibchen eintreten kann. Da der Energieverlust im Eintrittsfenster etwa 5 MeV beträgt [6], wird für die Simulation angenommen, dass ^{11}B -Ionen mit einer kinetischen Energie von 55 MeV auf ^{197}Au treffen. Das Programm PACE4 sagt in diesem Fall die folgenden Kernreaktionen voraus:

Reaktionsprodukt	Wirkungsquerschnitt (in mbarn)
^{204}Po	243
^{205}Po	20,8
^{204}Bi	8,4
^{201}Pb	6,4

Die Produktionsquerschnitte für alle weiteren Nuklide liegen je unter 5 mbarn, der Spaltungsquerschnitt bei 40,8 mbarn. Der gesamte Querschnitt für den Ablauf einer (beliebigen) Kernreaktion wird mit 327 mbarn vorhergesagt.

Das Nuklid ^{204}Po zerfällt mit einer Halbwertszeit von 3,5 Stunden durch K-Schalen-Einfang zu ^{204}Bi , etwa 30 Stunden nach Ende der Bestrahlung ist das Polonium auf diesem Wege praktisch vollständig zerfallen. Das Tochternuklid ^{204}Bi (das bei der Bestrahlung der Simulation zufolge auch direkt gebildet werden kann) weist jedoch eine Halbwertszeit von 11,2 Stunden auf, es zerfällt durch K-Schalen-Einfang zu ^{204}Pb , einem quasi-stabilen Bleisotop mit einer Halbwertszeit von über 10^{17} Jahren. Zu dem Zeitpunkt,

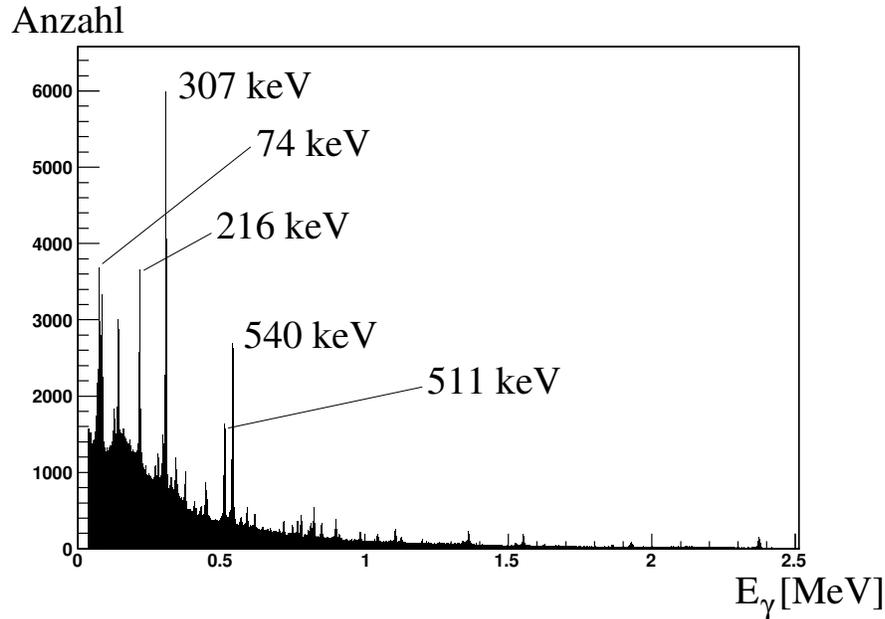


Abbildung 4.4: *Gammapektrum des aktivierten Targets 30 Stunden nach Abschalten des Strahls (Molybdänfolie dem Detektor zugewandt). Einige markante γ -Energien sind angegeben (± 1 keV).*

zu dem das Spektrum aufgenommen wurde, sollte demnach noch eine beträchtliche Zahl von ^{204}Bi -Kernen vorhanden gewesen sein. In der Tat sind die wichtigsten, charakteristischen γ -Linien bei 899, 375 und 984 keV, die den Zerfall dieses Nuklides hin zum Blei begleiten, im Spektrum deutlich zu erkennen. Auch weitere, weniger intensive Linien bei 912, 671, und 918 keV lassen sich im γ -Spektrum nachweisen, womit das Vorhandensein von ^{204}Bi im Strahlstopper anhand seiner charakteristischen γ -Signatur eindeutig belegt ist.

^{205}Po ist aufgrund seiner kurzen Halbwertszeit von 1,7 Stunden nicht mehr im Strahlstopper zu erwarten, das Zerfallsprodukt ^{205}Bi hingegen weist infolge seiner Halbwertszeit von 15,3 Tagen eine vergleichsweise niedrige Aktivität auf. Da der Produktionsquerschnitt für ^{205}Po zudem mehr als eine Größenordnung unter dem von ^{204}Po liegt, sind höchstens schwache γ -Linien von ^{205}Bi zu erwarten. Im Spektrum sind selbst die intensivsten Linien des ^{205}Bi bei 1764 und 703 keV nicht auffindbar. Die übrigen, im Spektrum sichtbaren Linien haben ihren Ursprung offenbar in der Molybdänfolie, da ihre Intensität erheblich ansteigt, wenn das Target so umgedreht wird, dass die Molybdänfolie dem Detektor zugewandt ist.

Damit hat die Gammaspektroskopie im Hinblick auf den Strahlstopper die Vorhersagen des Simulationsprogrammes PACE4 qualitativ bestätigt. Der dominante Prozess ist demnach die Kernreaktion



Es entsteht folglich bei der Fusionsreaktion nicht der direkte Compoundkern ${}_{84}^{208}\text{Po}$, sondern es werden vier Neutronen freigesetzt. Auch über die Energie der Neutronen trifft PACE4 eine Vorhersage, es handelt sich laut der Simulation um eine breite Energieverteilung mit einem Maximum bei etwa 2 bis 3 MeV. Dies ist mit der in [14] beschriebenen Beobachtung eines niederenergetischen Neutronenuntergrundes im Bereich von 1-5 MeV konsistent.

Im Hinblick auf die Molybdänfolie gestaltet sich die Durchführung von Simulationsrechnungen sowie deren Verifikation anhand des Gammaspektrums wesentlich schwieriger, da Molybdän sechs stabile Isotope aufweist, sowie ein siebtes, quasi-stabiles (${}^{100}\text{Mo}$) mit einer Halbwertszeit von etwa 10^{19} Jahren. Die Anteile dieser Isotope in natürlichem Molybdän liegen zwischen etwa 9% und 24%, so dass für eine realistische Beschreibung der Vorgänge in der Eintrittsfolie keines vernachlässigt werden kann. Entsprechend müssen 7 Simulationsrechnungen ausgeführt werden, die zu einer großen Zahl von möglichen Reaktionsprodukten führen. Die Ergebnisse dieser Simulationen sowie die Zuordnung der im Spektrum auftretenden Gammalinien zu den einzelnen Radionukliden finden sich in Anhang 1. Auch dort ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der Vorhersage und dem tatsächlich beobachteten Gammaspektrum. Die wesentlichen Kernreaktionen, die in den Bestandteilen der Wasserstoffzelle ablaufen und zur Entstehung zusätzlicher Neutronen führen, sind damit rekonstruiert.

Für die folgende Optimierung des Gastargets stellt sich nun eine wichtige Frage: Es gilt herauszufinden, in welchem Verhältnis das Eintrittsfenster und der Strahlstopper zur Produktion zusätzlicher Neutronen beitragen. Leisten beide einen etwa gleichen Beitrag, so müssen beide Komponenten bei der Optimierung in gleichem Maße berücksichtigt werden. Liefert dagegen eine den Hauptbeitrag, so wird man sich im Wesentlichen auf diese konzentrieren. Die Klärung dieser Frage erfordert eine zusätzliche, quantitative Untersuchung der ablaufenden Kernreaktionen. Auch diese findet sich im Detail in Anhang 1, an dieser Stelle soll lediglich das grundsätzliche Vorgehen in knappen Zügen dargelegt werden:

- Mit Hilfe des Programms **GASPAN**[17] werden die einzelnen Linien im Gammaspektrum vermessen. Das Programm passt an jede Linie eine Gauß-Funktion an, die Fläche unter der Gauß-Kurve ist ein Maß für die Zählrate, mit der Gammaquanten der entsprechenden Energie registriert werden. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Quanten im Germaniumdetektor von deren Energie abhängt, wird zusätzlich das Spektrum einer radioaktiven Quelle mit bekannter Aktivität und bekanntem Verzweigungsverhältnis ihrer γ -Linien vermessen. Auf diese Weise kann die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Energie bestimmt werden. Mit dieser Information ist es dann möglich, die vorher bestimmten Zählraten in Aktivitäten umzurechnen.
- Kennt man die Aktivitäten, so kann man anhand der zugehörigen Halbwertszeiten berechnen, wie viele Kerne des betreffenden Nuklids sich zum Zeitpunkt der Messung im Target befanden.
- Durch (teils gekoppelte) Differentialgleichungen lässt sich beschreiben, wie sich die Population der verschiedenen Radionuklide während des Beschusses mit dem Bor-

Strahl erhöht. Hier fließen die zunächst unbekanntes Erzeugungsraten der Nuklide ein. Nach dem Abschalten des Strahls nehmen die Populationen wieder ab, teilweise exponentiell, teilweise kommt es auch zu komplizierteren Zeitabhängigkeiten, da manche Nuklide durch den Zerfall anderer laufend neu gebildet werden. Die Zahl der Kerne zu einem definierten Zeitpunkt nach dem Abschalten kennt man anhand der Ergebnisse der Gammaskopie, was es letztlich erlaubt, die Produktionsraten während des Bor-Beschusses zu berechnen.

- Anhand der Zahl der Neutronen, die bei der Bildung eines bestimmten Kerns freigesetzt werden, kann aus den Produktionsraten schließlich die Neutronenerzeugungsraten während der Bestrahlung ermittelt werden.

Zusätzlich wird in Anhang 2 eine reine Simulationsstudie über den Beitrag von Eintrittsfenster und Strahlstopper zur Neutronenproduktion durchgeführt, die sich allein auf die mit Hilfe von PACE4 ermittelten Wirkungsquerschnitte stützt.

Beide Untersuchungen kommen zu einem ähnlichen Ergebnis: Die Zahl der pro Zeiteinheit im Eintrittsfenster erzeugten Neutronen liegt um etwa eine Größenordnung über der Zahl der im Strahlstopper erzeugten. Folglich wird man bei der Optimierung des Targets das Hauptaugenmerk auf das Eintrittsfenster richten und dem Strahlstopper nur wenig Bedeutung beimessen.

4.1.3 Aufbau eines optimierten Gastargets

Die Wasserstoffzelle befindet sich im Zentrum eines aus Edelstahl gefertigten Flansches, der das Ende des Strahlrohres abschließt. Bei der Konstruktion des Targets wurde Wert darauf gelegt, dass sowohl das Eintrittsfenster als auch der Strahlstopper mit möglichst geringem Aufwand ausgetauscht werden können, um während einer Strahlzeit mehrere Materialien ausprobieren zu können. Der Austausch des Strahlstoppers erfordert lediglich ein Ablassen des Wasserstoffs, zum Folienwechsel dagegen muss das Strahlrohr belüftet und der Targetflansch abmontiert werden. Einen schematischen Querschnitt durch das Target zeigt Abbildung 4.5. Die Länge der Wasserstoffzelle von 3 cm wurde beibehalten. Sie ist einerseits durch den Energieverlust des Strahls im Wasserstoffgas begrenzt. Durch diesen haben die Bor-Ionen am Ende der Zelle eine geringere Energie als am Anfang und erzeugen dort bei der Reaktion mit dem Wasserstoff niederenergetischere Neutronen. Die erhöhte Flächendichte (und somit erhöhte Neutronenausbeute), die eine Verlängerung der Zelle mit sich bringt, muss daher gegen die Energieverbreiterung der Neutronen abgewogen werden. Andererseits werden zur Vermessung der Energieverteilung der Neutronen Flugzeitmessungen durchgeführt, die auf einen definierten Entstehungsort der Neutronen angewiesen sind. Eine verlängerte Targetzelle wird dort mit einer verschlechterten Energieauflösung erkaufte. Bei der Auswahl geeigneter Materialien für Eintrittsfenster und Strahlstopper sind unterschiedliche Anforderungen zu stellen.

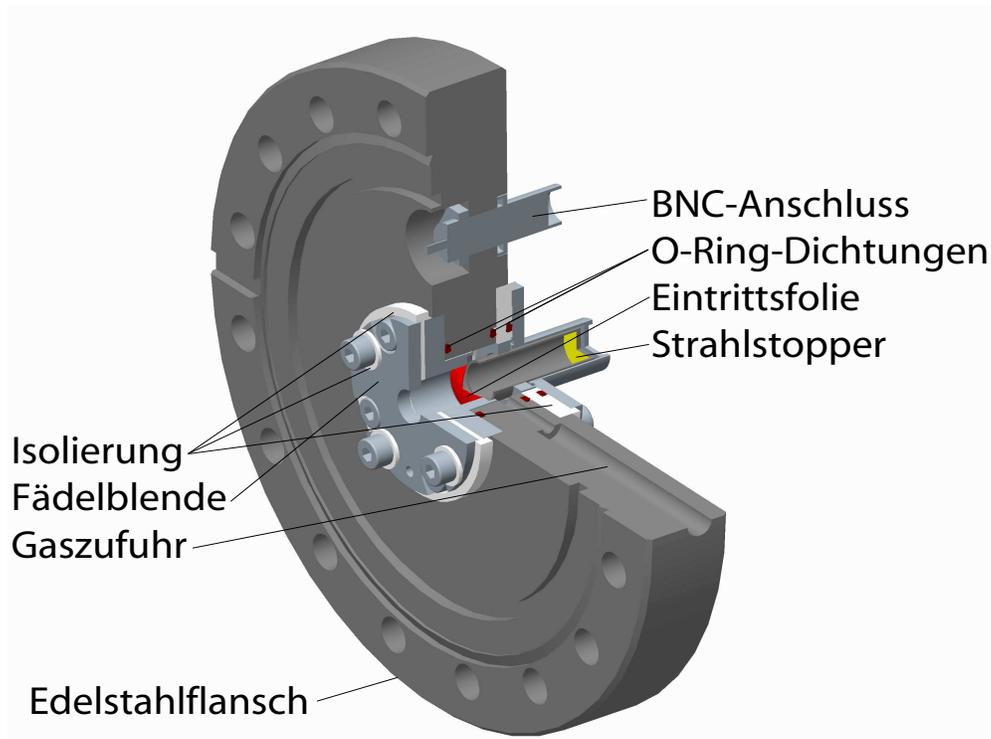


Abbildung 4.5: Schematischer Querschnitt durch das Wasserstoff-Gastarget, das für die MDT-Bestrahlung verwendet wurde.

Das Material des Eintrittsfensters

Bei der Eintrittsfolie besteht die formale Anforderung darin, das Produkt aus Flächendichte der Atome, Wirkungsquerschnitt eines Kerns für die Reaktion mit ^{11}B und der Zahl der pro Kernreaktion im Mittel frei werdenden Neutronen zu minimieren. Die Verwendung einer dünneren Folie erlaubt stets eine Reduzierung der Flächendichte, allerdings muss die Folie einem Druckunterschied von 3 bar standhalten, was der Dicke eine untere Grenze setzt. Die wichtigsten Materialparameter sind daher mechanischer Natur, es ist eine hohe Zugfestigkeit erforderlich. Auch die Elastizität darf nicht zu niedrig sein, da die Folie durch den Gasdruck von ihrer ursprünglich ebenen in eine konkave Form gedrückt wird und dabei nicht bersten darf. Neben den in [18] beschriebenen Materialien Molybdän und Titan wurden Versuche zur Druckbelastbarkeit auch mit Folien aus Aluminium, Tantal, Platin sowie den Kunststoffen Polyethylenterephthalat¹ (PET) und Polyimid² durchgeführt. Aus den Folien wurde dazu ein kreisrundes Stück mit einem Durchmesser von 15 mm ausgestanzt bzw. ausgeschnitten und in einen Flansch gelegt, dessen Querschnitt in Abbildung 4.6 dargestellt ist. Auf die Folie wird dann ein Aluminiumring gelegt, nach Erwärmung des Flansches wird mit einer feinen Nadel Zweikomponentenklebstoff auf den Spalt zwischen Ring und Flansch aufgetragen. Durch die erhöhte Temperatur sinkt die

¹Handelsname: Mylar[®]

²Handelsname: Kapton[®]

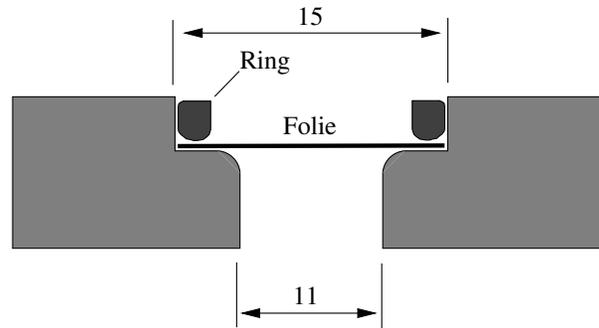


Abbildung 4.6: Schematischer Querschnitt durch einen Eintrittsfenster-Flansch. Abmessungen in mm.

Viskosität des Klebstoffes, so dass dieser durch Kapillarkräfte sowie infolge der Schwerkraft in den durch Folie, Ring und Flansch begrenzten Zwischenraum gelangt. Nach dem Aushärten der Klebung kann der Belastbarkeitstest durchgeführt werden. Die folgende Tabelle gibt einige Ergebnisse für unterschiedliche Materialien wieder.

Material	Foliendicke	platzt bei
Aluminium	13 μm	$\Delta p = 2,7$ bar
Molybdän	5,1 μm	$\Delta p = 2,5$ bar
Titan	4,9 μm	$\Delta p = 5,2$ bar
Platin	4,4 μm	$\Delta p = 0,6$ bar
Tantal	4,8 μm	$\Delta p = 1,8$ bar
PET	12 μm	$\Delta p = 4,9$ bar
Polyimid	12,5 μm	$\Delta p = 5,7$ bar

An dieser Stelle sei angemerkt, dass die Ergebnisse mitunter nur bedingt reproduzierbar waren. Die Metallfolien lagen meist zunächst in Dicken von 25 μm oder 50 μm vor und wurden eigens ausgewalzt. Die anschließende Dickenbestimmung erfolgte durch Wiegen. Folien, die aus einem ausgewalzten Stück ausgeschnitten wurden, verhielten sich sehr ähnlich. Wurde jedoch eine weitere Folie gewalzt, die ggf. auch noch aus dem Ausgangsmaterial eines anderen Herstellers stammte, so verhielt sich diese mitunter völlig anders. Vermutlich lieferte der Walzprozess teilweise Folien mit inhomogener Dicke oder lokalen Beschädigungen. In der Tabelle sind stets die höchsten Drücke aufgeführt, denen die beschriebene Folie im Versuch einmal standgehalten hat.

In Anhang 2 wird mit Hilfe von PACE4 eine Vorhersage erstellt, wie viele Neutronen ein durch die Folie laufendes Bor-Ion pro Mikrometer Foliendicke im Mittel erzeugt. Gewichtet man die Ergebnisse mit der Dicke, die die jeweilige Folie aufweisen muss, um dem Druckunterschied standzuhalten, so versprechen die beiden Kunststoffe den geringsten Neutronenuntergrund zu produzieren, gefolgt von Titan und (mit einigem Abstand) Molybdän. Da die Kunststoffe niedrige Schmelzpunkte aufweisen, die Folie aber durch den Strahl lokal stark erwärmt wird, wurde von einem Einsatz von Kunststofffolien im Strahlbetrieb abgesehen. Die Möglichkeit eines Platzens, das eine schlagartige Belüftung des

Strahlrohres mit Wasserstoffgas und dadurch potentiell schwere Schäden am Beschleuniger verursacht, konnte nicht ausgeschlossen werden.

Letztlich wurden nur Folien aus Molybdän und Titan verwendet. Um die Dicke reduzieren zu können, wurde der Durchmesser, über den hinweg die Folie freitragend ist, von ursprünglich 11 mm auf 6 mm verringert. Die Kraft, die infolge des Druckgradienten auf die Folie wirkt, skaliert mit dem Quadrat ihres Radius. In den Umfang, längs dessen diese Kraft auf den Flansch übertragen werden muss, geht der Radius dagegen linear ein. Entsprechend erlaubt ein kleinerer Radius die Verwendung dünnerer Folien, allerdings sind hier Grenzen durch den endlichen Durchmesser des Bor-Strahls gesetzt. Zum Einsatz kamen letztlich eine 5,1 μm dicke Molybdän- sowie eine 3,5 μm dicke Titanfolie. Gemäß der in Anhang 2 getroffenen Vorhersage sollte ein durch die Molybdänfolie laufendes Bor-Ion im Mittel $2,61 \cdot 10^{-5}$ Neutronen erzeugen, ein durch die Titanfolie laufendes dagegen nur $1,33 \cdot 10^{-5}$. Die Verwendung von Titan verspricht demnach, den Neutronenuntergrund aus dem Eintrittsfenster nahezu zu halbieren.

Das Material des Strahlstoppers

Beim Strahlstopper müssen andere Anforderungen an das Material gestellt werden. Hier gilt es, die Ionen möglichst ausschließlich durch Wechselwirkung mit den Elektronenhüllen der Absorberatome abzubremesen und Kernreaktionen so weit wie möglich zu verhindern. Hier haben schwere Elemente zahlreiche Vorteile. Diese weisen eine hohe Coulombbarriere auf, die Kernreaktionen gänzlich unterbindet, sobald die Energie der Ionen unter den kritischen Wert gefallen ist. Gemäß der Bethe-Bloch-Formel erleiden einfallende Ionen gerade in schweren Elementen den höchsten Energieverlust pro Wegelement, so dass die Bor-Ionen beim Eindringen in schwere Elemente bereits nach sehr kurzer Strecke unter die Coulombbarriere fallen und im Laufe ihrer weiteren Abbremsung keine Kernreaktionen mehr auslösen können. Diese Strecke liegt bei *Au*, *Pb* oder *Bi* bei wenigen Mikrometern. Auch innerhalb dieser obersten Materialschicht sind Kernreaktionen stark unterdrückt. Liegt die Energie des Projektilkerns nämlich dicht unter der Coulombbarriere, so müssen die Kerne nahezu zentral aufeinander treffen, um miteinander reagieren zu können. Ein etwas größerer Stoßparameter dagegen sorgt dafür, dass der Projektilkern im Coulombpotential des Absorberkerns auf eine hyperbelförmige Bahn gelenkt wird und sich die Kerne einander nicht bis auf die Summe ihrer Radien annähern. Dieser Mechanismus unterdrückt die Wirkungsquerschnitte sehr stark.

So ist es auch zu erklären, dass das Eintrittsfenster trotz seiner wesentlich geringeren Flächendichte den Hauptbeitrag zur Neutronenentstehung leistet: Auch der Absorber hat im Hinblick auf Kernreaktionen effektiv nur eine Dicke von wenigen μm und zusätzlich kleine Wirkungsquerschnitte.

In Anhang 2 sind mittels PACE4 Vorhersagen zur Neutronenproduktion in Strahlstoppfern aus Gold, Blei, Wismut und Uran getroffen worden. In Uran sollte es demnach keine Kernreaktionen geben, da die Bor-Ionen von Anfang an unter der Coulombbarriere liegen, in den übrigen drei Metallen entstehen mit sinkender Ordnungszahl immer mehr Neutronen. Da der Strahlstopper nur einen kleinen Teil der unerwünschten Neutronen liefert, wurde die Hauptarbeit der Optimierung auf das Eintrittsfenster verwendet. Beim Strahlstopper wurden daher nur schnell zu realisierende Versuche mit stabilen Elementen durchgeführt,

womit Uran ausschied. Blei hat die Eigenschaft, sich bei Kontakt mit Luft mit einer relativ dicken Oxidschicht zu überziehen, der darin gebundene Sauerstoff würde das Ergebnis massiv verschlechtern. Das Schneiden von Blei unter Hochvakuumbedingungen und der anschließende Einbau in das Target ohne zwischendurch erfolgenden Luftkontakt hätte einen unverhältnismäßig hohen Aufwand bedeutet. Daher schied auch dieses Material aus.

Als einzige Alternative zu Gold wurde daher ein Strahlstopper aus Wismut erprobt. Aufgrund seines niedrigen Schmelzpunktes von 271°C bestand hierbei die Gefahr, dass dieses Metall durch den Strahl so weit erwärmt wird, dass es schmilzt. Um dies zu verhindern, wurde außen ein Kühlkörper angebracht und dieser zusätzlich mit einem Ventilator belüftet.

Ergebnis der Optimierung

Im Rahmen der Strahlzeit konnte zwischen den beiden Strahlstoppnern aus Gold und Wismut kein signifikanter Unterschied festgestellt werden. Bei den Eintrittsfenstern dagegen war ein deutlicher Effekt nachzuweisen. Das mit der Titanfolie bestückte, evakuierte Target wurde zunächst mit einem $60\text{ MeV }^{11}\text{B}$ -Strahl mit einem Strahlstrom von 87 nA beschossen, der hinter dem Target platzierte BF_3 -Zähler registrierte dabei im Mittel $6,9$ Zählereignisse je Sekunde. Nach dem Einbau der Molybdänfolie wurde der Versuch bei einem Strahlstrom von 94 nA , sonst jedoch gleichen Bedingungen, wiederholt. Die Zählrate stieg dadurch auf $10,3\frac{1}{5}$. Berücksichtigt man die Änderung des Strahlstromes, so ermöglichte die Titanfolie demnach eine Verringerung des Neutronenuntergrundes um etwa 28% . Weshalb die in der Simulation vorhergesagte Halbierung nicht ganz erreicht wurde, konnte nicht abschließend geklärt werden. Es wurde jedoch beobachtet, dass auch der Edelstahlzylinder, der den Wasserstoff seitlich umschließt und aufgrund der Geometrie des Targets an sich nicht mit dem Strahl in Berührung kommen sollte, bei Versuchsende aktiviert war. Offenbar war die Annahme, dass nur Eintrittsfenster und Strahlstopper zur Neutronenentstehung bei evakuiertem Target beitragen, nicht zutreffend.

Während der Strahlzeit trat das in [18] beschriebene Phänomen in Erscheinung: Die Titanfolie entwickelte im Laufe der Bestrahlung zunehmend Leckagen, nach etwa zwei Tagen war ihre Leckrate so groß, dass sie ausgewechselt werden musste. Da Titan ein wesentlich schlechterer Wärmeleiter ist als Molybdän und zudem die bereits in Kapitel 4.1.1 erwähnte Eigenschaft besitzt, bei hohen Temperaturen mit Wasserstoff (poröse) Hydridverbindungen einzugehen, ist diese Beobachtung durchaus nachvollziehbar.

Im Rahmen der Strahlzeit nicht bedacht wurde allerdings, dass Bor-Ionen mit einer kinetischen Energie von 60 MeV einer Berechnung mit SRIM [19] zufolge in einer $5,1\text{ }\mu\text{m}$ dicken Molybdänfolie einen Energieverlust von etwa $4,7\text{ MeV}$ erleiden, in einer $3,5\text{ }\mu\text{m}$ dicken Titanfolie jedoch nur einen von etwa $1,9\text{ MeV}$. Entsprechend hätte bei Verwendung einer Titanfolie die Strahlenergie zurückgefahren werden müssen, um innerhalb der Wasserstoffzelle die gleichen Kernreaktionen ablaufen zu lassen. Da dies versäumt wurde, traten die Bor-Ionen nach Durchlaufen der Titanfolie mit einer Energie von über 58 MeV in den Wasserstoff ein. Die in Kapitel 4.1.1 genannte Schwelle von $57,168\text{ MeV}$, oberhalb derer die Reaktion zwischen Bor und Wasserstoff keine monoenergetischen Neutronen

mehr liefert, war damit überschritten. Aus diesem Grunde wurde das Potential zur Reduzierung niederenergetischer Neutronen, das die Titanfolie geboten hätte, letztlich nicht ausgenutzt.

Das Energiespektrum, das die Neutronenquelle lieferte, wurde in [6] mit Hilfe von Flugzeitmessungen untersucht. Da das Target auch γ -Strahlung emittiert, die Kammer aber ausschließlich mit Neutronen bestrahlt werden soll, wurde eine Abschirmung benötigt, die Gammastrahlung möglichst vollständig unterdrückt, Neutronen aber passieren lässt. Ein 10 cm dicker Bleiabsorber hinter dem Target erwies sich dafür als geeignetes Mittel. Neutronen können ihn ohne nennenswerten Energieverlust durchdringen, sie erleiden primär eine Winkelverbreiterung infolge elastischer Streuprozesse. Abbildung 4.7 zeigt die Energieverteilung der Neutronen nach dem Durchgang durch den Bleiabsorber.

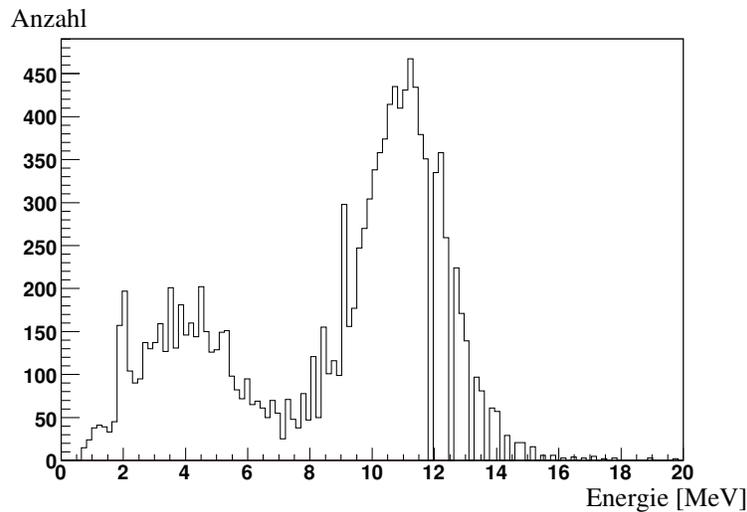


Abbildung 4.7: Energieverteilung der erzeugten Neutronen unter einem Winkel von 0° bei Verwendung einer $3,5 \mu\text{m}$ dicken Titanfolie und eines Gold-Strahlstoppers (aus [6]).

4.2 Driftrohrkammer

Im Gegensatz zu den im ATLAS-Detektor eingesetzten, aus mehreren hundert Driftrohren bestehenden MDT-Kammern mit bis zu 6 Metern Länge wird für die Auflösungsstudien bei Neutronenuntergrund eine kleine Testkammer verwendet, die aus nur 9 Rohren mit einer Länge von 15 cm besteht. Die Rohre sind in drei Lagen angeordnet, wobei die mittlere Lage um einen Rohrradius versetzt ist, so dass sich die maximale Packungsdichte ergibt (vgl. Abbildung 4.9). Der mechanische Zusammenhalt der Rohre ist durch eine Klebung im Bereich der Rohrenden sichergestellt. Die Rohre sind beidseitig mit einem Gasanschluss versehen, was es erlaubt, sie kontinuierlich mit frischem Zählgas durchströmen zu lassen.

Ausschlaggebend für die Verwendung einer kleinen Kammer ist einerseits die geringe sensitive Fläche der verwendeten Halbleiter-Referenzdetektoren, andererseits ist der größten, erzielbaren Neutronenflussdichte an der Kammeroberfläche durch die Neutronenerzeugungsraten im Target eine Grenze gesetzt. Durch Verwendung einer kleinen Kammer, die entsprechend nahe am Target positioniert wird, lässt sich diese Flussdichte erhöhen.

Die an der Kammer befindliche Ausleseelektronik ist identisch zu derjenigen, die an den MDT-Kammern im ATLAS-Experiment eingesetzt wird. Auf der Rohrachse befindet sich seitlich je ein Steckkontakt, der leitend mit dem Zählendraht verbunden ist, versetzt dazu gibt es Erdungsstifte, die leitend mit der Rohrwand verbunden sind. Die Ausleseelektronik ist in Form von Steckkarten ausgeführt, die seitlich auf die Kammer aufgesteckt und nach Außen durch einen Faraday-Käfig abgeschirmt werden. Wegen der Struktur der zahlreichen, herausstehenden Stifte, die an einen Igel (engl. *hedgehog*) erinnern, werden die zugehörigen Karten als Hedgehog-Karten bezeichnet. Auf der einen Seite befinden sich die sog. HV-Hedgehog-Karten, die für die Hochspannungsversorgung der Rohre zuständig sind. Diese beinhalten je Rohr einen $1\text{ M}\Omega$ Widerstand, der den maximalen Ladungsfluss auf den Zählendraht begrenzt und gleichzeitig die Rohre elektrisch voneinander entkoppelt, sowie Kondensatoren zur Spannungsstabilisierung und weitere Widerstände, die der Impedananzanpassung dienen (s. Abbildung 4.8).

Auf der anderen Seite befinden sich die sog. Signal-Hedgehog-Karten, deren wesentlicher Bestandteil 500 pF Kondensatoren sind, die die Hochspannung vom Eingang der Verstärkerelektronik abhalten. Auf diese Karten wiederum sind die sog. Mezzanine-Karten (engl. "das Zwischengeschoss") aufgesteckt, die für die Signalverarbeitung zuständig sind. Die auf



Abbildung 4.8: Schaltungsschema von HV- und Signal-Hedgehog-Karten.

den Mezzanine-Karten befindlichen, integrierten Schaltkreise (sog. ASD-Chips³) beinhalten einen Signalverstärker, eine Stufe zur Pulsformung sowie einen Diskriminator. Überschreitet ein Puls die Diskriminatorschwelle, so werden zwei Informationen aufgezeichnet: Einerseits der Zeitpunkt, zu dem das Signal die Schwelle erreicht hat. Diese Zeitmessung erfolgt in Schritten von $\frac{25}{32}\text{ ns}$. Hintergrund dafür ist, dass die LHC-Taktperiode von 25 ns (siehe dazu auch Kapitel 4.4) in 2^5 gleich lange Zeitintervalle unterteilt wird. Andererseits wird auch das Integral des Pulses in den ersten 30 ns nach dem Übersteigen der Schwelle gemessen und aufgezeichnet. Dieses Integral ist ein Maß dafür, wie viele Ladungsträger der Zählendraht innerhalb dieses 30 ns -Zeitfensters aufgesammelt hat. Wurde ein Überschreiten der Diskriminatorschwelle festgestellt, so sperrt sich die Ausleseelektronik des betreffenden Rohres für eine (einstellbare) Totzeit gegen weitere Ereignisse. Diese Maßnahme dient zur Begrenzung der Datenrate.

³Amplifier, Shaper, Discriminator

Eine Mezzanine-Karte erfasst die Daten von je 24 Driftrohren, die entsprechenden Eingangskanäle sind mit den Zahlen 0 bis 23 durchnummeriert. Bei der verwendeten Testkammer sind lediglich 9 Rohre angeschlossen, die aufgrund der Anschlussgeometrie der Mezzanine-Karte ungeradzahlige, nicht-fortlaufende Kanalnummern erhalten. Das Nummerierungsschema ist aus der Abbildung 4.9 zu ersehen. Im Folgenden werden die einzel-

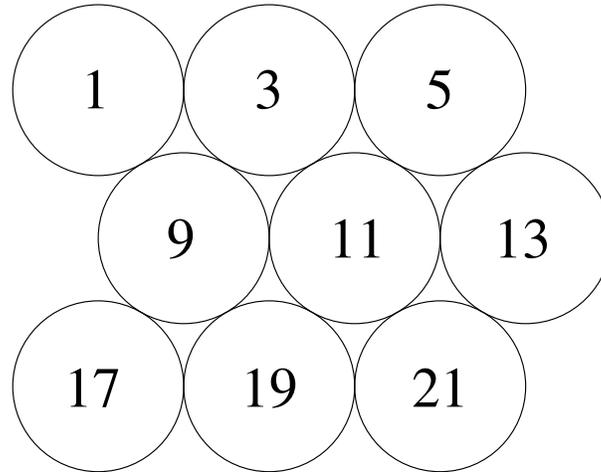


Abbildung 4.9: Kanalnummern der einzelnen Rohre der Testkammer.

nen Rohre stets anhand dieser Kanalnummern identifiziert.

Von der Mezzanine-Karte werden die Daten über kurze Kabel an das CSM⁴-Modul weitergeleitet. Ein solches vermag bis zu 18 Mezzanine-Karten zu bedienen, so dass auch große MDT-Kammern mit vielen Mezzanine-Karten stets nur ein einziges CSM-Modul besitzen. Vom CSM-Modul aus werden die Daten via Glasfaserkabel an den Auslesecomputer übermittelt, über eine weitere Glasfaserleitung wird das CSM-Modul u.a. mit dem 40 MHz-Taktsignal sowie dem Triggersignal versorgt. Einmalige Grundeinstellungen der Mezzanine-Karten, wie beispielsweise die Höhe der Diskriminatorschwelle oder die Länge der Totzeit, werden per Software über das CSM-Modul durchgeführt, das zu diesem Zweck auch noch über eine Kabelverbindung zu einem weiteren Computer verfügt. Sämtliche Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit einer Diskriminatorschwelle von -38 mV durchgeführt.

Die Befestigung der kleinen Testkammer erfolgt über vier Aluminiumstreben, von denen je zwei von oben und zwei von unten an den Rohren angeklebt sind. Die je 9 Gasanschlüsse, die auf beiden Seiten an die Rohre führen, münden in je einer gemeinsamen Gasleitung.

4.3 Gasversorgung

Das Detektorgas, bestehend aus 93% Argon und 7% CO₂, steht fertig vorgemischt in einer Gasflasche bereit. Ziel ist es, die Kammer einerseits mit einem kontinuierlichen Gasfluss

⁴Chamber Service Module

zu durchspülen, so dass sich keine Verunreinigungen in den Rohren ansammeln können, und andererseits den Absolutdruck in der Kammer bis auf wenige Millibar zu stabilisieren. Primäre Zielsetzung ist es im Grunde, die Dichte des Gases stabil zu halten, da die Orts-Driftzeit-Relation empfindlich von dieser abhängt. Da die Dichte einer Messung aber wesentlich schwerer zugänglich ist als der Druck, wird dieser durch einen Regelkreis konstant gehalten. Zu starke Variationen der Gasdichte werden dann automatisch vermieden, solange größere Temperaturschwankungen ausbleiben.

Zur Realisierung dieser Anforderungen wird der Druck am Ausgang der Gasflasche durch einen mechanischen Druckminderer zunächst auf etwa 3,5 bar absolut reduziert, dann gelangt das Gas über einen Flussregler (*Mass flow controller* der Firma Brooks [20]) durch die eine Leitung in die Kammer. Dadurch wird ein konstanter Gasfluss von $0,9 \frac{\text{ln}}{\text{h}}$ erreicht⁵. Die Rücklaufleitung von der Kammer verzweigt sich und führt zu einem elektromagnetisch angesteuerten Auslassventil sowie zu einem Drucksensor vom Typ Baratron der Firma MKS [21] (vgl. Abbildung 4.10). Letzterer besitzt eine Auflösung von 0,1 mbar. Das Auslassventil wird mit einem Steuergerät des Typs MKS 250 verbunden, das als Re-

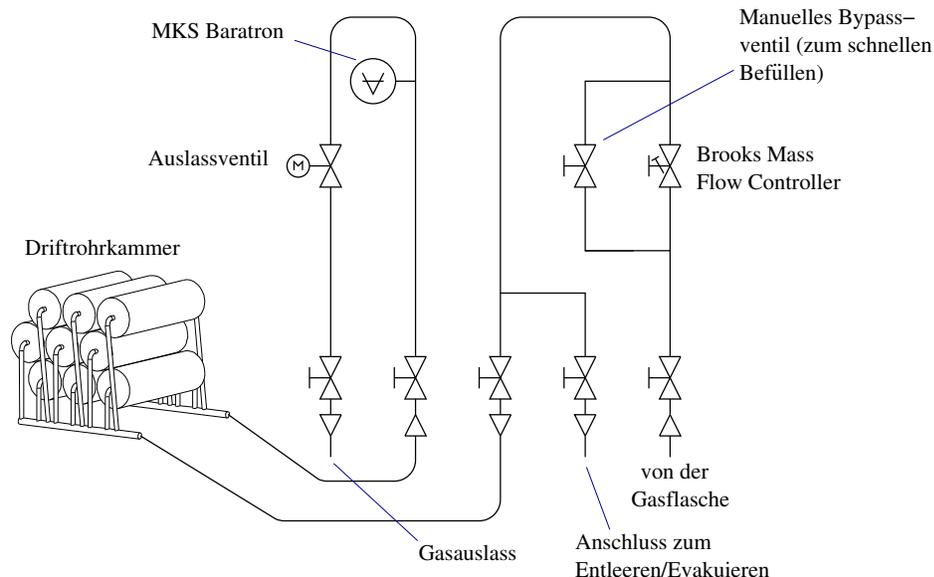


Abbildung 4.10: Schematische Skizze des Systems zur Gasversorgung.

gelgröße die Daten des Drucksensors erhält. Der Sollwert wird über ein Potentiometer am Steuergerät vorgegeben. Da bei geschlossenem Ventil der Druck in der Kammer infolge des kontinuierlichen Zuflusses rasch ansteigt, muss dieser Schaltzustand des Magnetventils vermieden werden. Es gilt vielmehr, das System in einen Zustand zu bringen, in dem das Ventil gerade so weit geöffnet ist, dass sich Zu- und Abfluss des Gases in etwa die Waage halten. Treten schleichend leichte Abweichungen des Drucks vom Sollwert auf, so sollen diese durch langsame Korrektur der Ventilstellung ausgeregelt werden. Durch geeignete

⁵1 Normliter (ln) ist diejenige Menge eines Gases, die unter Normalbedingungen ($p = 1013,25 \text{ mbar}$, $T = 273,15 \text{ K}$) ein Volumen von 1 Liter einnimmt.

Wahl der Regelkreisparameter ist es möglich, dies zu erzielen. Allerdings zeigt das System unmittelbar nach dem Einschalten starke Regelschwingungen, die sich in einem Oszillieren des Drucks um den Sollwert herum äußern, erst nach mehreren Stunden ist der Regelkreis gegen einen Zustand konvergiert, in dem das Ventil die richtige Grundstellung hat, und der Druck wird bis auf ± 1 mbar auf dem Sollwert gehalten. Allerdings zeigte sich, dass das Potentiometer, das den Sollwert vorgibt, einen gewissen Temperaturgang aufzuweisen scheint. Dadurch verändert sich der Sollwert in Abhängigkeit von der Raumtemperatur. In Abbildung 4.11 ist ein deutlicher Tagesgang des Drucks zu beobachten, in den Nächten

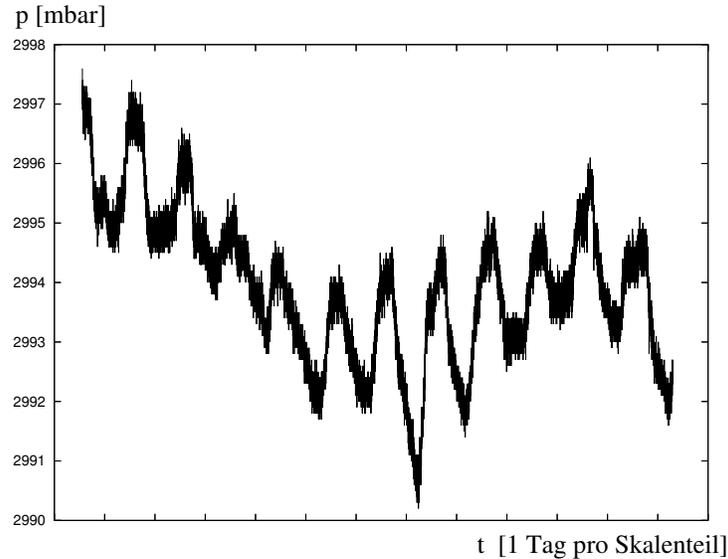


Abbildung 4.11: Druckverlauf in der Testkammer über einen Zeitraum von $11\frac{1}{2}$ Tagen hinweg. Nach rechts angetragen ist die Zeit (der Abstand zweier Striche beträgt einen Tag), nach oben der Druck in Millibar. Die Messung begann in der Mittagszeit und endete an einem Vormittag.

ist er niedrig, an den Tagen höher. Da der Versuch in einer klimatisierten Halle durchgeführt wurde, lagen die Raumtemperaturschwankungen bei weniger als einem Grad, sie zeigen jedoch eine eindeutige Korrelation mit den Druckwerten. Ohne dass dieser Effekt beabsichtigt wurde, leistet er doch einen zusätzlichen Beitrag in Richtung der eigentlichen Zielsetzung: Bei Erhöhung der Temperatur muss zur Konstanzhaltung der Gasdichte der Druck angehoben werden. Genau dies geschieht hier, so dass die Dichte letztlich besser konstant gehalten wird als von einem perfekt arbeitenden Druck-Regelkreis.

4.4 Triggersystem

Um einen Startzeitpunkt für die Driftzeitmessung zu haben, wird eine externe Referenz benötigt, zu welchem Zeitpunkt das Myon die Kammer durchquert hat. Im ATLAS-Experiment treffen in Abständen von 25 ns Teilchenpakete im Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Detektors aufeinander. Das Problem ist damit darauf zurückgeführt,

zu entscheiden, bei welcher dieser Kollisionen ein im Myonspektrometer nachgewiesenes Myon entstanden ist. Zu diesem Zwecke dienen sogenannte RPC⁶-Module, die unter oder über den Myonkammern angebracht werden. Diese reagieren sehr schnell auf einen Myondurchgang und erlauben es daher, anhand der Flugzeit des Myons und der diversen Signallaufzeiten in Kabeln zurückzurechnen, bei welcher Kollision das Myon entstanden ist. Ferner lösen die RPC-Module die Auslese der betreffenden Myonkammer aus.

Entsprechend dieser Eigenschaften ist die gesamte Ausleseelektronik der Myonkammern darauf ausgelegt, die Driftzeiten relativ zu einem Taktsignal mit einer Frequenz von 40 MHz zu vermessen. Diese Eigenschaft ist für Messungen mit kosmischen Myonen unvorteilhaft, da kosmische Teilchen zu jedem beliebigen Zeitpunkt auftreten können und nicht nur mit fester Periodizität von 25 ns. Um dieses Problem zu umgehen, wird für Höhenstrahlungsexperimente zunächst ein 40 MHz-Taktsignal künstlich erzeugt und an das Kammerservicemodul (CSM) geleitet. Die an der Kammer befindliche Mezzanine-Karte vermisst dann sämtliche Driftzeiten relativ zur nächsten, auf das Triggersignal folgenden Taktflanke. Zusätzlich wird nun jedoch eine zweite Mezzanine-Karte an das CSM-Modul angeschlossen, die als Eingangssignal an Stelle von Rohrsignalen das (zuvor etwas abgeschwächte) Triggersignal selbst erhält. Auf diese Weise vermisst die eine Karte die Driftzeiten relativ zum Taktsignal und die andere das Triggersignal relativ zum Taktsignal. Durch Differenzbildung erhält man bei der Auswertung die gewünschte Information: Die Driftzeit relativ zum Triggersignal.

Das Triggersignal selbst wird mit Hilfe eines Detektors generiert, der sehr schnell auf Myonen anspricht. Im Versuch kommen dazu quaderförmige Kunststoffszintillatoren zum Einsatz, deren Szintillationslicht über Lichtleiter zu Photomultipliern gelangt (s. Abbildung 4.12). Diese Detektoren liefern jedoch nicht nur bei einem Myondurchgang ein Signal,

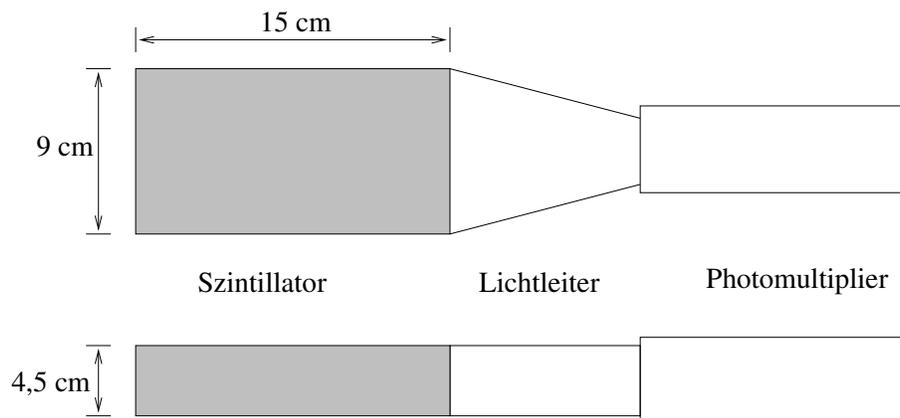


Abbildung 4.12: Schematischer Aufbau der verwendeten Szintillationszähler.

sondern sprechen auch auf natürliche, radioaktive Strahlung terrestrischen Ursprungs an. Ferner kann auf den Dynoden von Photomultipliern auch mitunter ein Elektron thermisch ausgelöst werden, was zu falschen Signalen führt. Um wirklich nur bei Durchgang eines Myons ein Signal zu erhalten, werden Szintillationszähler oberhalb und unterhalb der

⁶Resistive Plate Chamber

Kammer angebracht und in Koinzidenz geschaltet. Da die Breite eines einzelnen Szintillators nicht ausreicht, um die gesamte Kammer zu überdecken, werden sowohl oben als auch unten jeweils zwei Szintillatoren nebeneinander positioniert. Die Ausgangssignale aller 4 Szintillatoren werden an Diskriminatoren geleitet, danach werden die Signale der je zwei zu einer Ebene gehörenden Szintillatoren mit einem logischen "oder" verknüpft. Die Ausgänge führen zu einer 2-fach-Koinzidenzschaltung (vgl. Abbildung 4.13). Die beiden

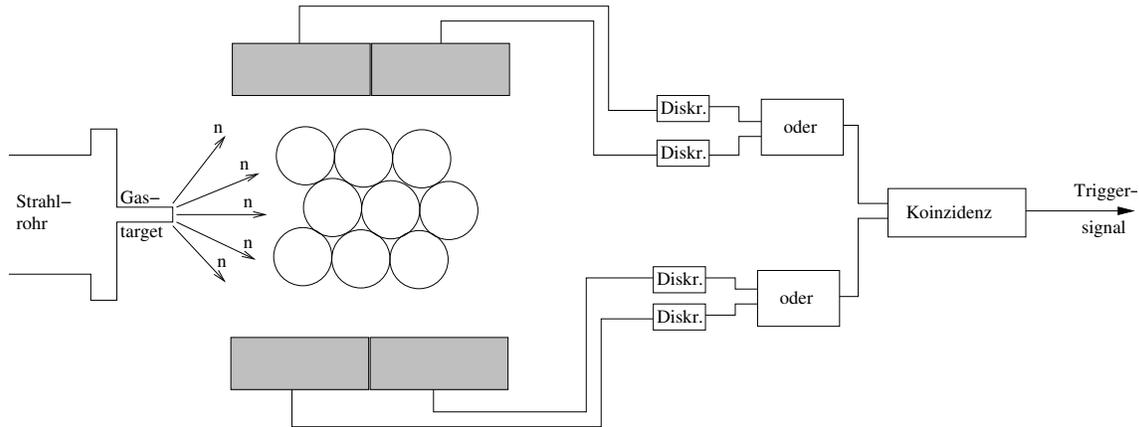


Abbildung 4.13: Anordnung der Szintillationszähler um die Kammer herum.

Logikmodule, die die "oder"-Verknüpfung durchführen, liefern ausgangsseitig ein NIM-Signal einstellbarer Breite. Durch deren Variation kann das maximale Zeitfenster für eine Koinzidenz festgelegt werden. Eine Betrachtung der Eingänge des Koinzidenzmoduls mit Hilfe des Oszilloskops über viele Ereignisse hinweg zeigt, dass die Breite der Ausgangspulse minimal auf 8 ns eingestellt werden darf, um keine echten Koinzidenzereignisse bei Myondurchgang zu verlieren. Solange der Aufbau keinem Neutronenbeschuss ausgesetzt ist, tritt jedoch kein Unterschied auf, wenn man die Breite beispielsweise auf 100 ns erhöht, die Koinzidenzrate bleibt konstant und spiegelt nach wie vor den tatsächlichen Fluss kosmischer Myonen wieder, was bei der verwendeten Geometrie grob zu etwa einem Ereignis alle drei Sekunden führt.

Bei Neutronenuntergrund erwies sich dieses Triggersystem jedoch als ungeeignet. Die Zählrate eines einzelnen Szintillators lag bei natürlichem Strahlungsuntergrund bei etwa 3 Ereignissen pro Sekunde, bei Neutronenbeschuss dagegen stieg diese auf etwa 600 – 900 Hz an, was eindeutig zeigt, dass die Kunststoffszintillatoren sensitiv gegenüber Neutronen sind. Bei einem Koinzidenzzeitfenster von 100 ns stieg die Koinzidenzrate dabei etwa um einen Faktor 15 an, d.h. verwendete man dieses Triggersystem bei Neutronenuntergrund, so würden Fehltrigger einen Anteil von etwa 93% aller aufgezeichneten Ereignisse ausmachen, nur im Rest der Fälle läge tatsächlich ein Myondurchgang vor. Unter der Annahme, dass die Neutronensignale in den einzelnen Szintillatoren zeitlich nicht korreliert auftreten, sollte eine Verkürzung des Zeitfensters die Wahrscheinlichkeit für zufällige Koinzidenzen durch Untergrundtreffer proportional zur Fensterlänge verringern. Tatsächlich wurde aber beobachtet, dass bei einer Verkürzung auf 8 ns die Koinzidenzrate gegenüber dem Fall ohne Bestrahlung noch immer nahezu um einen Faktor 10 anstieg.

Die Annahme, die Neutronentreffer in den Szintillatoren seien zeitlich nicht korreliert, ist

damit eindeutig widerlegt. Diese Beobachtung stellt letztlich eine weitere Evidenz für die in Kapitel 4.1.2 rekonstruierten Kernreaktionen dar. Während jede Reaktion zwischen Wasserstoff und Bor stets nur ein einzelnes Neutron freisetzt, womit das nahezu zeitgleiche Auftreten zweier Neutronen nur in sehr seltenen Fällen zu beobachten ist, setzt beispielsweise die Reaktion



4 Neutronen zeitgleich frei. Trifft eines davon einen oberen und eines einen unteren Szintillator, ist ein zeitgleiches Ansprechen beider Zähler zu erwarten. In diesem Fall wird, unabhängig von der Länge des Zeitfensters, stets ein Trigger ausgelöst.

Für Messungen bei Neutronenuntergrund muss ein modifizierter Aufbau verwendet werden, um die Zahl falscher Triggerereignisse in Grenzen zu halten. Zu diesem Zweck wird eine dritte Lage Szintillatoren über der Kammer positioniert und eine Dreifach-Koinzidenz zwischen allen drei Lagen zum Auslösen eines Triggersignals gefordert. Echte Myonsignale gehen dadurch nicht verloren, da die obere Szintillatorlage deckungsgleich mit der mittleren ist und ein Myon, das die beiden anderen Lagen durchquert, zwangsläufig auch diese treffen muss. Dagegen wird die Wahrscheinlichkeit für zufällige Koinzidenzen deutlich reduziert, da hierfür nun drei Neutronen zeitgleich die drei Lagen treffen müssen. Auch dies kommt vor, jedoch steigt die Koinzidenzrate bei Neutronenbeschuss nun lediglich um einen Faktor von etwa 1,3 an. Dies führt zu keiner übermäßigen Zunahme der Datensatzgrößen mehr, womit ein geeignetes Triggersystem für Messungen mit Neutronenuntergrund gefunden ist.

Bevor ein Triggersignal dem CSM-Modul zugeführt werden darf, muss sichergestellt sein, dass die Daten des vorangehenden Ereignisses bereits vollständig an den Auslesecomputer übermittelt wurden. Zu diesem Zweck wird eine Veto-Schaltung eingesetzt: Nach jedem Triggersignal sperrt diese die Weiterleitung von weiteren Signalen. Erst durch ein Freigabesignal des Ausleserechners, das automatisch nach Beendigung der Datenübermittlung gesendet wird, wird diese Sperre wieder aufgehoben.

4.5 Bleiabsorber zur Energiediskrimination kosmischer Myonen

Die für den Versuch verwendeten Myonen entstammen der kosmischen Höhenstrahlung. Die am Oberrand der Atmosphäre eintreffende kosmische Strahlung besteht zum überwiegenden Teil aus Protonen, die bei der Wechselwirkung mit den Gasatomen der Atmosphäre hadronische Schauer hervorrufen. Vor allem die dabei entstehenden Pionen setzen bei ihrem Zerfall Myonen frei, die größtenteils die Atmosphäre durchdringen und die Erdoberfläche erreichen. Auch beim Zerfall von K-Mesonen und Baryonen können in der Atmosphäre Myonen entstehen [22]. Das Impulsspektrum der auf Meereshöhe ankommenden Myonen ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Für den Versuch brauchbar sind nur solche Myonen, die den Aufbau möglichst geradlinig durchqueren, also auf ihrem Weg durch die Kammer und die übrigen Detektorkomponenten keine Einfach- oder gar Vielfachstreuung

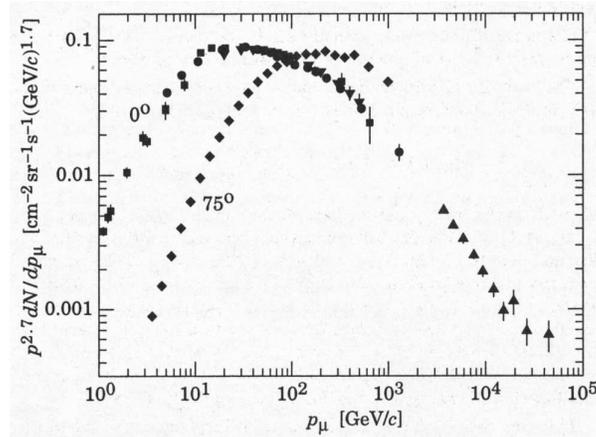


Abbildung 4.14: Impulsspektrum kosmischer Myonen auf Meereshöhe (aus [23]).

erleiden. Für hinreichend hochenergetische Myonen ist dies in aller Regel gewährleistet, unterhalb einer gewissen Energie ist eine Streuung dagegen sehr wahrscheinlich (vgl. dazu Kapitel 6.1 sowie Anhang A.5). Daher muss eine Energiediskrimination vorgenommen werden, d.h. niederenergetische Myonen, die durch die Kammer laufen, dürfen keinen Trigger auslösen. Daher kommt ein 5 cm dicker Bleiabsorber zum Einsatz, der sich direkt oberhalb der unteren Szintillatorebene befindet. Der differentielle Energieverlust von Myonen in Blei liegt für Impulse zwischen 0,1 und 10 GeV/c im Bereich von etwa $1,0 - 1,6 \frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^2}$ [24]. Folglich können nur Myonen, die bei Durchquerung der Kammer noch kinetische Energien von mehr als etwa 100 MeV aufweisen, den Absorber durchdringen, somit die untere Szintillatorebene erreichen und eine Koinzidenz auslösen. Werden die Myonen erst bei Durchquerung des Bleiabsorbers niederenergetisch, so ist dies unproblematisch. Zwar kann dann im Bereich des unteren Szintillators Vielfachstreuung auftreten, doch da dieser, im Gegensatz zu den Komponenten oberhalb des Absorbers, keine Ortsauflösung besitzt, beeinflusst dies die Messung nicht negativ.

4.6 Halbleiter-Streifendetektoren

Um die Ortsauflösung der Driftrohrkammer bei Neutronenuntergrund zu untersuchen, wird ein Referenzdetektor mit guter Ortsauflösung benötigt, der unempfindlich gegenüber Neutronenbeschuss ist, bzw. dessen Auflösungsvermögen zumindest nicht unter diesem leidet. Die Wahl fällt auf Halbleiter-Streifendetektoren, die ursprünglich als Reserve für den Spurdetektor des ZEUS-Experimentes bestimmt waren, letztlich jedoch wegen geringer Qualitätsmängel wie defekter Streifen oder hoher Dunkelströme aussortiert und für andere Experimente, wie das hier beschriebene, zur Verfügung gestellt wurden. Dabei handelt es sich um quadratische Waferstücke mit einer Kantenlänge von 64,2 mm. Einen Querschnitt durch die darauf befindliche Halbleiterstruktur findet sich in Abbildung 4.15. In ein 300 μm dickes, n-dotiertes Siliziumsubstrat wurden p^+ -dotierte Streifen eingebracht. Zwischen zwei je 14 μm breiten Auslestreifen, die einen Abstand von 120

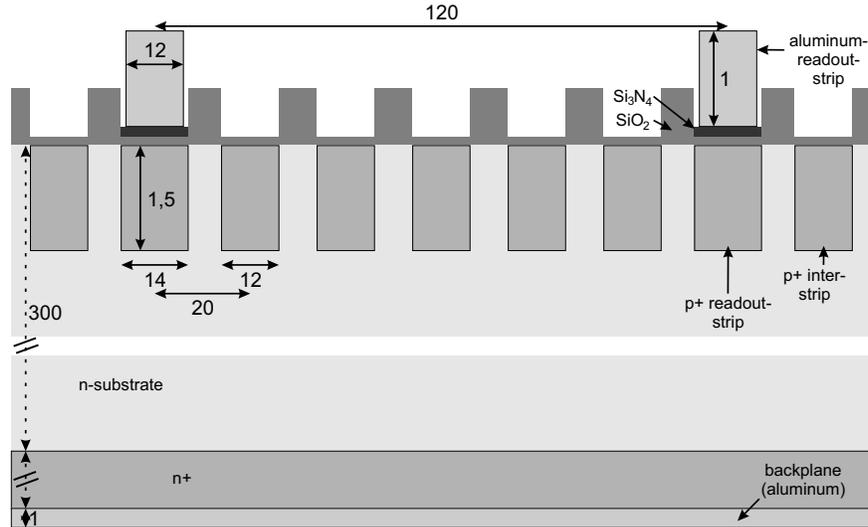


Abbildung 4.15: Querschnitt durch einen Halbleiterdetektor (Ausschnitt). Längenangaben in Mikrometern (aus [25]).

µm aufweisen, befinden sich fünf weitere, äquidistante Zwischenstreifen, die je 12 µm breit sind. Oberhalb der Auslestreifen befinden sich Aluminiumstreifen, die durch eine Oxid- bzw. Nitridschicht elektrisch gegen die Auslestreifen isoliert sind, es besteht also eine rein kapazitive Kopplung an diese. Jeder Detektor besitzt 512 dieser Auslestreifen, die jeweils eine Länge von 62,2 µm aufweisen. Unterhalb des Substrats befindet sich, neben einer noch stärker n⁺-dotierten Region, eine Aluminiumschicht, die sich über die gesamte Detektorfläche erstreckt.

Grundprinzip ist es nun, an den p-n-Übergang über einen Vorwiderstand von etwa 1,5 MΩ [25] eine hohe Spannung (etwa 110 V) in Sperrrichtung anzulegen, so dass sich eine breite, an Ladungsträgern verarmte Zone ausbildet, die die gesamte Substratdicke von 300 µm ausfüllt. Tritt dann ein ionisierendes Teilchen durch den Detektor, so bildet es überall dort, wo es mit der Detektormaterie wechselwirkt, Elektron-Loch-Paare. Diese werden in der Verarmungszone durch das dort herrschende elektrische Feld getrennt und wandern zu den Streifen bzw. der Aluminiumplatte. Das elektrische Potential des getroffenen Streifens erniedrigt sich bei Ankunft der Ladungsträger, was zu einem messbaren Signal führt. Die Zwischenstreifen werden zwar nicht ausgelesen, doch aufgrund kapazitiver Kopplung an ihre Nachbarn führt auch eine Potentialänderung an ihnen zu einem messbaren Signal auf den benachbarten Auslestreifen. Die Vorwiderstände, über die die Streifen mit Spannung (sog. Bias-Spannung) versorgt werden, sind in das Halbleiterbauelement integriert. Um die elektrische Kontaktierung durchführen zu können, sind auf die auszulesenden Aluminiumstreifen rechteckige Bondkontakte aufgedampft. Auch bei einer in Sperrrichtung

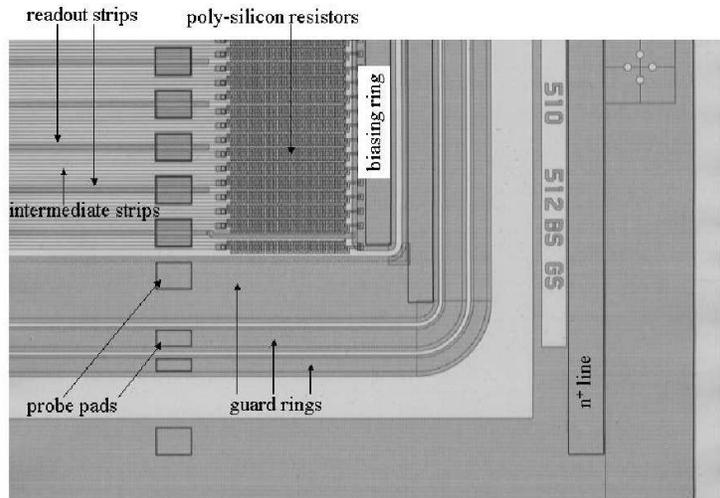


Abbildung 4.16: Draufsicht auf eine Ecke eines Halbleiterdetektors (aus [25]).

anliegenden Spannung fließt stets ein gewisser Dunkelstrom, selbst wenn keine ionisierenden Teilchen auf den Detektor treffen. Entlang der Detektorkanten kann sich lokal ein sehr starkes elektrisches Feld hinunter zur Aluminiumplatte ausbilden, wodurch es zu einem gewissen elektrischen Stromfluss entlang der Schnitt- bzw. Bruchkanten des Halbleitermaterials kommt. Um dies zu kompensieren, gibt es sogenannte Guardringe, die am Rand einmal um die gesamte Struktur herum laufen. Indem diese auf ein geeignetes Potential gelegt werden, kann das elektrische Feld in den Randbereichen geformt und so der Dunkelstromfluss reduziert werden. Bei den verwendeten Detektoren zeigte die Spannung an den Guardringen jedoch keinerlei Einfluss auf den Dunkelstrom. Dies dürfte darauf zurückzuführen sein, dass der beobachtete Dunkelstrom nicht an den Rändern entsteht, sondern andere Ursachen hat, z.B. Kristalldefekte im Bereich der Streifen oder eine gewisse elektrische Leitfähigkeit des Klebstoffes, mit dem die Detektoren im Aufbau befestigt sind. Aus diesem Grunde wurden die Guardringe letztlich nicht benutzt. Die Dunkelströme der beiden verwendeten Detektoren lagen bei etwa $0,1 \mu\text{A}$ und $5,2 \mu\text{A}$. Da jede Restwelligkeit der Versorgungsspannung zu falschen Signalen führen könnte, sind die Anforderungen an die Spannungsquelle sehr hoch. Anstelle eines Netzteils wird diese daher durch Hintereinanderschaltung von zwölf 9-Volt-Blockbatterien realisiert. Diese liefert eine tatsächliche Spannung von etwa 114 V.

Von den eben beschriebenen Halbleiterdetektoren sind je zwei Stück in ein eloxiertes Metallgehäuse eingebaut. Da die Detektoren bis auf wenige 10 Mikrometer genau parallel zu einer Referenzfläche positionierbar sein müssen, wurde bei der Fertigung der Gehäuse ein sehr hoher mechanischer Aufwand betrieben. Die Gehäuse besitzen Anlagepunkte, die so gefertigt sind, dass bei deren Kontakt mit einer Referenzfläche die Kante im Inneren, an der die Detektoren anliegen, exakt parallel zu dieser ist.

Um die elektrische Kontaktierung der je 512 Streifen auszuführen, wurde auf die beiden Detektoren eine gemeinsame Glasplatte geklebt, auf der durch optische Lithographie 1024

dünne Leiterbahnen erzeugt wurden. Bei jedem der Detektoren führen nun 512 Bonddrähte hinunter zu den Kontaktflächen an den Auslestreifen. Die Leiterbahnen auf der Glasplatte beschreiben alle einen 90°-Knick, so dass an einem Ende alle 1024 Bahnen nebeneinander enden. Von dort werden die Signale an 8 integrierte Schaltkreise des Typs VA2 der Firma IDEAS[26] weitergeleitet (s. Abbildung 4.17). Diese beinhalten einen 128-Kanal-

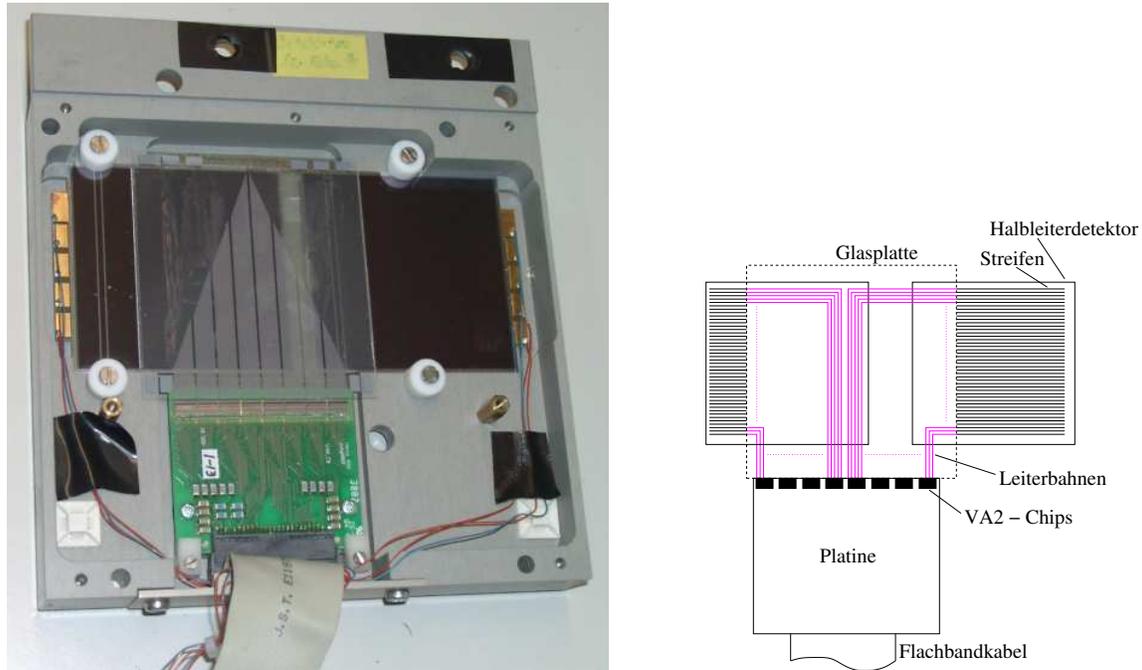


Abbildung 4.17: Fotografie eines geöffneten Detektorgehäuses (links) sowie schematische Skizze der darin enthaltenen Komponenten (rechts).

Vorverstärker mit nachgeschalteter Stufe zur Pulsformung sowie einen Multiplexer, der es erlaubt, die Signale aller angeschlossenen Streifen seriell über eine einzige analoge Leitung auszulesen. Die acht auf einer gemeinsamen Platine befindlichen VA2-Chips werden der Reihe nach ausgelesen. Über ein kurzes Flachbandkabel, das von der Platine zu einem Repeatermodul führt, wird daher immer nur das Signal eines einzigen Streifens übermittelt. Durch ein Taktsignal, das über das Flachbandkabel an das Detektormodul gesendet wird, kann zum nächsten Streifen weitersgeschaltet werden. Das Repeatermodul verstärkt das Signal des ausgewählten Streifens und leitet es als differentiellles Signal über zwei Koaxialkabel an einen Analog-Digital-Wandler (ADC) des Typs V550 der Firma CAEN[27] (vgl. Abbildung 4.18). Das Taktsignal stammt von einem VME-Modul des Typs V551B von CAEN[27], einem sog. Sequencer, der der Reihe nach, mit einem Zeitabstand von etwa 1 μ s, alle 1024 Detektorstreifen in einem Gehäuse anspricht. Nach jedem Weiterschalten auf den nächsten Streifen muss sich das analoge Signal am Eingang des ADC zunächst stabilisieren, dann kann es digitalisiert und vom Auslesecomputer aufgezeichnet werden. Hierzu gilt es, dem ADC genau zur richtigen Zeit ein Konversionssignal zu senden. Das Konversionssignal wird vom Sequencer generiert, wobei der Zeitunterschied zwischen dem Weiterschalten zum nächsten Streifen und der Konversion eingestellt werden muss. Um

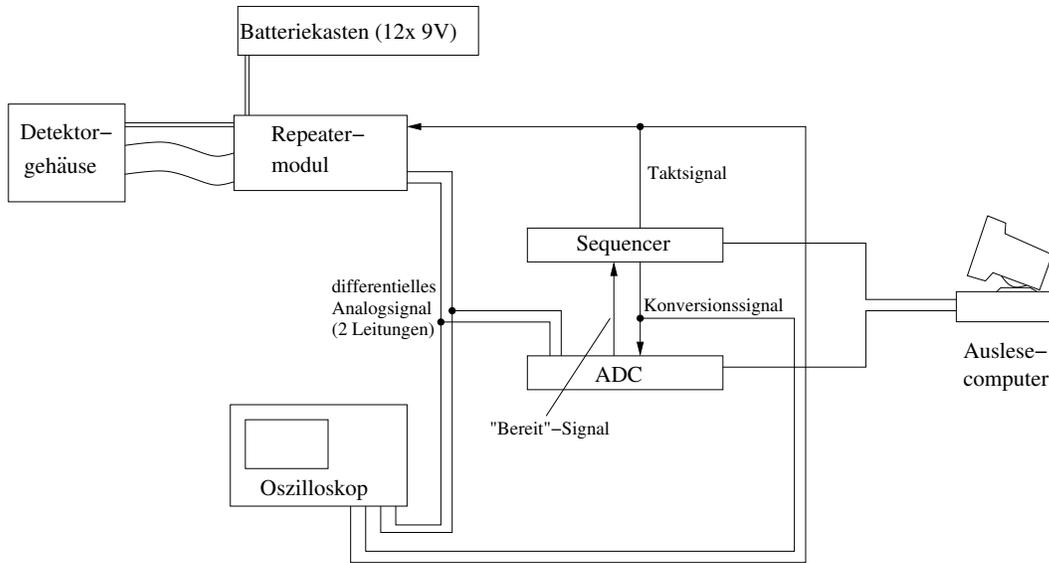


Abbildung 4.18: Die Ausleseelektronik für die Halbleiterdetektoren.

diese Aufgabe zu lösen, ist es hilfreich, das Taktsignal für das Weiterschalten, das analoge Signal sowie das Konversionssignal gleichzeitig mit Hilfe eines Oszilloskops zu betrachten (siehe Abbildung 4.19). Dort repräsentiert die orangefarbene Kurve das Taktsignal, mit

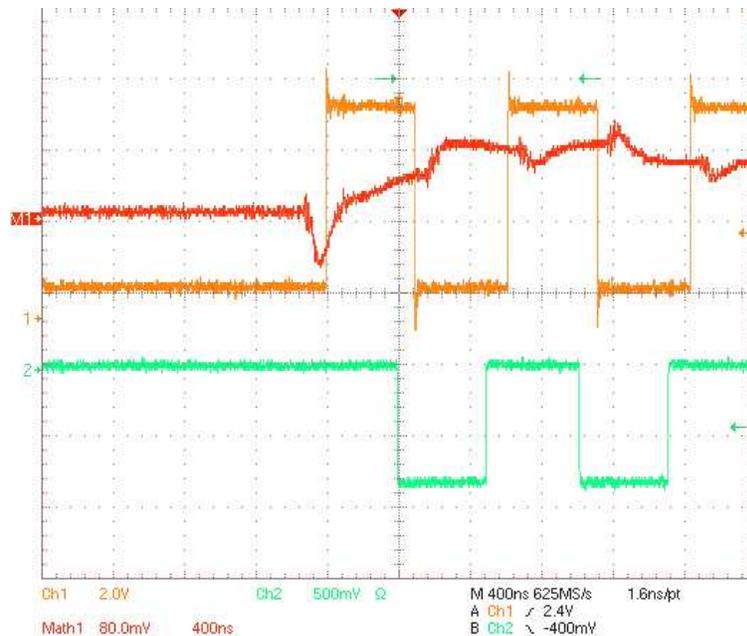


Abbildung 4.19: Bildschirmfoto des Oszilloskops nach Einstellung des Konversionszeitpunktes. Erläuterungen siehe Text.

dem das Weiterschalten von Streifen zu Streifen erfolgt, die grüne Kurve stellt das Konversionssignal dar und die rote Kurve gehört zum analogen Signal (Das Oszilloskop erhält

an seinem Eingang über zwei Leitungen das differentielle Signal und bildet intern die Differenz aus beiden Spannungen.). Das Weiterschalten erfolgt mit jeder fallenden Flanke des orangenen Signals, die Konversion wird bei jeder steigenden Flanke des grünen Signals ausgeführt. Die vorliegende Einstellung liefert das gewünschte Ergebnis: Die steigenden Flanken der grünen Kurve treffen stets einen Bereich, in dem das analoge Signal stabil ist, also ein Plateau aufweist.

An die mechanische Anbringung der Halbleiterdetektoren oberhalb und unterhalb der Kammer müssen sehr hohe Anforderungen gestellt werden, da die Abstände zwischen Myonspuren und Drähten der Rohre bis auf wenige Mikrometer genau vorhergesagt werden sollen. Ein ganz entscheidender Aspekt dabei ist, dass die Streifendetektoren nur eine Ortsauflösung in einer Richtung besitzen, längs eines Streifens dagegen keinerlei Ortsinformation gewonnen werden kann. Aus diesem Grunde muss sichergestellt werden, dass die Streifen beider Halbleiterdetektoren exakt parallel zu den Rohren ausgerichtet sind. Welche Folgen Abweichungen von der Parallelität mit sich brächten, ist in Abbildung 4.20 illustriert. Dargestellt ist die vertikale Projektion des Aufbaus für den Fall, dass zwar die

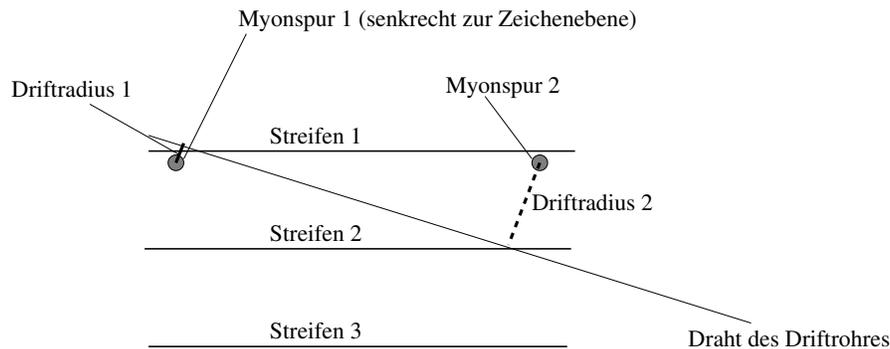


Abbildung 4.20: Schematisches Beispiel für nicht parallele Ausrichtung zwischen Halbleiterdetektoren und Drähten. Blick von oben bei parallel zueinander ausgerichteten Streifendetektoren. Im Bild sind von beiden Detektoren die Streifen 1 bis 3 dargestellt, welche durch die gewählte Projektion direkt übereinanderliegen. Weitere Erläuterungen siehe Text.

beiden Halbleiterdetektoren zueinander parallel ausgerichtet sind, nicht aber die Drähte in der Kammer zu den Streifen. Die je ersten 3 Streifen des oberen und des unteren Siliziumdetektors fallen in der Projektion wegen ihrer Parallelität zusammen, sie sind mit den Ziffern 1 bis 3 nummeriert. Ferner sind zwei Myonspuren eingezeichnet, die senkrecht zur Zeichenebene verlaufen und somit nur als (schattiert dargestellte) Punkte erscheinen. Offenkundig haben beide Myonspuren je gleiche Abstände von den Detektorstreifen, somit würde in beiden Fällen der gleiche Driftradius vorhergesagt. Der wirkliche Abstand der beiden Myonspuren vom Draht ist jedoch völlig unterschiedlich, die Vorhersage für den Driftradius somit unbrauchbar. Mangels einer Ortsinformation längs der Streifen ist dieser Fehler auch nicht im Nachhinein rechnerisch korrigierbar.

Es muss daher gefordert werden, dass die Abweichung von der Parallelität über die Länge eines Detektorstreifens von 62,2 mm kleiner ist als die Ortsauflösung der Halbleiterdetektoren. Diese lässt sich nur schwer beziffern (vgl. Abschnitt 5.2.6), als Abschätzung kann

jedoch der Abstand der kapazitiv gekoppelten Zwischenstreifen von 20 μm herangezogen werden.

Die verwendete MDT-Kammer wird zunächst mit Hilfe ihrer 4 angeklebten Aluminiumstreben an einer Aluminiumplatte angeschraubt. Diese Platte besitzt im Bereich der Kammer eine Aussparung, um die Kammer von der anderen Seite der Platte aus mit Neutronen beschießen zu können. Für die Gehäuse der Halbleiterzähler existieren bereits aus einem Vorgängerexperiment passende, präzise gefertigte Halterahmen aus Aluminium. Relativ zu diesen können die Gehäuse mit ihren Anlagepunkten exakt positioniert und dann angeschraubt werden. Die beiden Halterahmen wiederum sind an einer gemeinsamen Aluminiumplatte befestigt (vgl. Abbildung 4.21). Das Problem besteht primär nun darin,

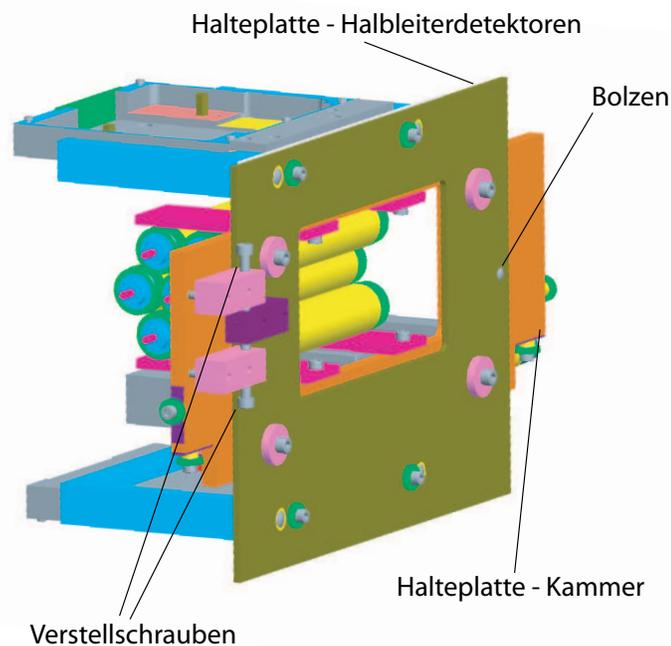


Abbildung 4.21: Vorrichtung zum Ausrichten der Halbleiterdetektoren relativ zur Kammer.

die beiden Aluminiumplatten für Kammer und Halbleiterdetektoren zueinander passend auszurichten. Um zwei anfangs beliebig windschiefe Geraden durch Drehung der einen im dreidimensionalen Raum zueinander parallel ausrichten zu können, werden zwei Freiheitsgrade der Rotation benötigt. Durch passende Rotation um die eine Achse kann zunächst erreicht werden, dass beide Geraden in einer Ebene zu liegen kommen. Durch Rotation um eine Achse senkrecht zu dieser Ebene kann dann schließlich Parallelität eingestellt werden. Entsprechend sind die beiden Platten so verbunden, dass eine Rotation um zwei Achsen möglich ist. Einerseits besitzen beide Aluminiumplatten je eine Bohrung, durch die ein gemeinsamer Bolzen gesteckt wird. Dieser definiert einen Drehpunkt, um den die eine Platte relativ zur anderen mit Hilfe zweier Verstellschrauben auf der gegenüberliegenden Seite ro-

tiert werden kann. Ein zweiter Freiheitsgrad wird dadurch realisiert, dass die Platten nicht zwingend dicht aufeinanderliegen müssen, sondern durch Unterlegen dünner Metallfolien auf einer Seite etwas auseinandergehalten werden können. Um die vorhandene Abweichung von der Parallelität zu messen, wird eine Mikrometer-Messuhr verwendet. Diese wird an einem Magnetfuß befestigt, der auf einer an der Unterseite exakt plangeschliffenen Metallplatte steht. Diese wiederum kann auf der Oberfläche eines Messtisches (es handelt sich dabei um eine präzise polierte Natursteinplatte) verschoben werden. Zunächst wird der Aufbau mit Kammer und Detektorrahmen durch Unterlegen geeigneter Endmaße so auf dem Tisch positioniert, dass die Anlagefläche des einen Detektor-Halterahmens parallel zur Tischplatte ist. Dies ist dann der Fall, wenn sich der Zeiger der Mikrometeruhr beim Entlangfahren über diese Kante nicht bewegt. Anschließend wird über die Anlagefläche



Abbildung 4.22: Vermessung einer Anlagefläche für ein Halbleiterdetektor-Gehäuse mit der Mikrometeruhr.

des zweiten Halterahmens gefahren. Durch Unterlegen von dünnen Metallfolien zwischen Halterahmen und Aluminiumplatte wird dafür gesorgt, dass diese Fläche auch parallel zum Tisch - und somit zur anderen Anlagefläche - ausgerichtet ist. Danach wird die Parallelität zwischen Rohren und Messtisch durch Hineinklemmen von Metallfolien zwischen die beiden Aluminiumplatten eingestellt. Dabei können bei den Rohren nur die präzise gefertigten Endkappen als Referenz dienen, während die Rohrwandung selbst mangels ausreichender Fertigungsgenauigkeit bzw. infolge eventuell nachträglich erlittener Dellen oder sonstiger Deformationen hierfür nicht geeignet ist.

Anschließend wird der Aufbau auf dem Tisch um 90° rotiert. Er wird wieder so abgestützt, dass die Halterahmen parallel zur Tischoberfläche stehen. Nun werden die Rohre durch Verstellen der Klemmschrauben auch in dieser Richtung parallel zum Tisch justiert. Hierbei ist festzuhalten, dass nur die äußeren Rohre der Kammer für die Mikrometeruhr zugänglich sind, nicht jedoch die weiter innen liegenden.

Bezüglich der zuerst geschilderten Richtung gelang es, die Halterahmen so zueinander auszurichten, dass die Abweichung von der Parallelität auf einer Länge von etwa 8,5 cm weniger als $10 \mu\text{m}$ beträgt. Die beiden Rahmen wurden dann wiederum (mit etwa der

gleichen Genauigkeit) parallel zu dem Rohr mit der Nummer 9 ausgerichtet. Dabei wurde beobachtet, dass Rohr 17 auf Rohrlänge um etwa 190 μm von der Parallelität zu Rohr 9 abweicht, Rohr 1 dagegen nur um 20 μm . Zwischen den Rohren 5 und 21 wurde gar ein Unterschied von 260 μm gemessen.

Diese Beobachtungen zeigen, dass es zwar möglich ist, die Halbleiterdetektoren mit ausreichender Genauigkeit parallel zu einem gegebenen Rohr auszurichten, dass aber die Rohre untereinander teilweise weit weniger präzise verklebt sind. Ob lediglich 2 oder 3 äußere Rohre gegenüber einer ansonsten sehr präzise verklebten Kammer schief stehen, oder aber die gesamte Kammer ungenau zusammengeklebt ist, kann aufgrund dieser Ergebnisse nicht entschieden werden, mangels Zugang zu den inneren Rohren mit der Mikrometeruhr. Es ist jedoch sichergestellt, dass zumindest ein Rohr (das mit der Nummer 9) parallel zu den Detektorstreifen steht.

Von insgesamt vier verfügbaren Detektorgehäusen, die je 2 Halbleiterdetektoren enthalten, scheiden zwei infolge zu hoher Dunkelströme gänzlich aus. In einem Gehäuse weisen beide Detektoren vertretbare Dunkelströme auf, im vierten funktioniert nur der eine Detektor zufriedenstellend. Aus diesem Grunde sind die beiden verwendbaren Detektorgehäuse so angebracht, dass sich je ein Detektor mittig oberhalb bzw. unterhalb der Kammer befindet. Der jeweils andere wird nicht benutzt.

5 Datenaufnahme und -auswertung

Die Messungen bei Neutronenuntergrund wurden im Rahmen einer einwöchigen Strahlzeit am Maier-Leibnitz-Laboratorium in Garching durchgeführt. Da auch Studien zur Neutronenerzeugung an sich sowie die in [6] beschriebenen Messungen durchgeführt wurden, stand nicht die gesamte Zeit für die hier beschriebenen Messungen zur Verfügung. Ein gleichzeitiges Auslesen von Myonkammer und Halbleiterdetektoren mit Trigger auf kosmische Myonen wurde in mehreren Abschnitten bei verschiedenen Neutronenflüssen durchgeführt. Auch Referenzmessungen ohne Neutronenuntergrund sind im Rahmen der Strahlzeit erfolgt.

Ferner wurde über etwa einen Monat hinweg eine Langzeitmessung ohne Bestrahlung durchgeführt. Die gewonnenen Daten wurden vom Computer erfasst und auf Festplatte gespeichert.

5.1 Daten der Driftrohrkammer

Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, liefert die Mezzanine-Karte pro Ereignis und Rohr jeweils zwei Messwerte: Die Driftzeit, also der Zeitpunkt, zu dem der ankommende Puls die Diskriminatorschwelle übersteigt, sowie das Integral des Pulses über die ersten 30 ns nach Überschreiten der Schwelle. Letzterer Messwert wird im Folgenden als ADC-Wert bezeichnet.

Die Driftzeit, die die Mezzanine-Karte an der Kammer liefert, stellt eine Messung relativ zu der auf das Triggersignal folgenden Taktflanke des 40 MHz-Taktsignals dar. Um die echte Driftzeit relativ zum Triggersignal zu erhalten, wird davon der zeitliche Abstand zwischen Triggersignal und Taktflanke, den eine zweite Mezzanine-Karte erfasst hat (vgl. Kapitel 4.4), subtrahiert.

Auf diese Weise kennt man nun die Driftzeit in Einheiten von $\frac{25}{32}$ ns, wobei allerdings der Nullpunkt der Zeitmessung willkürlich verschoben ist. Der Grund dafür liegt in den Signallaufzeiten innerhalb der Triggerelektronik sowie der zugehörigen Kabel. Greift man ein Rohr heraus und histogrammiert man die auftretenden Driftzeiten über sehr viele Ereignisse hinweg, so ergibt sich ein Driftzeitspektrum der in Abbildung 5.1 dargestellten Art. Die linke Flanke dieses Spektrums gibt Auskunft über den Nullpunkt der Driftzeitmessung. In dem Bereich finden sich Ereignisse wieder, bei denen die Myonspur in unmittelbarer Nähe des Drahtes oder sogar durch diesen verlaufen ist. Das rechte Ende des Spektrums wird von denjenigen Myonspuren geprägt, die ganz am Rande des Rohres verlaufen. Da das Rohr aus solchen Spuren nur eine sehr kurze Sekante ausschneidet, steigt

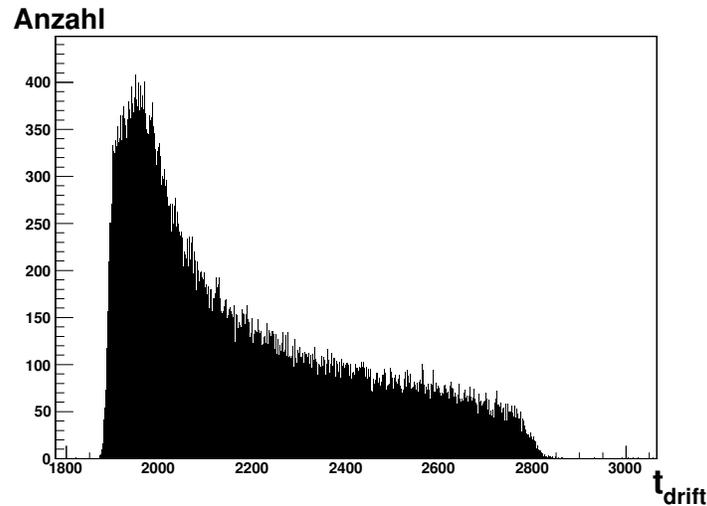


Abbildung 5.1: Driftzeitspektrum für Rohr Nummer 3. Die in diesem Rohr gemessenen Driftzeiten wurden histogrammiert, die Einheit der Zeitmessung beträgt $\frac{25}{32}$ ns, wobei der Nullpunkt willkürlich verschoben ist.

bei Spuren mit über 14 mm Abstand zum Draht die Wahrscheinlichkeit, dass das Myon auf seinem kurzen Weg durch das Gasvolumen nicht ausreichend viele freie Ladungsträger erzeugt, um das Rohr ansprechen zu lassen. Die Effizienz des Rohres lässt weit außen daher nach, mit der Folge, dass viele Myonen dort unerkannt bleiben und das Spektrum ganz am Ende flach ausläuft, anstatt abrupt zu enden.

Obwohl die Rohre homogen von Myonspuren durchsetzt werden und somit jeder Drift-radius gleich wahrscheinlich ist, ist die Driftzeitverteilung keine Rechtecksfunktion. Die Ursache dafür liegt in der Nichtlinearität des Driftgases. Weit entfernt vom Draht ist die Driftgeschwindigkeit niedriger, für drahtferne Spuren wächst die Driftzeit daher überproportional an. Dies führt zu einer Dehnung des Spektrums hin zu großen Driftzeiten.

Histogrammiert man auch die ADC-Werte eines Rohres über viele Ereignisse hinweg, so ergibt sich die in Abbildung 5.2 dargestellte Verteilung. Die breite, etwas oberhalb von 50 beginnende und bei etwa 200 auslaufende Verteilung geht auf Myonsignale zurück, sie spiegelt die Zahl der Elektronen wieder, die in einem Ionisations-Häufungspunkt längs der Myonspur typischerweise freigesetzt werden. Die zahlreichen Einträge dagegen, die sehr scharf gebündelt um einen ADC-Wert von 28 herum liegen, gehen zu einem großen Teil auf Scheintreffer infolge elektronischen Rauschens zurück. Bei der weiteren Analyse werden daher nur solche Ereignisse berücksichtigt, die einen ADC-Wert oberhalb von 50 aufweisen.

Betrachtet man, wie viele Rohre pro Ereignis angesprochen haben, so gelangt man im Falle einer sich über etwa 4 Tage erstreckenden Messung mit insgesamt 103.838 Ereignissen zu folgenden Ergebnissen:

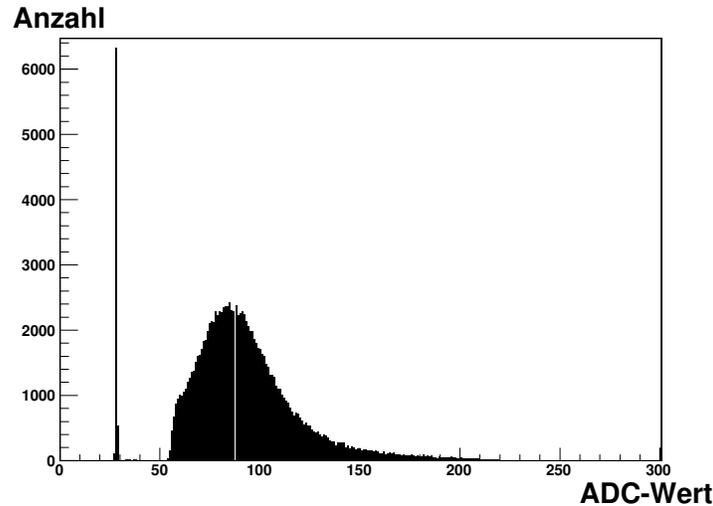


Abbildung 5.2: ADC-Spektrum für Rohr Nummer 3. Der ADC-Wert ist das Integral über den am Anodendraht gemessenen Puls in den ersten 30 ns nach dem Überschreiten der Diskriminatorschwelle.

getroffene Rohre	Ereignisse
0	41.307
1	11.445
2	12.389
3	34.708
4	2.802
5	791
6	270
7	80
8	24
9	22

Da die Szintillatoren eine größere Fläche abdecken als die Kammer, ist es verständlich, dass es eine große Zahl von Ereignissen gibt, bei denen keines der Rohre getroffen wird. Unter den verbleibenden Ereignissen ist der häufigste Fall derjenige, dass 3 Rohre getroffen werden, meist eines in jeder Rohrlage. Je nach Verlauf der Spur kann ein einzelnes Myon bis zu 6 Rohre treffen (vgl. Anhang A.4). Sprechen mehr als 6 Rohre an, so deutet das auf einen kosmischen Schauer hin, der zum gleichzeitigen Auftreten mehrerer Myonen führen kann.

Die Verwendung einer vorläufigen Orts-Driftzeit-Relation erlaubt es, mit Hilfe der gewonnenen Daten Myonspuren zu rekonstruieren. Eine solche Relation kann beispielsweise gewonnen werden, indem man dem Driftzeitspektrum die minimale und die maximale Driftzeit entnimmt und die Orts-Driftzeit-Beziehung einer großen ATLAS-Myonkammer des Typs BOS so skaliert, dass sie diese Driftzeitgrenzen erfüllt. Ein Verfahren, das unter Verwendung der Daten der Halbleiterdetektoren die exakte Bestimmung der Orts-

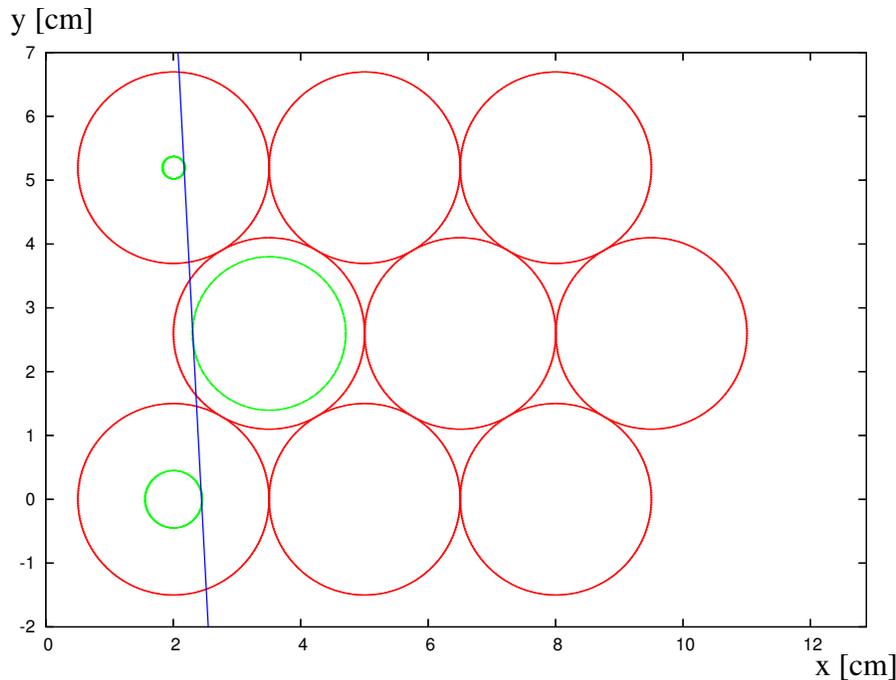


Abbildung 5.3: Rekonstruierte Myonspur für ein Ereignis mit 3 getroffenen Rohren. Rot dargestellt ist der Querschnitt durch die 9 Rohre der Kammer, grün die Driftkreise und blau die rekonstruierte Spur.

Driftzeit-Relation ermöglicht, wird später vorgestellt.

Greift man nun ein Ereignis mit 3 getroffenen Rohren heraus, wandelt die Driftzeiten mit der vorläufigen Beziehung in Driftradien um und zeichnet die entsprechenden Driftkreise in einen schematischen Querschnitt der Kammer ein, so erhält man ein Bild wie das in Abbildung 5.3 dargestellte. An die drei Driftkreise lässt sich eine gemeinsame Tangente anlegen, womit die Spur eindeutig bestimmt ist.

5.2 Daten der Halbleiterdetektoren

Der Versuchsaufbau beinhaltet zwei Detektorgehäuse, von denen eines oberhalb und eines unterhalb der Myonkammer angebracht ist. In jedem davon befinden sich zwei Streifendetektoren mit je 512 Streifen, von denen aber jeweils nur der eine mittig über der Kammer positioniert ist. Da jedoch beide Detektorelemente innerhalb eines Gehäuses über das selbe Repeatermodul ausgelesen werden, werden auch die je 512 Einzelstreifensignale der nicht benutzten Detektoren zunächst mit aufgezeichnet. Diese Daten werden jedoch bei der weiteren Analyse ignoriert.

Die Streifen der beiden verwendeten Detektoren werden im Weiteren mit 0-1023 nummeriert, wobei die Streifen 0 bis 511 zu dem Detektor unterhalb der Kammer gehören und die Streifen 512 bis 1023 zum oberen.

5.2.1 Individuelle Signalruhepegel

Bei einer Messung, im Laufe derer N Ereignisse aufgezeichnet werden, werde mit

$$u_{i,j} \quad , \quad i \in [0, 1023] , \quad j \in [1, N]$$

das Signal des i -ten Streifens beim j -ten Ereignis bezeichnet. Berechnet man nun über viele Ereignisse hinweg für jeden Streifen den Mittelwert

$$m_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_{i,j} ,$$

so fallen bei ausreichend vielen Ereignissen N die einzelnen Myontreffer nicht mehr ins Gewicht und man erhält den individuellen Signalruhepegel (oder kurz: Nullpunkt) des i -ten Streifens. Dieser unterscheidet sich von Streifen zu Streifen mitunter sehr stark, so dass für die weitere Auswertung stets die Differenz zwischen dem gemessenen Signal und dem individuellen Nullpunkt betrachtet werden muss, der in Abbildung 5.4 dargestellt ist.

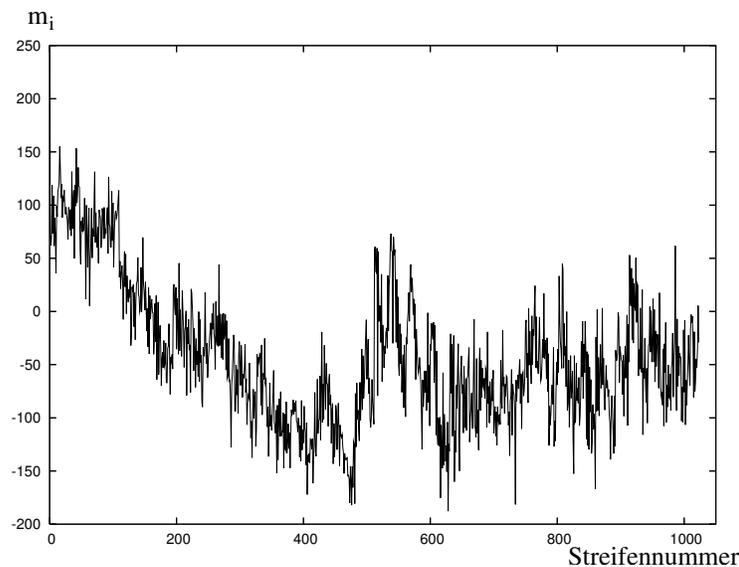


Abbildung 5.4: Mittelwerte m_i für alle 1024 Detektorstreifen.

5.2.2 Standardabweichung für die einzelnen Streifen

Nun berechnet man für jeden einzelnen Streifen die Standardabweichung s_i vom eben berechneten Mittelwert:

$$s_i = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (u_{i,j} - m_i)^2} .$$

Bei einem idealen Detektor wäre s_i gleich Null für einen Streifen, der bei keinem der N Ereignisse von einem Myon getroffen wurde, und hätte einen leicht von Null verschiedenen Wert für einen Streifen, der einmal oder mehrfach getroffen wurde. Bei einem realen Halbleiterdetektor jedoch weist jeder Streifen ein mehr oder weniger stark ausgeprägtes statistisches Rauschen auf, so dass sich für jeden Streifen eine nicht verschwindende Standardabweichung ergibt. Diese ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Es fällt auf, dass der

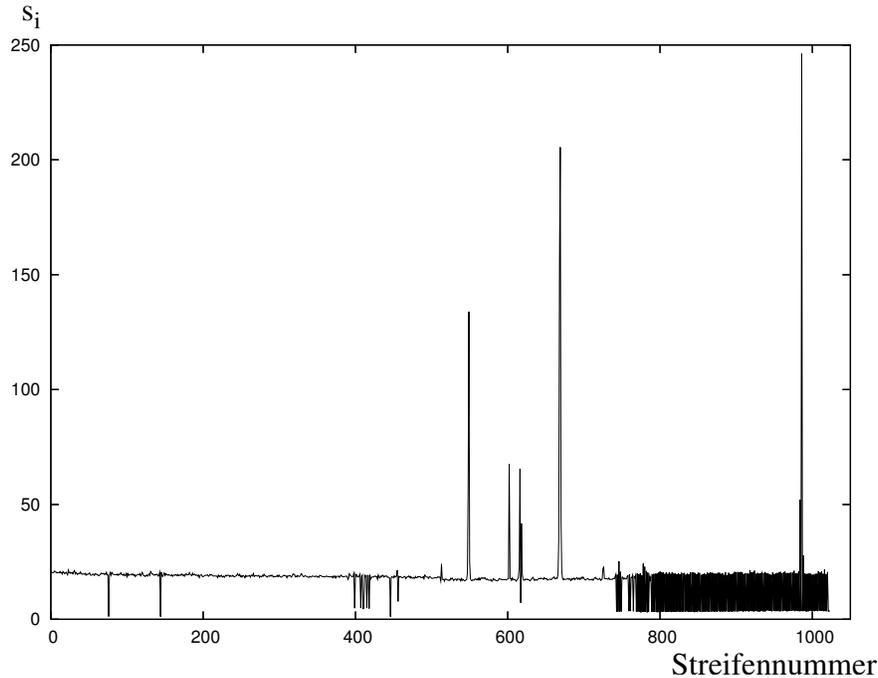


Abbildung 5.5: Standardabweichungen s_i vom Mittelwert für alle 1024 Detektorstreifen.

Großteil der 1024 Streifen eine Standardabweichung in der Größenordnung von etwa 20 Ladungseinheiten aufweist. Dies sind die funktionierenden Streifen. Im oberen Detektorelement (Streifen 512-1023) gibt es insgesamt 11 Streifen, die eine extrem hohe Standardabweichung aufweisen. Diese liefern, wie eine Betrachtung einiger aufeinanderfolgender Ereignisse zeigt, bei nahezu jedem Ereignis ein sehr starkes Signal, das weit oberhalb oder weit unterhalb des Signalnullpunktes liegt und damit große Ähnlichkeit mit einem echten Myonsignal in einem funktionierenden Streifen hat.

Diese 11 Streifen sind offenkundig defekt, wofür entweder eine Beschädigung oder eine Störstelle im Halbleitersubstrat selbst ursächlich sein könnte, oder auch eine schadhafte Bonddrahtverbindung auf dem Weg zum Auslesechip bzw. ein defekter Eingang des Auslesechips selbst. Um die andauernden Signale dieser stark rauschenden Streifen nicht fälschlicher Weise als Myontreffer zu interpretieren, müssen diese bei der weiteren Analyse konsequent ignoriert werden. An zwei Stellen im Detektor liegt zwischen zwei stark rauschenden Streifen genau ein unauffälliger. In diesen Fällen wird die gesamte Dreiergruppe ausgeschlossen, so dass insgesamt 13 Streifen des oberen Detektors wegfallen.

Es tritt jedoch auch der andere Fall auf, es gibt viele Streifen mit einer deutlich niedrigeren Standardabweichung. Der untere Detektor weist 10 Streifen mit $s_i < 10$ auf, der

obere 136. Besonders auffällig ist dabei im letzteren Fall, dass ab Streifen 770 ein streng alternierendes Muster auftritt, exakt jeder zweite Streifen weist eine sehr kleine Standardabweichung auf. Dieser Umstand deutet darauf hin, dass in diesem Bereich kein Defekt des Halbleiterdetektors selbst vorliegt, sondern die Multiplexer zur Signalauslese nicht einwandfrei arbeiten¹. Wie im Weiteren noch anhand eines Pulshöhenspektrums gezeigt wird, sind die insgesamt 146 Streifen mit kleiner Standardabweichung praktisch völlig insensitiv gegenüber Myontreffern. Sie liefern zwar keine hohen Signale, die man mit echten Myontreffern verwechseln könnte, d.h. es ist nicht nötig, diese 146 Streifen bei der weiteren Analyse auszuklammern, jedoch muss bedacht werden, dass dort auftreffende Myonen nicht detektiert werden. Dies bedeutet für den unteren Detektor einen Verlust von etwa 2% der sensitiven Fläche, für den oberen jedoch einen von knapp 27%.

Insgesamt hat der untere Detektor somit 502 funktionierende Streifen und der obere 363.

5.2.3 Korrektur kollektiven Rauschens ("common mode noise")

Von Ereignis zu Ereignis, oder auch schleichend im Verlauf einer sich über viele Stunden erstreckenden Messung, ist es möglich, dass die Nullpunkte aller Streifen kollektiv nach oben oder unten driften. Diese Erscheinung wird als "common mode noise" bezeichnet. Um dies zu korrigieren, wird für jedes Ereignis und jeden der beiden Detektoren separat das mittlere, nullpunktsubtrahierte Signal \bar{u} aller 512 Streifen berechnet und danach von allen Einzelstreifensignalen subtrahiert.

$$\bar{u} = \frac{1}{512} \sum_{i=1}^{512} (u_{i,j} - m_i)$$

Beim oberen Detektor werden dabei die 13 als stark rauschend eingestuften Streifen nicht mit berücksichtigt. Man hat nach diesem Schritt eine um die Nulllinie zentrierte Verteilung der 512 Einzelstreifensignale.

Die Auswirkung der eben beschriebenen Schritte wird in Abbildung 5.6 am Beispiel eines einzelnen Ereignisses illustriert. Das erste Diagramm zeigt die unbearbeiteten Rohdaten aller 1024 Streifen, die nachfolgende Darstellung das Ergebnis nach Subtraktion der individuellen Nullpunkte. Die ursprünglich sehr unübersichtliche Verteilung zeigt nun einen relativ flachen Verlauf, von dem sich einzelne, hohe Signale deutlich abheben. Das dritte Diagramm gibt die Situation nach Elimination der stark rauschenden Streifen wieder (das Signal dieser Streifen wurde auf Null gesetzt). Der verbleibende, negative Puls² zeigt einen Myontreffer im oberen Detektor an, der untere Detektor wurde bei diesem Ereignis nicht getroffen bzw. hat nicht angesprochen. Auf die Darstellung des Einflusses der common mode noise Korrektur wurde verzichtet, dieser ist bei dem gewählten Ereignis zu gering, um visuell erkennbar zu werden.

¹Die in Abbildung 4.19 illustrierte Einstellung des Konversionszeitpunktes wurde anhand des unteren Detektors durchgeführt. Wenn die Multiplexer im oberen Detektor nicht ganz synchron zu den unteren arbeiten, wird die Konversion u.U. zum falschen Zeitpunkt ausgeführt.

²Die Polarität ist so gewählt, dass Ionisationsereignisse in den Halbleiterdetektoren zu negativen Signalen führen. Durch einfaches Vertauschen der beiden Leitungen für das differentielle Signal, das das Repeatermodul liefert, hätte man die andere Polarität erhalten.

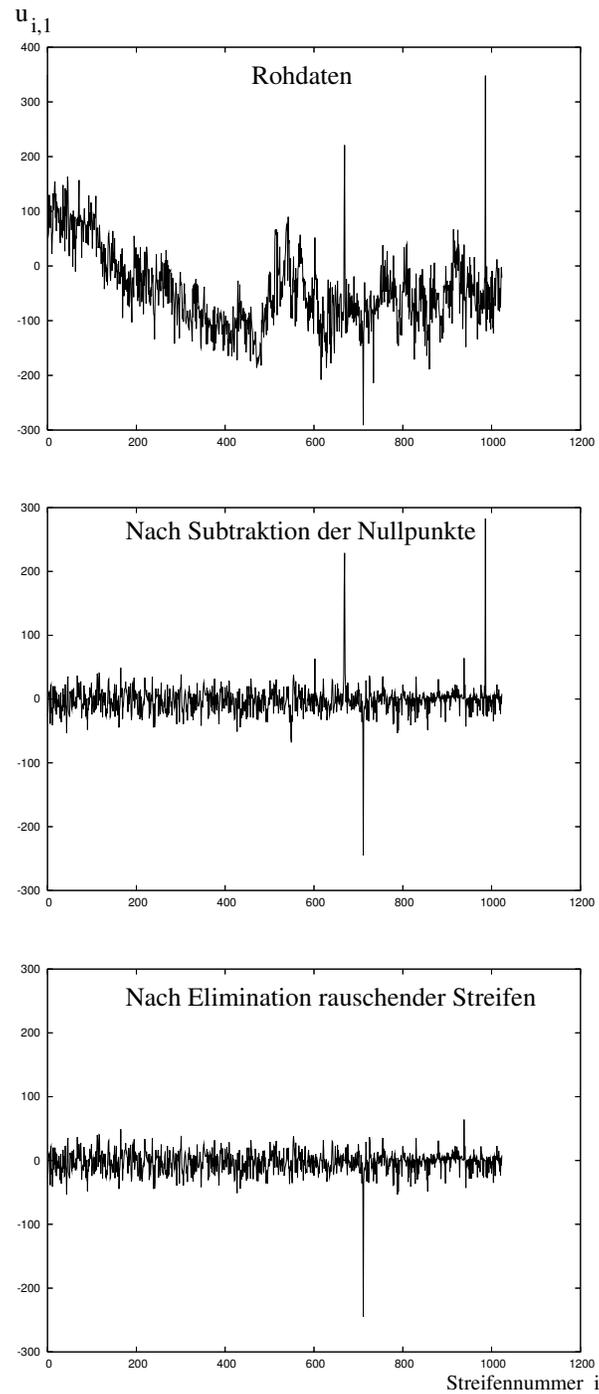


Abbildung 5.6: Schrittweise Weiterverarbeitung der Daten eines einzelnen Ereignisses. Erläuterungen siehe Text.

5.2.4 Erkennung von Treffern in den Halbleiterdetektoren

Nach den im vergangenen Kapitel beschriebenen Verarbeitungsschritten ist es anhand einer grafischen Darstellung eines Ereignisses bereits möglich, per Auge Treffer zu erkennen und zu lokalisieren. Aufgrund des Umfangs der aufgenommenen Daten ist es jedoch nicht möglich, die Treffererkennung von Hand durchzuführen, es muss vielmehr ein Algorithmus erstellt werden, der eine automatisierte Treffererkennung durch den Computer erlaubt. Eine wichtige Frage, die dazu vorab beantwortet werden muss, ist die nach der maximalen Anzahl benachbarter Streifen, auf denen ein durchlaufendes Myon sein Signal hinterlassen kann. Diese wird im Wesentlichen durch die Winkelakzeptanz des Triggersystems begrenzt, welche bei etwa 22 Grad liegt. Ein schematischer Querschnitt durch den Halbleiterdetektor, der nur die ausgelesenen Streifen wiedergibt, ist für die folgende Diskussion hilfreich (Abbildung 5.7). Der Abstand von Zentrum zu Zentrum der ausgelesenen Streifen

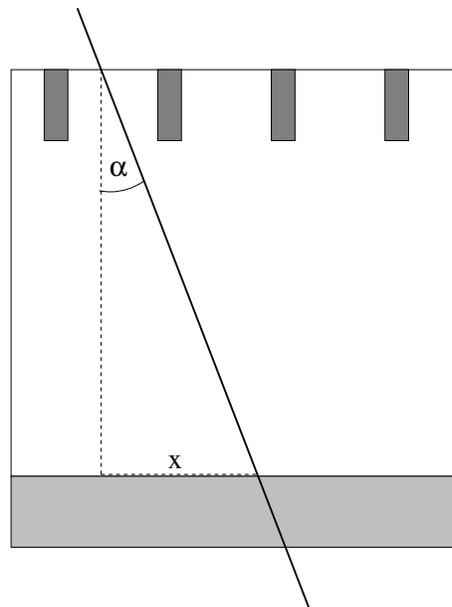


Abbildung 5.7: Schräge Spur durch den Halbleiterdetektor.

liegt bei 120 μm , die Dicke des n-dotierten Halbleitersubstrats beträgt 300 μm . Eine Myonspur, die unter dem maximalen Akzeptanzwinkel von 22 Grad verläuft, weist innerhalb dieser Dicke einen seitlichen Versatz

$$x = 300 \mu\text{m} \cdot \tan(22^\circ) \approx 121,2 \mu\text{m}$$

auf. Tritt das Myon also -wie im skizzierten Fall- genau zwischen zwei Streifen in den Detektor ein, so verlässt es dessen sensitives Volumen gerade in der Mitte des benachbarten Zwischenraums. Folglich wird erwartet, dass sich das Signal auf maximal 3 benachbarte Streifen verteilen kann.

Einen Überblick über verschiedene Fälle, die je nach Verlauf der Myonspur auftreten können, gibt die Skizze in Abbildung 5.8. Bei senkrechten Spuren, die genau einen Streifen

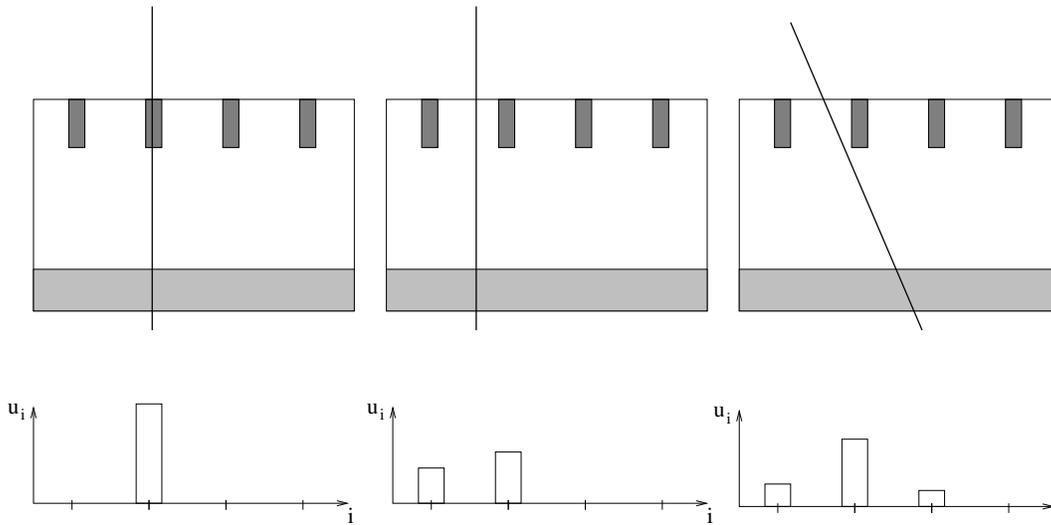


Abbildung 5.8: Verteilung der Ladung auf mehrere Streifen in Abhängigkeit vom Verlauf der Myonspur.

treffen, ist zu erwarten, dass das gesamte Signal auf diesem deponiert wird, während die benachbarten praktisch nicht ansprechen. Trifft das Myon zwischen zwei Streifen auf, so verteilt sich das Signal auf beide, wobei das Verhältnis der Signale Informationen über den Auftreffort beinhaltet. Bei schrägen Spuren wiederum können, wie oben diskutiert, bis zu drei Streifen ansprechen.

Mittelt man entsprechend der Signalthöhen über die Position der getroffenen Streifen, so erhält man den Ort, an dem die Myonspur die Mitte des sensitiven Volumens kreuzt. Der Treffererkennungsalgorithmus besteht somit aus folgenden Schritten:

1. Aus 512 Streifen eines Halbleiterdetektors lassen sich gerade 510 Dreiergruppen benachbarter Streifen herausgreifen. Für jede solche Gruppe wird — nach Durchführung aller Korrekturschritte — die Summe der drei Einzelstreifensignale berechnet. Gruppen, die stark rauschende Streifen enthalten, werden nicht betrachtet.
2. Aus den verbleibenden Gruppen wird diejenige herausgegriffen, die das stärkste, negative Signal aufweist. Erreicht dieses eine eingestellte Schwelle, so wird von einem Treffer ausgegangen und durch signalgewichtete Mittelung der Auftreffort bestimmt.
3. Unter all den Gruppen, die keine gemeinsamen Streifen mit der zuvor ermittelten aufweisen, wird wiederum diejenige mit dem stärksten Signal herausgegriffen. Ist dieses betragsmäßig größer als eine zweite Schwelle, so liegt ein Mehrfachtreffer vor. Das Ereignis kann dann, je nach Anwendung, verworfen oder auf weitere Treffer hin untersucht werden.

Zur Festlegung der Schwellen für die Schritte 2 und 3 erweist sich ein Pulshöhenspektrum als nützliches Hilfsmittel. Nach Durchführung aller im vorangehenden Kapitel vorgestellten Korrekturschritte werden dazu die Signale der einzelnen Streifen in ein gemeinsames

Histogramm eingetragen. So wird mit allen N Ereignissen verfahren, d.h. das Histogramm besitzt $512 \cdot N$ Einträge (pro stark rauschendem Streifen, den der Detektor aufweist, vermindert sich diese Zahl um N). Eine Messung mit $N = 6000$ liefert die in Abbildung 5.9 dargestellten Pulshöhenspektren (man beachte die logarithmische Skalierung der Ordinate). Da das statistische Rauschen der Streifen in guter Näherung der Gauß'schen

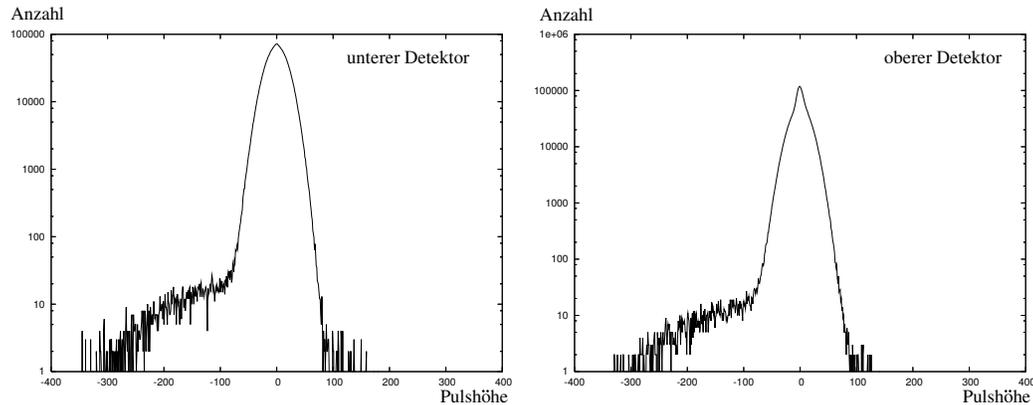


Abbildung 5.9: Pulshöhenspektren für beide Streifendetektoren. Nach rechts ist je die Pulshöhe (symmetrisch um Null) angetragen, nach oben logarithmisch die Zahl der entsprechenden Ereignisse.

Normalverteilung folgt, ist es wegen

$$\ln \left(e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x}{\sigma} \right)^2} \right) = -x^2 \frac{1}{2\sigma^2}$$

einsichtig, dass das Spektrum in logarithmischer Darstellung im Wesentlichen den Verlauf einer fallenden Parabel aufweist. Beim unteren Detektor ist dies gut zu erkennen, beim oberen dagegen weist die Parabel im Bereich um die Null herum eine zusätzliche Spitze auf. In dieser Form machen sich die insgesamt 136 Streifen mit geringer Standardabweichung bemerkbar, die dieser Detektor besitzt.

Die Myontreffer, welche negative Pulse zur Folge haben, heben sich im Bereich von etwa -100 bis -300 deutlich vom Untergrund ab. Auf der positiven Seite gibt es vereinzelt Einträge außerhalb der Parabel, was anzeigt, dass in geringem Maße auch nicht-Gauß'sches Rauschen auftritt. Das gibt Anlass zu der Vermutung, dass die Einträge im Bereich unter -100 nicht ausschließlich auf Myontreffer zurückgehen, sondern auch dort vereinzelt Zufallstreffer vorhanden sind.

Da für den Treffererkennungsalgorithmus die Summensignale je dreier benachbarter Streifen herangezogen werden, ist ein Pulshöhenspektrum, in dem nicht die Signale der 512 Einzelstreifen, sondern die Summensignale der 510 möglichen Dreiergruppen histogrammiert werden, von großem Interesse (siehe Abbildung 5.10). Dreiergruppen, die einen oder mehrere stark rauschende Streifen enthalten, werden dabei ausgeschlossen. Der Einfluss der Streifen mit geringer Standardabweichung manifestiert sich beim oberen Detektor nun nicht mehr in einer ausgeprägten Spitze, da es praktisch keine Dreiergruppe gibt, die drei dieser Streifen enthält. Vielmehr weist die Parabel nun insgesamt im oberen Bereich

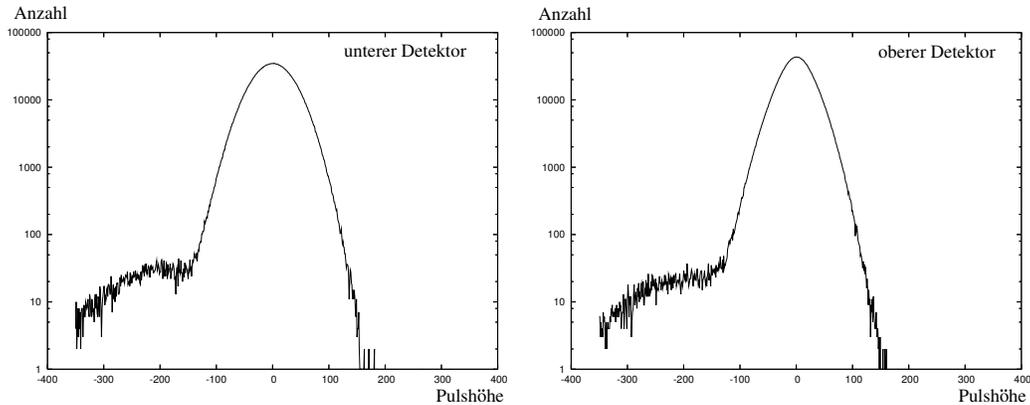


Abbildung 5.10: Pulshöhenspektren für Dreiergruppen von Streifen.

einen etwas schmaleren Verlauf auf. Unter der Annahme, dass das Rauschen in benachbarten Streifen unkorreliert ist, addieren sich die Standardabweichungen der drei Streifen quadratisch, d.h.

$$\sigma_{\text{gesamt}}^2 = \sigma_i^2 + \sigma_{i+1}^2 + \sigma_{i+2}^2 \quad \Rightarrow \quad \sigma_{\text{gesamt}} = \sqrt{3} \sigma_{\text{Streifen}} .$$

Man erwartet demnach eine Verbreiterung der Parabel um einen Faktor $\sqrt{3}$ gegenüber Abbildung 5.9, die sich in der Tat beobachten lässt.

Als Schwelle für Schritt 2 der Treffererkennung wird -130 festgesetzt, d.h. wenn die Summe der drei Streifen diesen Wert unterschreitet, wird von einem Myontreffer ausgegangen. Dies ist für beide Detektoren in etwa der Punkt, an dem sich die Verteilung der Myontreffer gegen den parabelförmigen Untergrund abzugrenzen beginnt. Die Schwelle für Schritt 3 wird auf -110 gesetzt, ein Ereignis wird also genau dann als eines mit genau einem Treffer eingestuft, wenn das am stärksten negative Summensignal einer Dreiergruppe einen Wert von -130 unterschreitet, jedoch keine der dazu disjunkten Dreiergruppen einen Wert von -110 unterschreitet. Der Hintergedanke bei der leicht unterschiedlichen Festlegung dieser beiden Schwellen besteht darin, dass ein Summensignal knapp oberhalb von -130 durchaus mit gewisser Wahrscheinlichkeit auf ein Myon zurückgehen kann. Bei der Suche nach dem ersten Myontreffer soll es unberücksichtigt bleiben, da andernfalls zu oft zufälliges Rauschen als Myon interpretiert würde. Wenn es jedoch gilt, nach Auffinden eines ersten Treffers das Vorhandensein eines zweiten möglichst sicher auszuschließen, sollen Signale zwischen -130 und -110 miteinbezogen werden.

Das Pulshöhenspektrum ist schließlich auch noch ein geeignetes Werkzeug, um die Streifen mit niedriger Standardabweichung näher zu untersuchen. Erstellt man für die entsprechenden 10 Einzelstreifen des unteren und die 136 des oberen Detektors ein Pulshöhenspektrum, so erhält man die Graphen in Abbildung 5.11. In beiden Fällen ist im Wesentlichen nur ein sehr schmaler, parabelförmiger Untergrund zu erkennen. Beim oberen Detektor gibt es keinerlei Anzeichen dafür, dass auch nur einer der 136 Streifen auf einen Myondurchgang reagiert. Beim unteren Detektor gibt es Einträge links von der Parabel, was darauf hindeuten kann, dass zumindest einer der 10 ein Streifen auf Myonen anspricht,

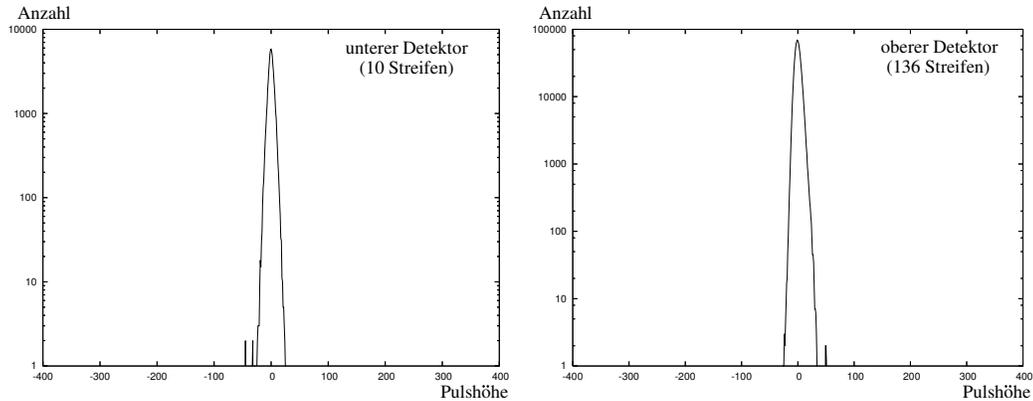


Abbildung 5.11: Pulshöhenspektren wie in Abbildung 5.9, jedoch nur unter Verwendung der Streifen mit $s_i < 10$.

wenn auch mit deutlich schwächerem Signal als die intakten. Ebenso kann es sich dabei aber um zufälliges Rauschen handeln.

Letztlich wird hier ersichtlich, was schon in Kapitel 5.2.2 vorweggenommen wurde: Diese 10 bzw. 136 Streifen sind insensitiv bzw. unzureichend sensitiv gegenüber Myontreffern und somit als defekt einzustufen.

5.2.5 Ereignis Selektion und Rekonstruktion von Myonspuren

Mit Hilfe des im vorangehenden Kapitel eingeführten Algorithmus zur Treffererkennung werden aus dem betrachteten Datensatz zunächst solche Ereignisse herausgegriffen, bei denen sowohl der obere als auch der untere Halbleiterdetektor jeweils genau einen Treffer aufweist. Diese Forderung stellt ein sehr hartes Selektionskriterium dar, das nur etwa 5% der Ereignisse erfüllen. Dieser geringe Anteil kann aufgrund der Geometrie des Aufbaus leicht verstanden werden: Während die Szintillatorlagen eine Fläche von etwa 270 cm^2 abdecken, weisen die Halbleiterdetektoren nur eine sensitive Fläche von etwa 39 cm^2 auf. Letztere verringert sich infolge defekter Streifen nochmals, beim oberen Detektor um mehr als ein Viertel. Ferner muss bedacht werden, dass die Halbleiterdetektoren mit etwa 22 cm vertikalem Abstand nur dann gleichzeitig von einem Myon getroffen werden können, wenn die Projektion dessen Spur in die x-y-Ebene mit der Vertikalen einen Winkel von weniger als $15,5^\circ$ einschließt (notwendige, nicht hinreichende Bedingung). Die 18 cm breiten Szintillatoren mit einem vertikalen Abstand von 45 cm hingegen können auch noch auf Myonen mit einem Winkel von bis zu 22° ansprechen. Treffen bei einem Teilchenschauer mehrere Myonen gleichzeitig den Messaufbau, so wird ein Trigger ausgelöst, das Ereignis infolge von Mehrfachtreffern in einem oder beiden Streifendetektoren aber in der Regel verworfen. All diese Faktoren zusammen bewirken, dass nur etwa jedes 20. Ereignis das Selektionskriterium erfüllt.

Die folgende Tabelle gibt anhand eines Datensatzes mit 117.310 Ereignissen die dabei typischerweise auftretenden Korrelationen wieder:

Treffer unten \ Treffer oben	0	1	≥ 2
0	72.267	7.724	1.921
1	22.006	3.575	834
≥ 2	7.416	1.251	316

Hier wird eine Asymmetrie zwischen oberem und unterem Detektor sichtbar: Während der untere in 26.415 Fällen einen und in 8.983 Fällen mehrere Treffer aufweist, sind es beim oberen nur 12.550 bzw. 3.071. Dieser große Unterschied ist offensichtlich eine Folge der vielen defekten Streifen des oberen Detektors. Dass die Zahl der registrierten Treffer nicht proportional zur Zahl der funktionierenden Streifen ist, dürfte darin begründet liegen, dass sich beim oberen Detektor über weite Bereiche intakte und defekte Streifen streng alternierend abwechseln. Nur ein Myon, das fast sein gesamtes Ionisationssignal auf einem intakten Streifen deponiert, kann erkannt werden. Läuft es dagegen schräg durch den Detektor oder trifft es zwischen zwei Streifen, so geht der Teil des Signals, der auf den defekten Streifen entfällt, verloren. Das verbleibende Signal reicht dann oft nicht mehr aus, um die entsprechende Dreiergruppe über die Treffererkennungsschwelle zu heben.

Auch die leicht unsymmetrische Triggergeometrie kann einen gewissen Einfluss haben: Die Abstände zwischen Detektor und Szintillator sind oben und unten unterschiedlich groß. Diese Asymmetrie verschafft dem einen Detektor womöglich Vorteile bei der Winkelakzeptanz: Von all denjenigen Myonspuren, die durch einen Halbleiterdetektor laufen, trifft nur ein gewisser Bruchteil beide Szintillatoren und löst so einen Trigger aus. Wie hoch dieser Bruchteil ist, hängt von den jeweiligen Abständen ab.

Da die Gehäuse der Halbleiterdetektoren sowie deren Halteplatte mit sehr großer Präzision gefertigt wurden, ist die Relativposition der Halbleiterelemente sehr genau bekannt. Die Skizze in Abbildung 5.12 gibt die Dimensionen und Abstände von Halbleiterdetektoren und Kammer maßstabsgetreu wieder, ferner wird darin das im Weiteren verwendete Koordinatensystem eingeführt. Zu beachten ist, dass ein Halbleiterelement kopfüber eingebaut werden musste, so dass beim unteren Detektor der erste Streifen derjenige mit dem größten x -Wert ist, beim oberen dagegen der mit dem kleinsten x -Wert. Der Treffererkennungsalgorithmus liefert die Position des Myontreffers in Form der Streifennummer, wobei diese infolge der Mittelung über zwei bzw. drei getroffene Streifen meist nicht ganzzahlig ist. Anhand der bekannten Detektorpositionen sowie des Streifenabstandes von $120\ \mu\text{m}$ können daraus die Koordinaten der Punkte $P_{oben}(x_{oben}, y_{oben})$ und $P_{unten}(x_{unten}, y_{unten})$ berechnet werden. Die Spurgerade des Myons wird in der Parametrisierung $x = a \cdot y + b$ angegeben, dadurch hat eine senkrecht verlaufende Gerade die Steigung 0, während eine waagrechte Gerade, die zur Divergenz von a führte, aufgrund der Triggergeometrie nicht auftreten kann. Über die Beziehungen

$$a = \frac{x_{oben} - x_{unten}}{y_{oben} - y_{unten}} \quad \text{und} \quad b = x_{oben} - a \cdot y_{oben}$$

lässt sich die Geradengleichung und somit die Projektion der Myonspur in die x - y -Ebene bestimmen. Die Steigung, die die Myonspur in z -Richtung (d.h. aus der Zeichenebene in Abbildung 5.12 heraus) aufweist, bleibt unbekannt, da die Halbleiterdetektoren keine

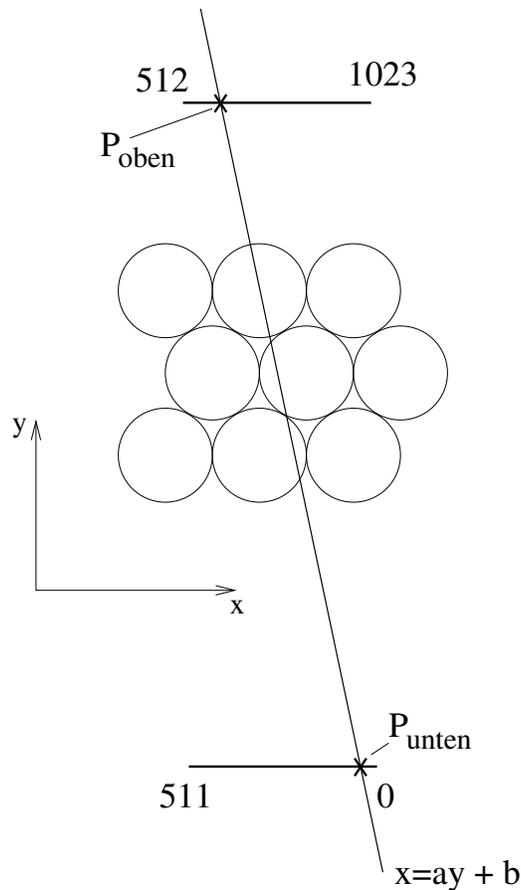


Abbildung 5.12: Relativposition von Halbleiterdetektoren und Kammer (maßstabsgetreu). Die Nummern der äußeren Halbleiterstreifen sind angegeben.

Ortsauflösung in z -Richtung besitzen. Dies ist jedoch unerheblich, da die Rohre der Kammer senkrecht zur x - y -Ebene ausgerichtet sind und ihr Querschnitt somit für jeden Wert von z stets der Gleiche ist.

5.2.6 Vorhersage der Driftradien

Ist die Spurgerade des Myons in der Parametrisierung $x = a \cdot y + b$ bestimmt, so gilt es, den zu erwartenden Driftradius für ein Rohr zu bestimmen, dessen Draht die x - y -Ebene im Punkt $P_1(x_1, y_1)$ schneidet und senkrecht zu dieser steht. Die Situation ist in Abbildung 5.13 dargestellt.

Legt man eine Parallele zur x -Achse durch P_1 (gestrichelt dargestellt), so schneidet diese die Spurgerade im Punkt P_2 mit den Koordinaten $(a \cdot y_1 + b, y_1)$. Aus elementargeometrischen Überlegungen folgt für den gesuchten Abstand d zwischen der Spurgerade und P_1

$$d = \overline{P_1 P_2} \cdot \cos \alpha = (a \cdot y_1 + b - x_1) \cdot \cos \alpha.$$

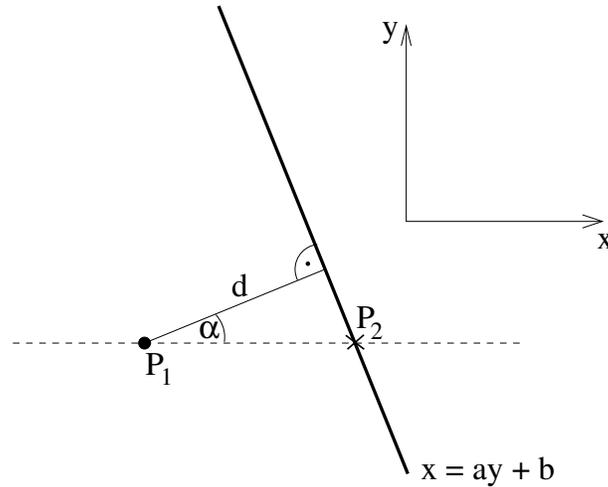


Abbildung 5.13: Bestimmung des geometrischen Abstandes zwischen Spurgerade und Draht.

Der Winkel α ist durch die Steigung a der Geraden über die Beziehung $a = \tan \alpha$ gegeben. Mit Hilfe der Identität $\cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{1+(\tan \alpha)^2}}$ erhält man schließlich

$$d = \frac{1}{\sqrt{a^2 + 1}} (a \cdot y_1 + b - x_1).$$

Man beachte, dass der Ausdruck $(a \cdot y_1 + b - x_1)$ nur dann ein positives Vorzeichen trägt, wenn P_2 (wie im skizzierten Fall) rechts von P_1 liegt, d.h. wenn — anschaulich gesprochen — die Myonspur rechts vom Draht des Rohres verläuft. Im allgemeinen Fall ist der geometrische Abstand zwischen Spurgerade und Draht daher durch

$$d = \frac{1}{\sqrt{a^2 + 1}} |a \cdot y_1 + b - x_1| \quad (5.1)$$

gegeben, während die vorangehende Gleichung einen vorzeichenbehafteten Abstand liefert, der im Weiteren mit d_{vz} bezeichnet wird:

$$d_{vz} = \frac{1}{\sqrt{a^2 + 1}} (a \cdot y_1 + b - x_1) \quad (5.2)$$

Kennt man nun die Positionen der Drähte der 9 Rohre, so erlauben die Siliziumzähler eine Berechnung der tatsächlichen Driftradien. Die Genauigkeit dieser Vorhersage des Driftradius hängt primär von der Ortsauflösung der Halbleiterdetektoren ab, diese lässt sich aber nur schwer beziffern. Es bietet sich jedoch eine Abschätzung an: Verzichtete man auf die signalgewichtete Mittelung zwischen den Positionen der getroffenen Streifen und verwendete stattdessen stets die Position des Streifens mit dem höchsten Signal als Auftreffort des Myons, so wäre der größte, zu erwartende Fehler gerade durch den halben Streifenabstand gegeben. Die Fehlerverteilung wäre in diesem Fall daher eine Rechtecksfunktion, die von $-60 \mu\text{m}$ bis $+60 \mu\text{m}$ reicht. Die Standardabweichung dieser Funktion (und damit die

Ortsauflösung des Detektors) wäre durch $120 \mu\text{m}/\sqrt{12}$ gegeben³. Da in die Radiusvorhersage stets die Daten beider Halbleiterdetektoren eingehen, was in etwa einer Mittelung über beide Einzelergebnisse entspricht, wäre in diesem Fall mit einer Genauigkeit der Radiusvorhersage von $120 \mu\text{m}/\sqrt{24} \approx 25 \mu\text{m}$ zu rechnen. Da sich diese quadratisch zur Ortsauflösung der Driftrohre addiert, die in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$ liegt, müsste man ihr wegen $\sqrt{25^2 + 100^2} \approx 103$ selbst in diesem Fall praktisch keine Beachtung schenken. Da der tatsächlich verwendete Algorithmus zur Treffererkennung eine signalgewichtete Mittelung über mehrere Streifen durchführt, was eine deutliche Verbesserung der Auflösung erwarten lässt, sollte der Einfluss der Ortsauflösung der Halbleiterdetektoren vernachlässigbar sein.

Im Gegensatz zu den Halterungen der Halbleiterelemente ist die Geometrie der Kammerhalterung allerdings nur mit einer Genauigkeit von etwa einem Millimeter bekannt. Um Driftradien vorhersagen zu können, ist daher eine präzise Bestimmung der Drahtpositionen anhand von Spurdaten erforderlich. Mit einem ersten, wichtigen Schritt dorthin befasst sich der folgende Abschnitt.

5.3 Gemeinsame Betrachtung von Kammer und Halbleiterdetektoren

Bislang wurde nur gezeigt, wie mit Driftrohrkammer und Halbleiterdetektoren jeweils separat Myonspuren rekonstruiert werden können. Studien zur Ortsauflösung der Kammer lassen sich jedoch erst durchführen, wenn die Daten beider Detektortypen zusammen betrachtet und verglichen werden.

5.3.1 Auftragen der Driftzeit gegen die Driftradiusvorhersage

Greift man eines der 9 Rohre heraus und selektiert man aus einem Datensatz all diejenigen Ereignisse, bei denen nicht nur beide Streifenzähler je genau einen Treffer aufweisen, sondern zusätzlich auch noch das betrachtete Rohr getroffen wurde, so kann man mit Hilfe der zuvor vorgestellten Rechenschritte den vorzeichenbehafteten Driftradius d_{vz} bestimmen und die gemessene Driftzeit in einem Diagramm gegen diesen auftragen. Der Driftradius wird in der Einheit Zentimeter angetragen, die Driftzeit in $\frac{25}{32}$ ns, wobei der Nullpunkt der Driftzeitmessung willkürlich verschoben ist. Für Rohre, die auf voller Breite von den Streifenzählern überdeckt werden, erhält man ein V-förmiges Band. Als Beispiel hierfür diene Rohr Nr. 3 (siehe Abbildung 5.14). Einige Rohre hingegen werden von den Halbleiterdetektoren nur teilweise überdeckt, wie in Abbildung 5.15 illustriert wird. Bei diesen Rohren ist ein Teil des Bandes abgeschnitten.

³Eine entsprechende Berechnung findet sich für einen analogen Fall in Anhang A.1.

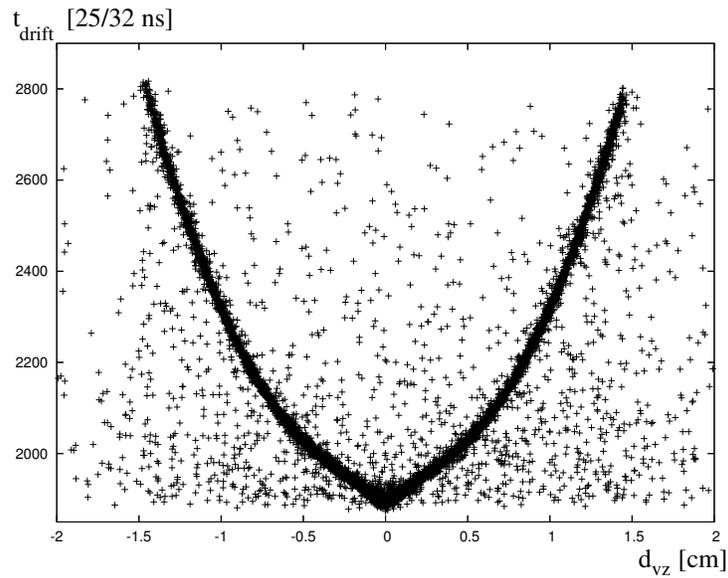


Abbildung 5.14: Driftzeiten in Rohr Nummer 3, aufgetragen gegen den vorzeichenbehafteten Abstand der Myonspur vom Draht. Der Nullpunkt der Driftzeitmessung ist willkürlich verschoben.

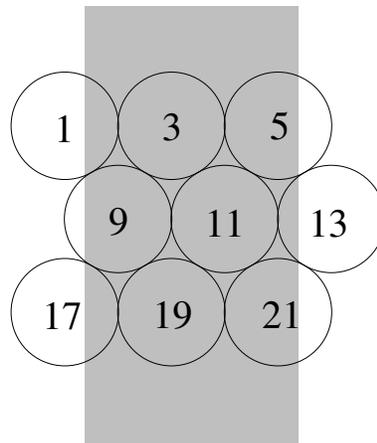


Abbildung 5.15: Schematischer Querschnitt durch die Kammer. Der von den Halbleiterdetektoren erfasste Bereich ist schattiert dargestellt.

Ordnet man die Graphen für alle 9 Rohre im selben Schema an wie die zugehörigen Rohre, so ergibt sich das in Abbildung 5.16 dargestellte Bild. Dass die Flanken des "V" keine

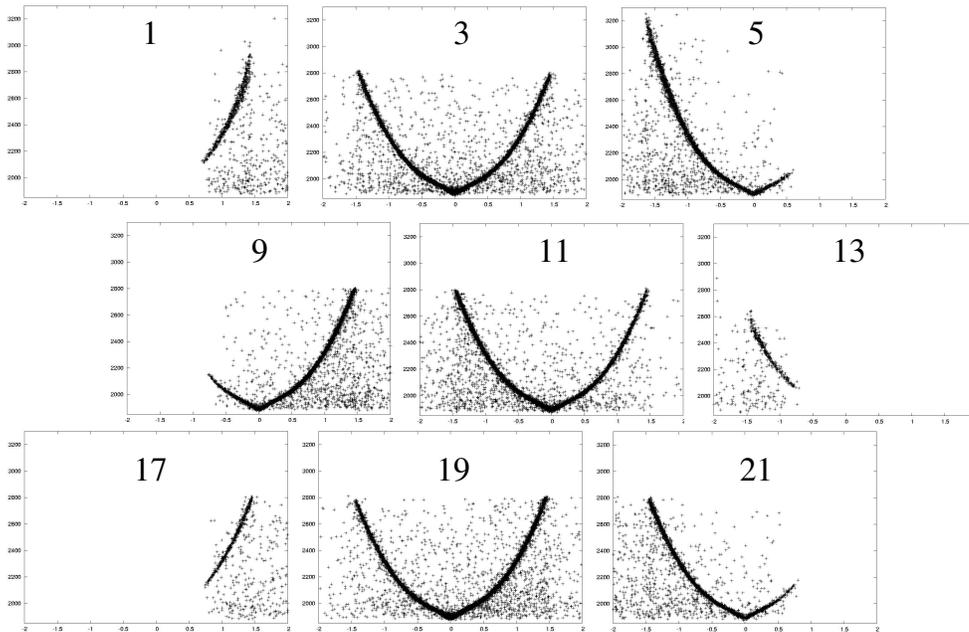


Abbildung 5.16: Diagramme wie in Abbildung 5.14 für alle 9 Rohre. Die Skalierung der Orts- und Zeitachse ist für alle 9 Diagramme identisch. Horizontal ist d_{vz} angetragen, vertikal t_{drift} . Den Diagrammen liegen bereits die endgültigen Drahtpositionen zugrunde, die erst in Kapitel 5.3.2 bestimmt werden.

Geraden sind, sondern nach außen hin immer steiler werden, zeigt, dass die Driftgeschwindigkeit im Rohr ortsabhängig ist. In der Nähe des Drahtes, wo ein stärkeres elektrisches Feld herrscht, ist sie höher als im Randbereich. Dies ist eine charakteristische Eigenschaft von Argon-CO₂-Gasgemischen, es existieren auch Zählgase mit nahezu konstanter Driftgeschwindigkeit (vgl. [9], S. 37).

Ein sehr auffälliges Verhalten zeigt das Rohr mit der Nummer 5. Während die Driftzeiten der anderen Rohre im Bereich um 2800 enden, treten bei diesem Einträge bis hinauf zu etwa 3300 auf. Das V-förmige Band erstreckt sich dabei bis hin zu Driftradien von etwa -1,6 cm, obwohl der Rohrradius nur 1,5 cm beträgt. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass sich der Draht dieses Rohres nicht im Rohrzentrum befindet, sondern um etwa 1-2 mm zur Seite hin verschoben ist. Diese Beobachtung wird in Abschnitt 5.3.2 nochmals aufgegriffen.

Diese Diagramme beinhalten bereits viel Information über die Drahtpositionen. Dies wird besonders deutlich, wenn man die der Berechnung zugrundeliegenden Drahtkoordinaten um einige Millimeter verschiebt. Eine Veränderung der horizontalen Drahtkoordinate führt primär zu einer seitlichen Verschiebung des Bandes. Stimmen vermutete und tatsächliche Drahtposition in dieser Richtung nicht überein, so wird der Driftradius (bis auf Steigungseffekte) gerade um deren Differenz falsch vorhergesagt. Die Folge ist im Wesentlichen die, dass der Scheitel des "V" um eben diese Strecke zur Seite hin verlagert ist (siehe Abbil-

dung 5.17). Die Position des Scheitels des "V" gibt daher Auskunft über die x -Position

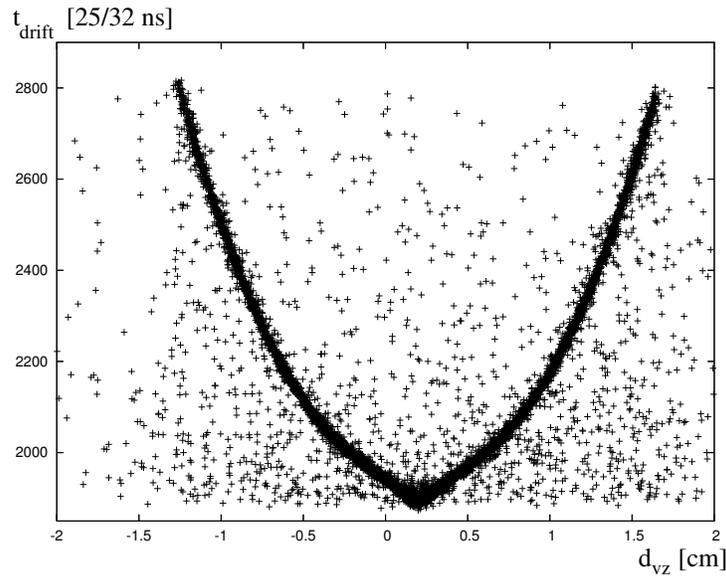


Abbildung 5.17: Diagramm wie in Abbildung 5.14, jedoch auf Grundlage einer angenommenen Drahtposition, die in x -Richtung um 0,2 cm von der tatsächlichen abweicht.

des Drahtes.

Komplizierter verhält es sich bei einem Fehler bezüglich der y -Koordinate des Drahtes. Bei einer senkrechten Myonspur ist ein solcher Fehler ohne Belang, der Driftradius wird richtig vorhergesagt. Hat die Spurgerade dagegen eine nichtverschwindende Steigung, so wird der Driftradius je nach deren Vorzeichen und je nach dem, ob die Spur links oder rechts des Drahtes verläuft, entweder über- oder unterschätzt. Da dies von Ereignis zu Ereignis unterschiedlich ist, resultiert daraus eine Verbreiterung des gesamten Bandes (siehe Abbildung 5.18).

Bei all diesen Diagrammen fällt überdies auf, dass es außer den Einträgen auf dem V-förmigen Band auch noch viele Punkte oberhalb und unterhalb des Bandes gibt. Die Einträge unterhalb können zumindest teilweise auf δ -Elektronen zurückgehen. Diese führen stets zu einem Unterschätzen der Driftzeit, niemals jedoch zu einem Überschätzen (vgl. Kapitel 3.1). Damit vermag dieser Mechanismus keine Einträge oberhalb des V-förmigen Bandes zu erklären. Doch auch die Einträge unterhalb des Bandes sind viel zu häufig, als dass sie allein durch δ -Elektronen erklärt werden könnten. Ferner fällt auf, dass auch Datenpunkte vorkommen, für die ein Driftradius mit einem Betrag von mehr als 1,5 cm vorhergesagt wurde. Da dies mehr als der Rohrradius ist, hätte das Rohr bei einem solchen Ereignis niemals ansprechen dürfen. Das deutet darauf hin, dass nicht die Driftzeitmessung, sondern vielmehr die Vorhersage des Driftradius mit Hilfe der Siliziumstreifendetektoren in einigen Fällen fehlerhaft ist.

Es tritt hier ein grundlegendes Problem im Zusammenhang mit den verwendeten Halbleiterdetektoren zu Tage: Es wurden lediglich zwei Detektorebenen verwendet. Durch zwei Auftreffpunkte ist eine Myonspur gerade eindeutig bestimmt, es gibt jedoch keinerlei

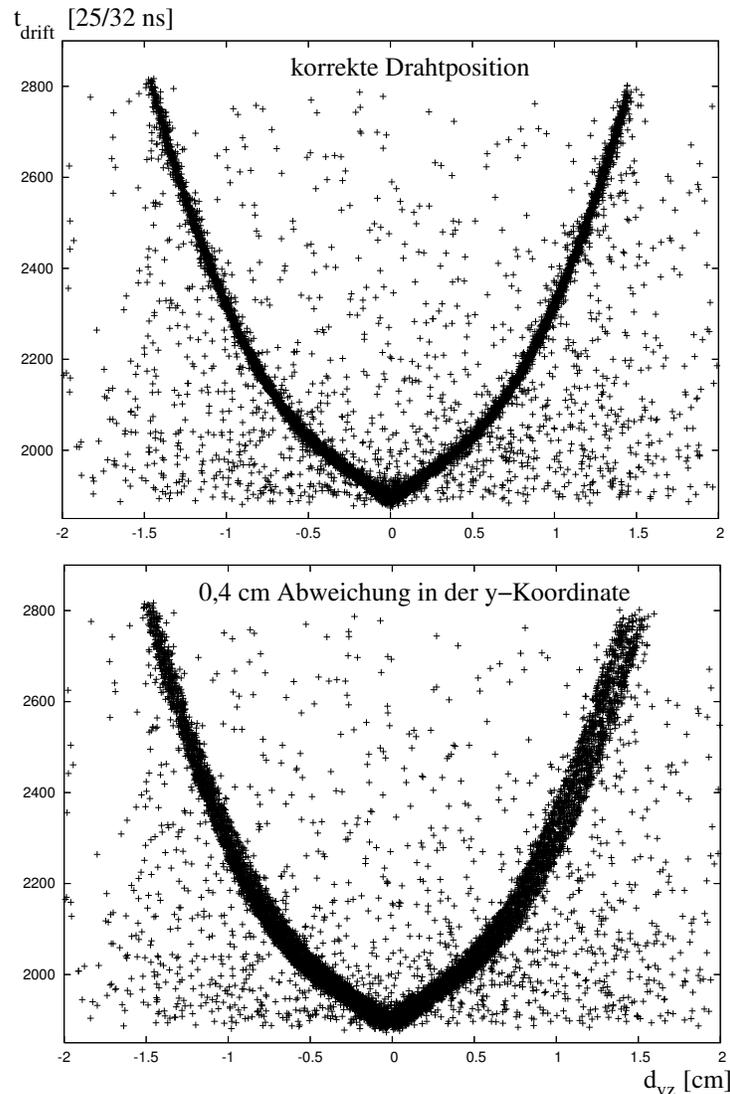


Abbildung 5.18: Auswirkungen einer Abweichung bezüglich der y -Koordinate des Drahtes. Die stärkere Verbreiterung der rechten Flanke des "V" ist eine Folge größerer Winkelakzeptanz der Halbleiterdetektoren für Spuren, die durch die rechte Seite des Rohres mit der Nummer 3 verlaufen.

Redundanz an Information, die zur Verifikation der Spur verwendet werden kann. Die Abbildung 5.19 zeigt die Situation für Aufbauten mit 2 bzw. 3 Detektorebenen für den Fall, dass ein Myon den unteren Detektor verfehlt, dieser aber gleichzeitig infolge Elektronikrauschens oder eines anderen ionisierenden Teilchens einen Scheintreffer aufweist. Bei einem Aufbau mit 2 Detektorebenen besteht keine Möglichkeit, eine solche Situation von dem Fall zu unterscheiden, in dem beide Treffer auf ein und dasselbe Myon zurückgehen. Man rekonstruiert in diesem Fall zwangsläufig eine falsche Spur, mit der Folge, dass die vorhergesagten Driftradien völlig falsch sind. Hat man hingegen drei oder mehr Detektorebenen zur Verfügung, so kann man eine echte Myonspur sehr sicher daran erkennen,

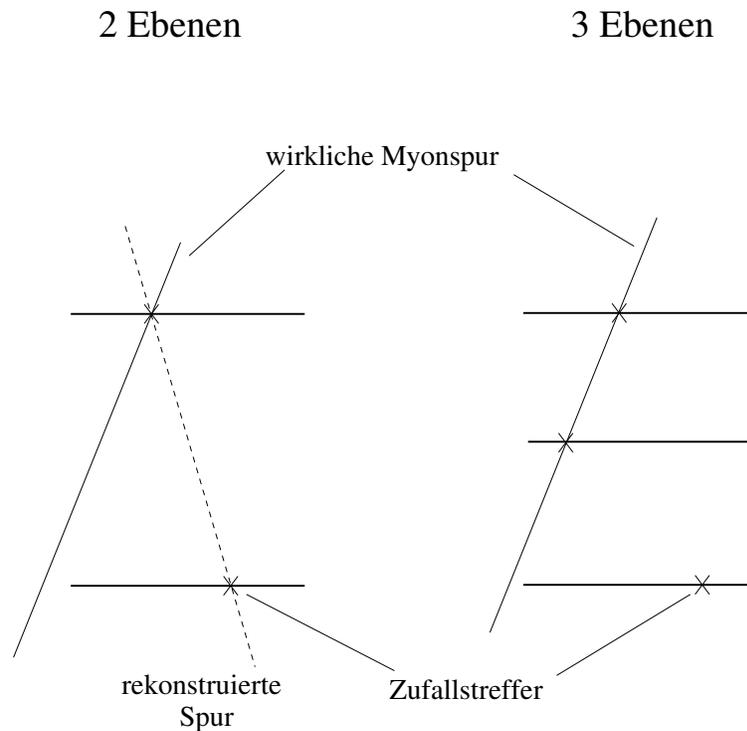


Abbildung 5.19: Vergleich von Detektoraufbauten mit 2 und 3 Halbleiterebenen bei Auftreten eines Zufallstreffers.

dass die Treffer auf einer Geraden liegen. Liegt dagegen ein Scheintreffer vor, so wird dies in der überwiegenden Zahl der Fälle nicht gegeben sein, d.h. bei linearer Regression durch die drei Datenpunkte wird eine sehr große Summe χ^2 der quadratischen Abweichungen auftreten. Diese Größe kann als Aussonderungskriterium für Ereignisse mit Scheintreffern benutzt werden. Genau dieses Vorgehen ist in [9], S. 31 und [4], S. 34 beschrieben. Beide Autoren verwendeten einen Aufbau mit 4 Detektorebenen, wobei als Selektionskriterium zunächst ein Treffer in mindestens 3 Detektorebenen gefordert wurde. Daraufhin wurden Geraden durch die 3 bzw. 4 Punkte gelegt und das minimierte χ^2 als Kriterium für einen weiteren Selektionsschritt benutzt. Durch letzteren wurden - je nach Autor - etwa 20% bzw. 14% der verbleibenden Ereignisse verworfen.

Da im hier verwendeten Aufbau nur 2 Detektorebenen verwendet wurden und eine solche χ^2 -Selektion somit nicht durchgeführt werden kann, ist es einsichtig, dass ein Teil der Einträge infolge falsch rekonstruierter Spuren außerhalb des V-förmigen Bandes liegen kann. An dieser Stelle könnte man in Zweifel ziehen, ob die in Kapitel 5.2.4 beschriebene Schwelle zur Erkennung von Myontreffern mit dem Wert -130 passend gewählt wurde. Indem man diese Schwelle dem Betrage nach erhöht, sollte man eine bessere Unterdrückung von Scheintreffern erreichen. In der Tat geschieht das, die Zahl der außerhalb des Bandes liegenden Einträge nimmt ab, doch in fast gleichem Maße gehen auch Einträge innerhalb des Bandes, also echte Myontreffer, verloren. Selbst wenn die Schwelle so gewählt wird, dass etwa zwei Drittel aller Einträge innerhalb des Bandes verloren gehen (dies ist etwas unterhalb von -200 der Fall), bleiben dennoch zahlreiche Einträge außerhalb des Bandes

übrig. Folglich ist eine Diskriminierung der Scheintreffer gegen echte Myontreffer anhand der Signalhöhe nicht möglich. Es muss bedacht werden, dass auch ein Scheintreffer durchaus durch ein Myon verursacht sein kann, z.B. wenn im Zuge eines kosmischen Schauers mehrere Myonen gleichzeitig eintreffen.

Mit dieser Untergrund-Problematik wird im Weiteren auf zwei unterschiedliche Weisen umgegangen: Für die Bestimmung von Drahtpositionen und Orts-Driftzeit-Relationen ist der Verlauf des Bandes von Interesse. Einträge, die weit außerhalb dessen liegen, können weggeschnitten werden. Sind die Koordinaten der Drähte und die r-t-Relationen jedoch bekannt, kann ein anderes Verfahren benutzt werden: Man wird sich bei Auflösungsstudien auf ein einzelnes Rohr konzentrieren, so dass die umgebenden 8 Rohre (an Stelle einer dritten Halbleiterdetektor-Ebene) als Referenz für die Richtigkeit der rekonstruierten Spurdienien können.

5.3.2 Bestimmung von Orts-Driftzeit-Relation und Drahtpositionen

Ziel ist es zunächst, den funktionalen Zusammenhang zwischen Driftradius und Driftzeit zu bestimmen, d.h. den Verlauf des in vorangehenden Kapitel beschriebenen, V-förmigen Bandes zu parametrisieren. Die Orts-Driftzeit-Relation hängt empfindlich von Parametern wie der Zusammensetzung und der Temperatur des verwendeten Zählgases ab. Da die Driftzeiten bis auf Nanosekunden genau bestimmt werden müssen, fallen auch Signallaufzeiten in Kabeln (typischer Weise einige ns je Meter) hier stark ins Gewicht. Wurde der Messaufbau also von einem Ort an den anderen transportiert und - den örtlichen Platzverhältnissen entsprechend - neu verkabelt, oder eine Komponente des Triggersystems z.B. infolge eines Defekts gegen eine nicht baugleiche ersetzt, so muss davon ausgegangen werden, dass sich zumindest der Zeitnullpunkt der r-t-Relation verschoben hat. Die Bestimmung der Relation muss daher nach jedem Wechsel der Gasflasche, jedem Austausch von Triggerkomponenten und nach jedem Transport in einen anderen Raum wiederholt werden. Auch stärkere Änderungen der Raumtemperatur können diesen Schritt notwendig machen.

Für den Verlauf der Orts-Driftzeit-Relation ist keine einfache mathematische Funktion bekannt. Man behilft sich daher damit, die Relation entweder durch einen ausreichend großen Satz von Datenpunkten zu beschreiben und dazwischen linear zu interpolieren, oder aber man approximiert den Verlauf des V-förmigen Bandes durch ein Polynom ausreichend hohen Grades. Hier wird die zweite Variante gewählt, bezüglich eines geeigneten Polynomgrades liefert [9] wertvolle Hinweise. Dort wurde die Relation durch eine Linearkombination der Legendre-Polynome 0. bis 7. Grades beschrieben. Da die Orthogonalität der Basisfunktionen, die dort den Ausschlag zu Gunsten der Legendre-Polynome gab, hier nicht benötigt wird, genügt die Benutzung eines einfachen Polynoms. Nachdem das hier verwendete Regressionsprogramm `Grace` die Verwendung einer Funktion mit bis zu 10 freien Parametern erlaubt, fällt die Wahl auf ein Polynom 8. Grades

$$t(r) = \sum_{j=0}^8 \lambda_j |r - r_0|^j \quad (5.3)$$

mit den Parametern $\lambda_0, \dots, \lambda_8$ sowie r_0 . Letzterer gibt die Position des Scheitels an, die über die horizontale Koordinate des Drahtes Auskunft gibt.

Vor der Durchführung eines Fits müssen jedoch die zahlreichen Einträge außerhalb des V-förmigen Bandes beseitigt werden, da diese einen dominanten Beitrag zur Fitgüte χ^2 liefern und dadurch das Ergebnis vor allem in den Randbereichen beeinflussen. Zu diesem Zweck wird zunächst einmalig ein Diagramm mit etwa 200 Einträgen von Hand von den Datenpunkten befreit, die außerhalb des V-förmigen Bandes liegen. An die verbleibenden Punkte wird ein vorläufiges Polynom 8. Grades der eben beschriebenen Form angepasst. Dieses kann dann bei allen anderen Datensätzen durch Variation der Parameter λ_0 und r_0 mit dem Band zur Deckung gebracht werden. Datenpunkte, die zu weit von dem so erzeugten Graphen entfernt liegen, können dann mit wenig Aufwand automatisch entfernt werden.

Anhand der auf diese Art bereinigten Diagramme wird schließlich die eigentliche Anpassung der Funktion (5.3) vorgenommen (vgl. Abbildung 5.20). Für alle 9 Rohre wird so jeweils individuell die Orts-Driftzeit-Relation und die x -Koordinate des Drahtes bestimmt.

Anhand der Orts-Driftzeit-Relationen ist es fortan möglich, die gemessenen Driftzeiten

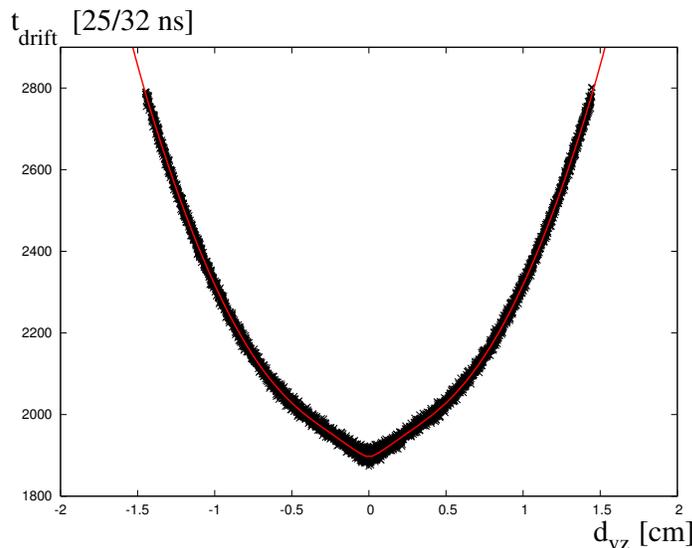


Abbildung 5.20: Bereinigtes V-Diagramm für Rohr Nummer 3. Rot eingezeichnet ist das Polynom 8. Grades, das an die Datenpunkte angepasst wurde.

in Driftradien umzurechnen. Hierzu wird die Umkehrfunktion von (5.3) benötigt, die sich allerdings nicht analytisch bestimmen lässt, da für Polynome achten Grades keine Lösungsformel existiert. Aus diesem Grunde wird die Bestimmung des Driftradius stets numerisch nach dem Newton-Verfahren durchgeführt. Im Bereich des Scheitels des V-förmigen Bandes gibt es einige Datenpunkte, deren Driftzeit knapp unterhalb von λ_0 liegt. Da λ_0 aber das globale Minimum der Funktion (5.3) ist, kann hier keine Lösung gefunden werden. Liegt die Driftzeit nur knapp unterhalb von λ_0 (die Grenze hierfür wird auf $30 \cdot \frac{25}{32}$ ns festgesetzt), so wird dem Ereignis der Driftradius 0 zugewiesen. Liegt sie weiter darunter, wird das Ereignis verworfen.

Nach diesem Schritt gilt es, auch noch die vertikale Position des jeweiligen Drahtes zu ermitteln. Weicht die tatsächliche, vertikale Drahtposition von der vermuteten ab, so führt dies in Abhängigkeit von der Steigung der Myonspur zu einer falschen Vorhersage des Driftradius. Abbildung 5.21 illustriert den Zusammenhang. Befindet sich der Draht um

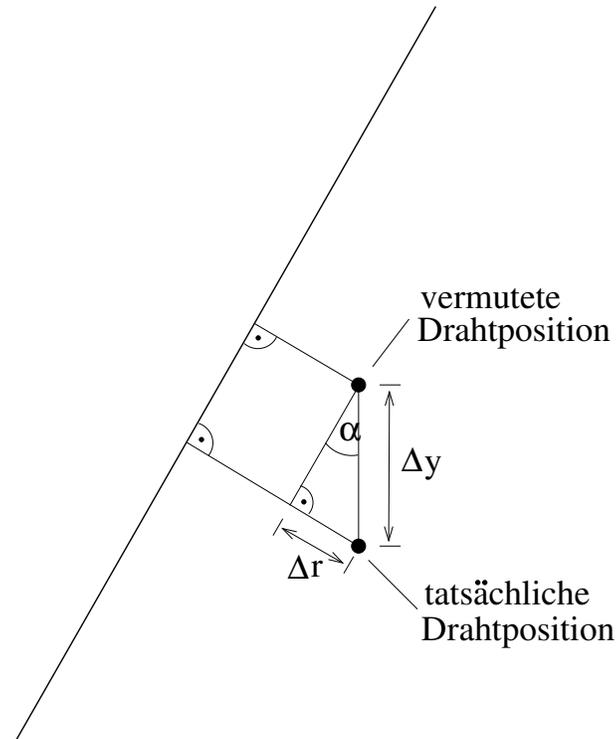


Abbildung 5.21: Fehler der Driftradiusvorhersage bei falscher y -Koordinate des Drahtes.

die Strecke Δy unterhalb der angenommenen Position, so ergibt sich bei der Berechnung des Driftradius ein Fehler Δr . Offensichtlich gilt

$$\Delta r = \Delta y \sin \alpha \quad \text{mit} \quad \alpha = \arctan a .$$

Wegen $\sin \alpha = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{1+(\tan \alpha)^2}}$ folgt

$$\Delta y = \frac{\Delta r}{\frac{a}{\sqrt{a^2+1}}} .$$

Trägt man also in einem Diagramm $\frac{a}{\sqrt{a^2+1}}$ gegen die Differenz $\Delta r = d - r_{drift}$ aus dem Abstand zwischen Myonspur und Draht (vgl. Gleichung 5.1) und dem aus der Driftzeit berechneten Driftradius an, so liegen die Datenpunkte auf einer Geraden, deren Steigung den Fehler der y -Koordinate des Drahtes angibt.

Bisher nicht berücksichtigt wurde allerdings, dass die Myonspur nicht notwendigerweise, wie in Abbildung 5.21, oberhalb des Drahtes verlaufen muss, sondern ebenso unterhalb verlaufen kann. Beide Fälle sind in Abbildung 5.22 illustriert. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Myonspur, der schattierte Punkt die tatsächliche Position des Drahtes. Um diesen herum findet sich - gepunktet dargestellt - der Driftkreis, welcher Tangente an

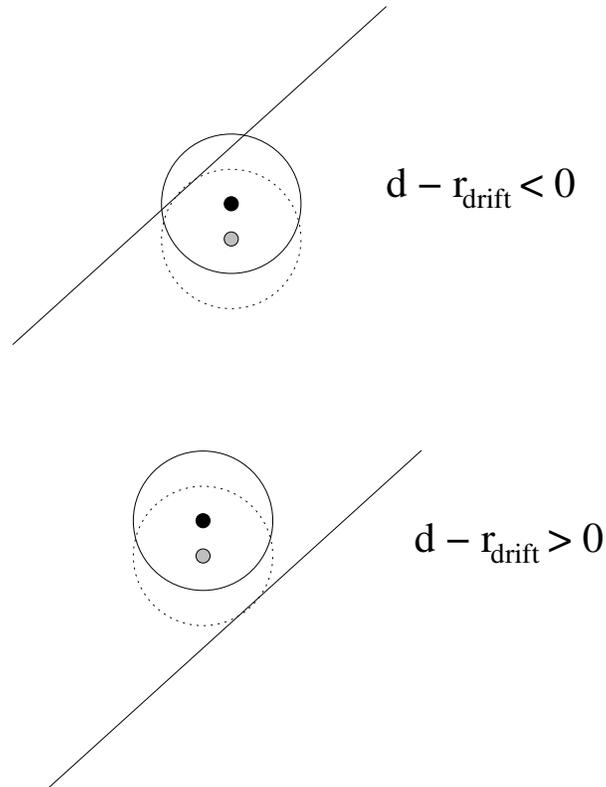


Abbildung 5.22: Vorzeichenwechsel des Fehlers bei Verlauf der Myonspur unterhalb des Drahtes.

die Myonspur ist. Der ausgefüllte Punkt stellt die vermutete Drahtposition dar, umgeben von einer durchgezogenen Kreislinie, die für den vermuteten Driftkreis steht.

Verläuft die Spur nun oberhalb des Drahtes, so ist der vorhergesagte Abstand zwischen Draht und Spur kleiner als der tatsächliche Driftradius, folglich erhält Δr ein negatives Vorzeichen. Gerade umgekehrt verhält es sich jedoch, wenn die Spur unterhalb des Drahtes verläuft. Bei unverändertem Δy und unverändertem a wechselt Δr hier sein Vorzeichen. Aus diesem Grunde muss Δr vor dem Eintragen in das Diagramm mit $+1$ oder -1 multipliziert werden, je nachdem, ob die Myonspur oberhalb oder unterhalb des Zähl drahtes verlaufen ist. Dies kann, wie in Anhang A.4 gezeigt wird, durch Multiplikation mit dem Term $\text{sign}(ay_{\text{Draht}} + b - x_{\text{Draht}})$ erreicht werden.

Kritisch ist der Fall, in dem die Myonspur zwischen realer und vermuteter Drahtposition verläuft, da dann die bisherigen Überlegungen nicht anwendbar sind. Solche Ereignisse führen zu Fehleinträgen im Diagramm. Dies tut der Anwendbarkeit des Verfahrens jedoch keinen Abbruch, sofern ein hinreichend guter Startwert für die Drahtposition vorgegeben wird und man iterativ vorgeht. Der Startwert ist bis auf etwa 1 mm genau, womit in Anbetracht eines Rohrdurchmessers von 30 mm nur ein sehr kleiner Teil der Spuren, die das Rohr treffen, zwischen realer und vermuteter Drahtposition verlaufen. Legt man eine Ausgleichsgerade durch die Datenpunkte im Diagramm, erhält man aus ihrer Steigung bereits eine sehr zuverlässige Korrekturgröße für die Drahtposition. Wiederholt man die-

ses Verfahren iterativ mit den jeweils korrigierten Drahtkoordinaten, so geht die Zahl der Fehleinträge rasch gegen Null und man kennt schließlich die exakten Drahtpositionen. Die Abbildung 5.23 zeigt, wie sich Fehler bezüglich der horizontalen und vertikalen Drahtposition in dem beschriebenen Diagramm bemerkbar machen. Legt man durch die Da-

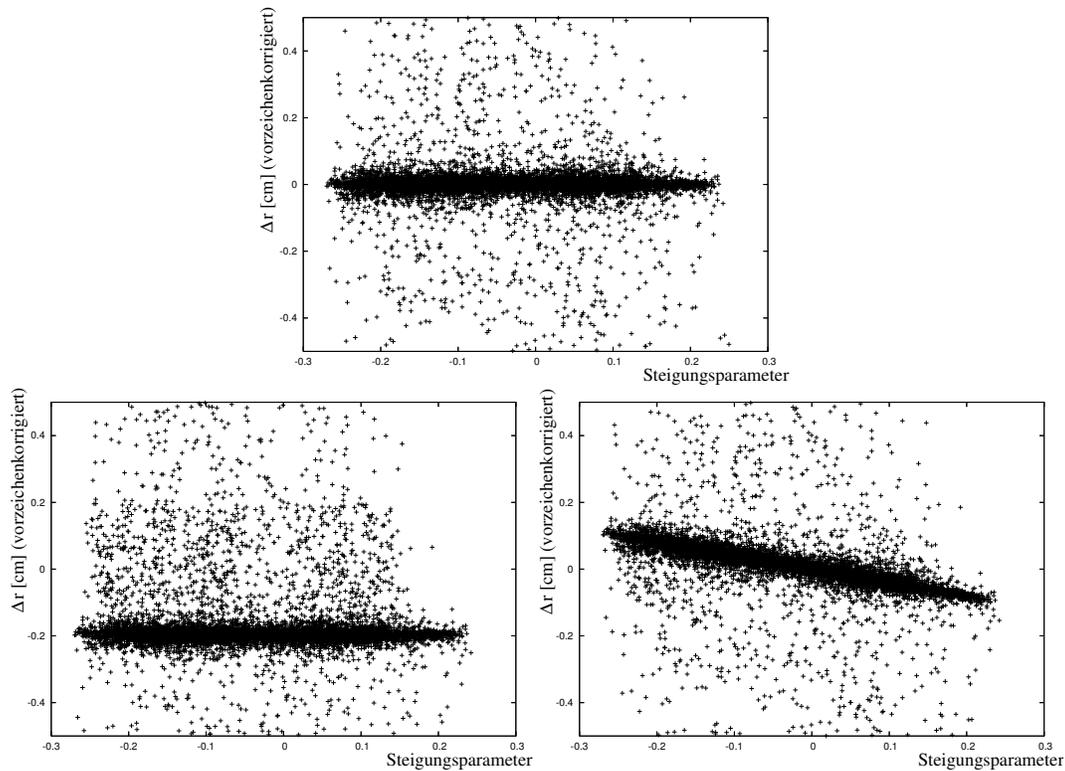


Abbildung 5.23: Bestimmung der Drahtposition: In allen drei Diagrammen ist nach rechts der Steigungsparameter $\frac{a}{\sqrt{a^2+1}}$ und nach oben $\text{sign}(ay_{\text{Draht}} + b - x_{\text{Draht}}) \cdot (d - r_{\text{drift}})$ (in cm) aufgetragen. Das obere Diagramm zeigt das Ergebnis für die korrekte Drahtposition. Fehler bezüglich der x -Koordinate führen zu einem vertikalen Versatz des Bandes (unten links), Fehler bezüglich der y -Koordinate zu einem Verkippen des Bandes (unten rechts).

tenpunkte eine Ausgleichsgerade, so gibt deren Achsenabschnitt den Fehler bezüglich der x -Koordinate des Drahtes an und ihre Steigung den Fehler bezüglich der y -Koordinate. Tatsächlich benötigt wird nur die letztere Information, da die horizontale Drahtposition schon durch den Parameter r_0 in Gleichung 5.3 bestimmt wurde. Der Achsenabschnitt dient daher nur zur Verifikation der bereits bestimmten x -Koordinate.

Bei Rohren innerhalb einer Lage wird erwartet, dass sich die x -Koordinaten benachbarter Rohre gerade um einen Rohrdurchmesser, also 3 cm, voneinander unterscheiden. Dies trifft auf die verwendete Driftrohrkammer zu, allerdings mit einer Ausnahme: Die Drähte der Rohre mit den Nummern 3 und 5 haben einen horizontalen Abstand von 3,168 cm, obwohl beide Rohre miteinander in Berührung stehen. Dies bestätigt die schon an früherer Stelle gemachte Vermutung: Der Draht in Rohr Nummer 5 befindet sich nicht im Rohrzentrum, sondern ist um etwa 1,7 Millimeter gegenüber seiner Sollposition verschoben.

5.3.3 Erweiterte Ereignis Selektion

Bei den bisherigen Betrachtungen hat es sich als nachteilig erwiesen, dass infolge von Scheintreffern in den Halbleiterdetektoren falsch rekonstruierte Myonspuren auftreten. Für die bisherigen Anwendungen war es ausreichend, alle Ereignisse, bei denen vorhergesagter und gemessener Driftradius des betrachteten Rohres zu weit voneinander abweichen, zu verwerfen. Für Studien zur Ortsauflösung der Driftrohre ist dieses Vorgehen jedoch nicht angemessen, da gerade der Differenz beider Radien das Interesse gilt. Auch Ereignisse, bei denen der gemessene Driftradius weit vom tatsächlichen Abstand der Myonspur vom Draht abweicht, sollen daher in die Analyse einfließen. Zu diesem Zwecke werden die Daten der übrigen 8 Rohre, die das jeweils betrachtete umgeben, zur Verifikation der mit Hilfe der Halbleiterdetektoren rekonstruierten Myonspur verwendet.

Hierfür wird ein erweiterter Algorithmus zur Ereignis Selektion verwendet, der nicht nur je einen Treffer in oberem und unterem Halbleiterdetektor fordert, sondern die daraus rekonstruierte Spur mit den Driftradien von 8 Rohren vergleicht. Weicht der gemessene Driftradius für ein oder mehrere Rohre um mehr als 1 mm vom erwarteten Abstand zwischen Myonspur und Draht ab, so wird das Ereignis verworfen.

Da nur ein kleiner Anteil aller Ereignisse das Kriterium erfüllt, genau einen Treffer je Halbleiterdetektor aufzuweisen, ist die zur Verfügung stehende Statistik infolge des begrenzten Flusses an kosmischen Myonen, der kleinen Detektorfläche und der (vor allem bei Messungen mit Neutronenuntergrund) relativ kurzen Messzeiten sehr begrenzt. Um diesen Engpass etwas zu lindern, wird der Selektionsalgorithmus erweitert: Zusätzlich zu den bisher beschriebenen werden auch noch solche Ereignisse untersucht, bei denen ein Streifendetektor genau einen Treffer aufweist, der andere jedoch zwei. Bei einer solchen Situation kommen zwei Myonspuren in Betracht, die beide mit den gemessenen Driftradien von 8 Rohren verglichen werden. Ist genau eine mit diesen konsistent, so wird diese als die wahre Myonspur angenommen und das Ereignis für die weitere Analyse verwendet. In allen anderen Fällen wird das Ereignis verworfen. Durch diese Erweiterung des Selektionsalgorithmus kann die Zahl der verfügbaren Ereignisse um etwas mehr als 10% erhöht werden.

Trägt man für die in einem solchen Datensatz enthaltenen Ereignisse nun erneut die Driftzeit des einen, nicht bei der Ereignis Selektion verwendeten Rohres gegen die vorzeichenbehaftete Radiusvorhersage auf, so ergibt sich das in Abbildung 5.24 rechts dargestellte Diagramm. Zusatztreffer sind nun praktisch ausschließlich unterhalb des V-förmigen Bandes anzutreffen. Diese können auf δ -Elektronen oder elektronisches Rauschen zurückgehen. Einträge oberhalb des Bandes dagegen können nur durch falsch rekonstruierte Myonspuren zu Stande kommen, denn die Totzeit der Ausleseelektronik würde bei tatsächlichem Durchgang eines Myons einen späteren Zusatztreffer verhindern. In der Tat sind solche Einträge nun verschwindend selten zu beobachten, was dafür spricht, dass fehlerhaft rekonstruierte Spuren weitestgehend ausgesondert wurden.

5.3.4 Bestimmung der Ortsauflösung

Um die Ortsauflösung eines einzelnen Driftrohres zu ermitteln, wird ein Datensatz herangezogen, bei dem nur die anderen 8 Rohre zur Verifikation der Spur verwendet wurden.

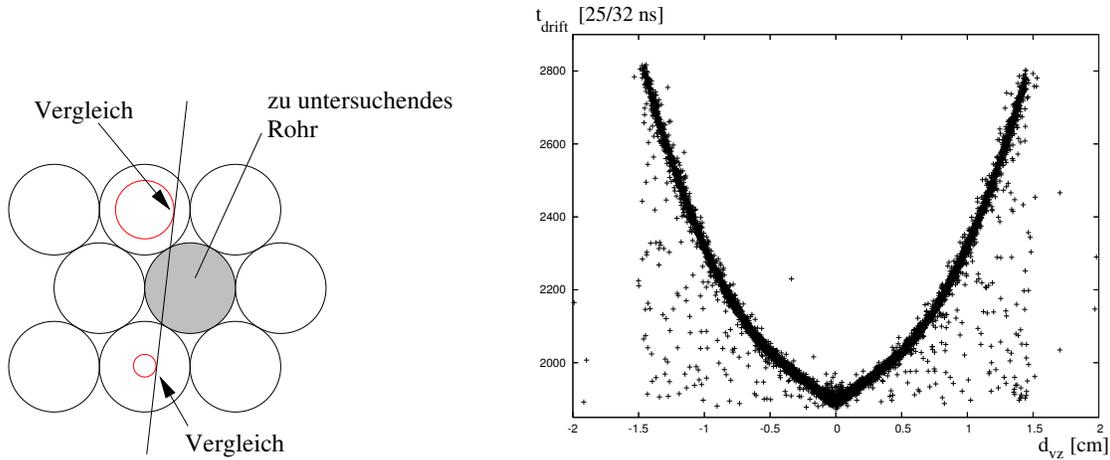


Abbildung 5.24: Links: Grundprinzip der Spurverifikation mit Hilfe der 8 umgebenden Rohre. Rechts: V-Diagramm für Rohr Nummer 3 nach erweiterter Ereignisselektion.

Anschließend wird für jedes Ereignis die Differenz Δ aus dem gemessenen Driftradius r_{drift} und dem Betrag d des vorhergesagten Driftradius berechnet und das Ergebnis in ein Histogramm eingetragen. Je nachdem, ob die über alle Radien gemittelte Auflösung oder die Auflösung in einem vorgegebenen Intervall von Radien bestimmt werden soll, können dabei Ereignisse in Abhängigkeit von d selektiert werden.

Um die Ortsauflösung eines Driftrohres zu quantifizieren, muss ein Maß für die Breite dieser Verteilung gefunden werden. Eine einheitliche Vorgehensweise gibt es dafür nicht, während beispielsweise in [28] eine Normalverteilung an das Histogramm angepasst und deren Standardabweichung als Maß für die Auflösung verwendet wurde, ist das in [4] beschriebene Vorgehen komplizierter. Dort wird eine Funktion der Form (3.1) an das Histogramm angepasst, deren halbe Halbwertsbreite⁴ $b_{\frac{1}{2}}$ ermittelt und anschließend die

Standardabweichung $\sigma = \frac{b_{\frac{1}{2}}}{\sqrt{2 \ln 2}}$ als Auflösung angegeben, die eine Gauß-Funktion mit eben dieser Breite aufweisen würde.

Hier wird die Ortsauflösung anhand des zuerst genannten Verfahrens bestimmt. Die Abbildung 5.25 zeigt zwei Histogramme für unterschiedliche Radiusintervalle, an die jeweils eine Gauß-Funktion angepasst wurde.

Offenkundig ist die Ortsauflösung in der Nähe des Zähldrahtes schlechter als für größere Driftradien. Hier macht sich der in Kapitel 3.1 diskutierte Effekt der inhomogenen Ladungsverteilung entlang der Myonspur bemerkbar, zusätzlich wirken sich auch Fehler bezüglich der Driftzeitmessung gerade bei kleinen Radien besonders stark auf die Ortsauflösung aus, da dort mit die höchsten Driftgeschwindigkeiten herrschen.

Histogrammiert man den Fehler der Driftradiusbestimmung für alle auftretenden Driftradien gleichzeitig, so erhält man eine Superposition von Gauß-förmigen Verteilungen unterschiedlicher Breite. Das Ergebnis ist nicht mehr streng Gauß-förmig, wie sich im linken Diagramm in Abbildung 5.26 erkennen lässt. Die Gauß-Funktion, die an die Verteilung angepasst wurde, stellt keine optimale Beschreibung des Histogrammverlaufs dar,

⁴Üblich ist die Bezeichnung HWHM-Breite ("half width, half maximum").

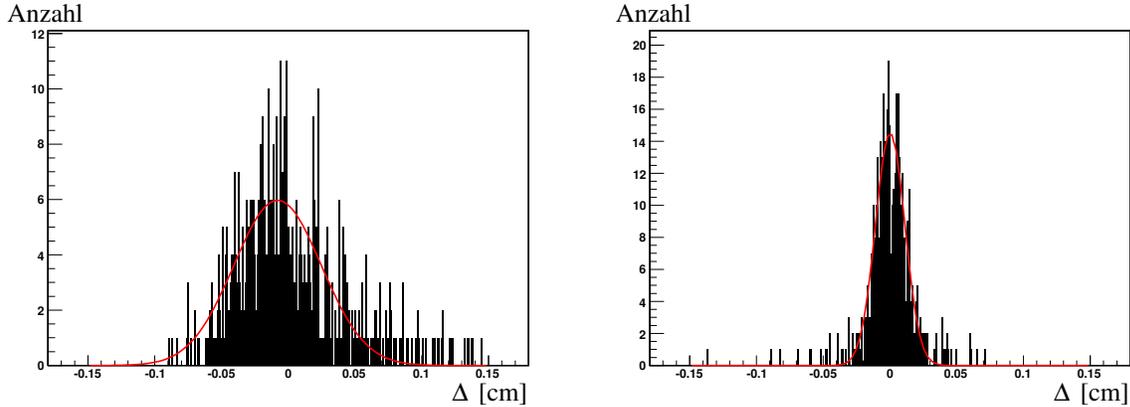


Abbildung 5.25: Verteilung des Fehlers der Driftradiusmessung für Rohr Nummer 3 (in cm). Links für das Radiusintervall [0 mm, 1 mm] ($\sigma_{\text{Gauß}}=327,7 \mu\text{m}$), rechts für das Intervall [10 mm, 11 mm] ($\sigma_{\text{Gauß}}=110,0 \mu\text{m}$).

was vor allem im Bereich der Flanken deutlich wird. Um den Verlauf besser zu beschreiben, muss dem Umstand, dass es sich um eine Superposition mehrerer, unterschiedlich breiter Gauß-Verteilungen handelt, Rechnung getragen werden. Mit Hilfe der Funktion

$$f(x) = \frac{a_0}{\sqrt{2\pi} w} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{w}\right)^2} + \frac{a_0}{\sqrt{2\pi} 3w} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{3w}\right)^2} \quad (5.4)$$

lässt sich dies auf einfache Weise realisieren. Es handelt sich dabei um die Summe zweier Gauß-Funktionen, die den gleichen Mittelwert μ aufweisen, deren Breiten sich jedoch um den Faktor 3 unterscheiden⁵. Wie eine Gauß-Funktion weist auch $f(x)$ drei freie Parameter auf (a_0 , μ und w), wobei w ein Maß für die Breite der Verteilung und damit für die Ortsauflösung ist. Der rechte Graph in Abbildung 5.26 zeigt die an die Verteilung angepasste Funktion $f(x)$.

Grundsätzlich ist es günstiger, die Ortsauflösung für kleine Intervalle des Driftradius zu untersuchen, als nur eine mittlere Auflösung über alle Radien wie in Abbildung 5.26 zu bestimmen. Die Schwierigkeit besteht allerdings darin, dass der Datensatz, auf den die Histogramme in den Abbildungen 5.25 und 5.26 zurückgreifen, bereits eine Messzeit von knapp 20 Tagen erforderte. Da sich die Messungen bei Neutronenuntergrund nur über einen Bruchteil dieser Zeit erstreckten, ist es dort aussichtslos, die Ortsauflösung als Funktion des Driftradius zu bestimmen. Die Statistik ist dort bestenfalls ausreichend, um eine mittlere Ortsauflösung über alle Radien hinweg zu bestimmen. Hierfür ist das Anpassen der Funktion $f(x)$ aus Gleichung (5.4) eine günstigere Vorgehensweise als die Verwendung einer reinen Gauß-Funktion, da die Erstere den Verlauf des Histogramms besser beschreibt. Dennoch wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit stets beide Funktionen angepasst. Der Grund hierfür besteht darin, dass eine Vergleichsgröße für die Auflösung

⁵Ursprünglich wurde das Verhältnis der Breiten als weiterer, freier Parameter behandelt, es zeigte sich jedoch, dass die Verteilung am besten beschrieben wird, wenn dieser im Bereich um 3 liegt. Daher wurde das Verhältnis auf diesen Wert fixiert.

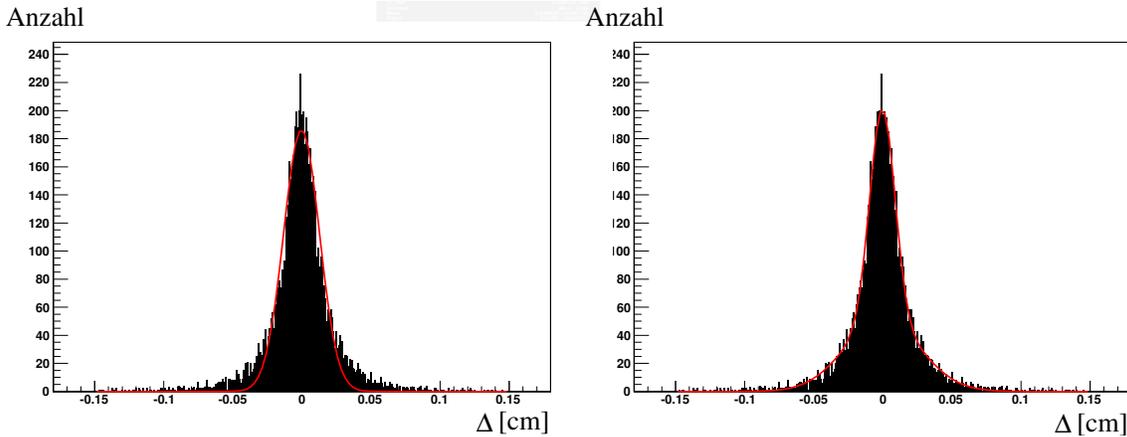


Abbildung 5.26: Verteilung des Fehlers der Driftradiusmessung (in cm) für alle Radien (Daten von Rohr Nummer 3). Links wurde eine Gauß-Funktion angepasst ($\sigma_{\text{Gauß}}=129,7 \mu\text{m}$), rechts dagegen die Funktion $f(x)$ aus Gleichung (5.4) ($w=90,54 \mu\text{m}$).

benötigt wird, die mit Hilfe von Dreifachsummen berechnet wird. Im Detail wird das am Ende des folgenden Kapitels ersichtlich.

5.4 Die Methode der Dreifachsummen

Bei der eben diskutierten Methode zur Bestimmung der Einzelrohrauflösung dienten die Halbleiterstreifendetektoren als externe Referenz für die tatsächliche Myonspur. In das Ergebnis fließt dabei letztlich auch die endliche Ortsauflösung der Halbleiterdetektoren ein, und das Verfahren ist sehr empfindlich gegenüber unzureichender Parallelausrichtung zwischen Halbleiterstreifen und Driftrohren. Obwohl der erstgenannte Punkt gemäß früherer Überlegungen keine Rolle spielen sollte und bezüglich des zweiten Punktes großer mechanischer Aufwand betrieben wurde, ist es dennoch erstrebenswert, ein alternatives Verfahren zur Bestimmung der Ortsauflösung zur Hand zu haben. Die Methode der Dreifachsummen stellt ein solches dar, sie verzichtet gänzlich auf die Daten der Streifendetektoren. Es werden Ereignisse betrachtet, bei denen mindestens 3 übereinanderliegende Rohre getroffen wurden. Die gewichtete Summe der drei zugehörigen Driftradien würde bei idealen, beliebig genau messenden Driftrohren stets einen festen Wert aufweisen. Die Streuung der realen Summen um diesen Wert ist ein Maß für die Einzelrohrauflösung.

Man betrachte die Situation in Abbildung 5.27, bei der in jeder Rohrlage je ein Rohr getroffen wurde. Rechts sind die Drahtpositionen der drei getroffenen Rohre (Punkte P_1 bis P_3) sowie die Spurgerade des Myons dargestellt.

Die Koordinaten der Punkte P_i seien durch (x_i, y_i) , $i = 1, 2, 3$ gegeben, der Verlauf der Gerade durch $x = a \cdot y + b$. Man betrachte nun die Summe

$$S = \frac{1}{2} d_{vz,1} - d_{vz,2} + \frac{1}{2} d_{vz,3} .$$

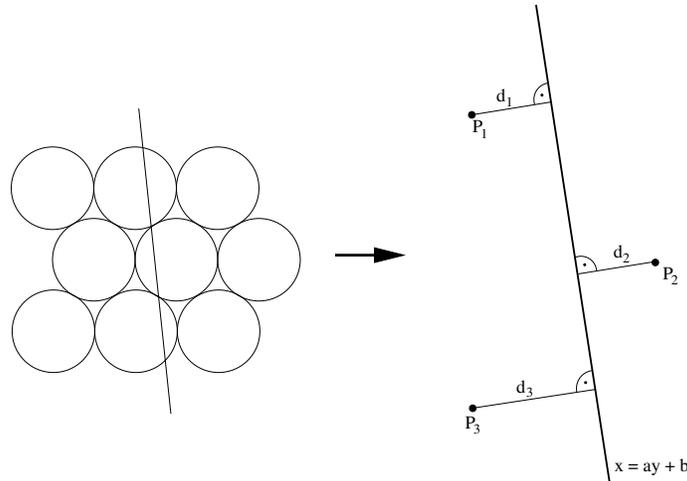


Abbildung 5.27: Ereignis mit 3 getroffenen Rohren (links) und zugehörige Driftradien (rechts).

Hierbei sind die $d_{vz,i}$ ($i = 1, 2, 3$) die vorzeichenbehafteten Abstände zwischen der Spurgerade und den Drähten. Durch Benutzung von Gleichung (5.2) lässt sich dies schreiben als

$$S = \frac{1}{\sqrt{a^2 + 1}} \left[\frac{1}{2} (a \cdot y_1 + b - x_1) - (a \cdot y_2 + b - x_2) + \frac{1}{2} (a \cdot y_3 + b - x_3) \right] =$$

$$\frac{1}{\sqrt{a^2 + 1}} \left[\left(x_2 - \frac{1}{2} (x_1 + x_3) \right) + a \left(\frac{1}{2} (y_1 + y_3) - y_2 \right) \right],$$

wobei der zweite Summand in den eckigen Klammern für eine ideale Kammergeometrie mit drei äquidistanten Rohrlagen stets verschwindet. Der Wert des ersten Summanden hingegen hängt von der Anordnung der drei betrachteten Rohre ab. Die beiden möglichen Fälle sind in Abbildung 5.28 skizziert.

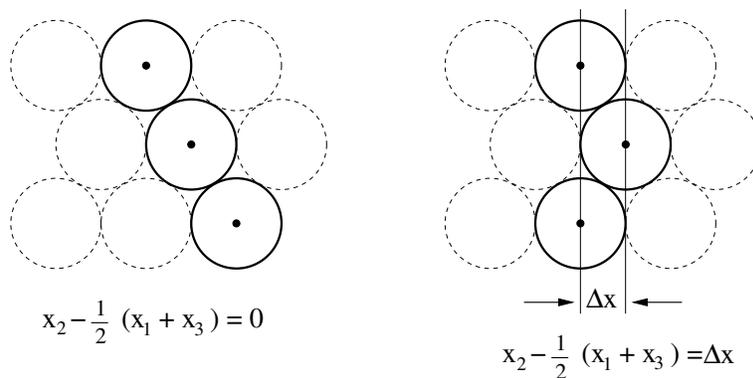


Abbildung 5.28: Mögliche Anordnungen der drei betrachteten Rohre.

Bemerkenswert ist, dass der Parameter b aus der Geradengleichung in keinem Fall Eingang

in das Ergebnis findet. In dem in Abbildung 5.28 links skizzierten Fall gilt dies (zumindest bei idealer Kammergeometrie) auch für die Steigung a . Es werden nun die Abkürzungen $K_x(a)$ und $K_y(a)$ eingeführt (im Weiteren "Korrekturterme"):

$$K_x(a) := \frac{1}{\sqrt{a^2 + 1}} \left(x_2 - \frac{1}{2}(x_1 + x_3) \right), \quad K_y(a) = \frac{a}{\sqrt{a^2 + 1}} \left(\frac{1}{2}(y_1 + y_3) - y_2 \right),$$

womit $S = K_x(a) + K_y(a)$ gilt.

Man nehme nun an, es werden die vorzeichenbehafteten Abstände $d_{vz,i}$ mit zufälligen Fehlern δ_i gemessen, wobei die Fehler normalverteilt seien mit Mittelwert 0 und Standardabweichungen σ_i ($i = 1, 2, 3$). Offenbar gilt dann

$$S - K_x(a) - K_y(a) = 0 + \frac{1}{2}(\delta_1 + \delta_3) - \delta_2,$$

d.h. die Dreifachsumme S abzüglich der beiden Korrekturterme ist eine normalverteilte Zufallsgröße mit Erwartungswert 0 und Standardabweichung

$$\sigma_S = \sqrt{\frac{1}{4}\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \frac{1}{4}\sigma_3^2}.$$

Gilt nun zusätzlich $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_{Rohr}$, so folgt

$$\sigma_S = \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma_{Rohr} \quad \text{bzw.} \quad \sigma_{Rohr} = \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma_S.$$

Damit stellt die Standardabweichung der (korrigierten) Dreifachsumme ein Maß für die Einzelrohrauflösung σ_{Rohr} dar.

Für eine praktische Umsetzung müssen nun allerdings noch zwei Schwierigkeiten überwunden werden:

- Die Driftrohre liefern in Form ihres Driftradius nur den absoluten Abstand zwischen Spurgerade und Draht, nicht jedoch den vorzeichenbehafteten Abstand d_{vz} , der zur Berechnung von S erforderlich ist. Es wird also zusätzlich die Information benötigt, ob die Spur "rechts" oder "links" vom Draht verlaufen ist.
- Zur Berechnung der Korrekturterme $K_x(a)$ und $K_y(a)$ muss neben den Drahtpositionen auch die Steigung a der Spurgeraden bekannt sein.

Aus diesem Grunde wird anhand der Driftradien der drei betrachteten Rohre zunächst eine Spurrekonstruktion durchgeführt, also die Geradengleichung $x = ay + b$ bestimmt. Die grundlegende Idee des dazu verwendeten Algorithmus besteht darin, dass die Spurgerade des Myons eine gemeinsame Tangente an alle drei Driftkreise sein muss. Zunächst werden die vier gemeinsamen Tangenten an den oberen und den unteren Driftkreis bestimmt. Diejenige davon, die am besten mit dem Driftkreis des mittleren Rohres verträglich ist, ihn also im Idealfall gerade berührt, wird herausgegriffen und schließlich iterativ so verschoben, dass sie die Summe der drei Fehlerquadrate minimiert. Eine ausführliche Diskussion des Spurrekonstruktionsalgorithmus findet sich in Anhang A.4.

Zur Berechnung von Dreifachsummen wird schließlich folgendermaßen vorgegangen: Nach Auswahl dreier Rohre, die drei unterschiedlichen Rohrlagen angehören, werden aus dem betrachteten Datensatz zunächst all diejenigen Ereignisse herausgegriffen, bei denen jedes dieser drei Rohre angesprochen hat. Ferner wird gefordert, dass alle drei gemessenen Driftzeiten im Gültigkeitsbereich der entsprechenden Orts-Driftzeit-Relation liegen und die ADC-Werte größer als 50 sind.

Für jedes dieser Ereignisse wird dann der Spurrekonstruktionsalgorithmus durchgeführt. Die resultierende Steigung a erlaubt die Berechnung der Korrekturterme $K_x(a)$ und $K_y(a)$, das Vorzeichen von $a \cdot y_i + b - x_i$ wiederum gibt Auskunft darüber, auf welcher Seite des i -ten Drahtes die Spur verlaufen ist. Schließlich wird die korrigierte Dreifachsumme berechnet und in ein Histogramm eingetragen (vgl. Abbildung 5.29). Anschließend wird an das Histogramm eine Normalverteilung angepasst, deren Standardabweichung, multipliziert mit dem Faktor $\sqrt{\frac{2}{3}}$, die mittlere Ortsauflösung der drei betrachteten Rohre charakterisiert.

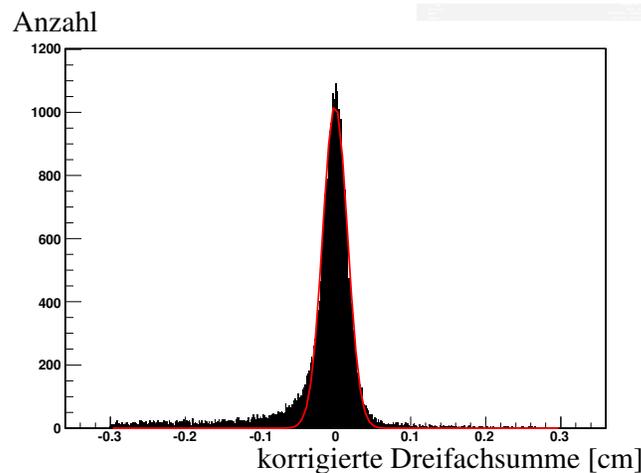


Abbildung 5.29: Verteilung der korrigierten Dreifachsumme $S - K_x(a) - K_y(a)$ (in cm) für Rohre 3, 11 und 19 ($\sigma_{\text{Gauß}} = 163,3 \mu\text{m}$).

Bemerkenswert ist, dass in eine Dreifachsumme stets die Daten dreier Driftrohre einfließen, für die der Driftradius in der Regel verschieden ist. Es besteht jedoch eine gewisse Korrelation zwischen den drei Radien. Wenn beispielsweise die drei Rohre nicht in einer Linie liegen (dies ist der in Abbildung 5.28 rechts skizzierte Fall), so treten typischerweise entweder drei ähnlich große Radien um 0,7 cm auf, oder zwei kleine Radien und ein großer bzw. umgekehrt. In eine Dreifachsumme, in die ein kleiner Driftradius eingeht (der aufgrund der in Drahtnähe schlechten Ortsauflösung mit einem großen Fehler behaftet ist), fließt daher gleichzeitig ein großer Radius ein, der deutlich genauer gemessen wird. Aufgrund dieser Korrelation ist die Verteilung der Dreifachsumme eine komplizierte Überlagerung der in Kapitel 5.3.4 bestimmten und in Abbildung 5.26 dargestellten Einzelrohr-Fehlerverteilungen. Während die dortigen Verteilungen durch eine Gauß-Funktion nicht optimal zu beschreiben waren, ist die Verteilung der Dreifachsumme in guter Näherung Gauß-förmig, wie sich in Abbildung 5.29 erkennen lässt. Dass die Verteilung zu negativen

Werten hin flacher abfällt als die angepasste Funktion, ist eine Folge von δ -Elektronen. Diese treten bei den Dreifachsummen stärker in Erscheinung als bei der Betrachtung einzelner Rohre, da das Auftreten eines δ -Elektrons in einem einzigen der 3 Rohre bereits ausreicht, um zu einem Eintrag weit links von der Null zu führen.

Die Methode der Dreifachsummen erlaubt es aufgrund der komplizierten Radius-Korrelationen (zumindest ohne großen numerischen Aufwand) nicht, die Auflösung als Funktion des Driftradius zu bestimmen. Vielmehr kann anhand der Breite der Gauß-Verteilung nur eine mittlere Ortsauflösung über alle Driftradien hinweg ermittelt werden. An dieser Stelle wird ersichtlich, warum an die (alle Radien umfassenden) Einzelrohr-Fehlerverteilungen in Kapitel 5.3.4 auch Gauß-Funktionen angepasst werden: Auf diese Weise erhält man eine Vergleichsgröße für die Breite der Dreifachsummen, die ebenfalls durch die Standardabweichung einer Gauß-Verteilung charakterisiert wird.

6 Ergebnisse

6.1 Langzeitmessung ohne Neutronenuntergrund

Den umfangreichsten Datensatz liefert eine Langzeitmessung, die sich über einen Zeitraum von einem Monat erstreckte. Die Daten der Kammer wurden über den gesamten Zeitraum ausgelesen, die Daten der Halbleiterdetektoren infolge eines Elektronikdefektes nur knapp 20 Tage lang.

Für die Bestimmung der Einzelrohrauflösung kommen nur solche Rohre in Frage, für die eine genaue Orts-Driftzeit-Relation sowie die genaue Drahtposition bekannt ist. Dies ist dann der Fall, wenn das Rohr zu mehr als der Hälfte von den Halbleiterdetektoren überdeckt wird, da nur dann im Driftzeit-Driftradius-Diagramm der Scheitel des V-förmigen Bandes und somit die x -Koordinate des Drahtes erkennbar ist. Diese Bedingung erfüllen 6 Rohre, darunter Rohr Nummer 5. In Kapitel 5.3.2 wurde jedoch festgestellt, dass dieses Rohr einen nicht richtig zentrierten Anodendraht aufweist. Aus diesem Grunde bleibt dieses Rohr bei den folgenden Auflösungsstudien außen vor. Für die übrigen fünf Rohre ergeben sich mit Hilfe der Daten der Halbleiterdetektoren die folgenden, über alle Radien gemittelten Ortsauflösungen:

Rohrnummer	$\sigma_{\text{Gauß}}$ in μm	w in μm	N
3	$129,7 \pm 2,3$	$90,5 \pm 1,5$	7184
9	$116,2 \pm 2,2$	$82,3 \pm 1,8$	3741
11	$128,2 \pm 2,1$	$89,9 \pm 1,6$	6544
19	$132,5 \pm 2,0$	$94,1 \pm 1,3$	7497
21	$118,8 \pm 3,2$	$82,9 \pm 2,4$	2760

Angegeben ist jeweils die Breite $\sigma_{\text{Gauß}}$ der an die Fehlerverteilung angepassten Gauß-Funktion, die Breite w der angepassten Funktion $f(x)$ aus Gleichung (5.4) sowie die Anzahl N der Myonspuren, auf die sich das jeweilige Ergebnis stützt. Der statistische Fehler wurde ermittelt, indem aus dem ursprünglich N Myonspuren enthaltenden Datensatz mit Hilfe eines Zufallsgenerators jedes Ereignis mit der Wahrscheinlichkeit 0,5 entfernt wurde. Für den so erhaltenen Teildatensatz (der im Mittel $\frac{N}{2}$ Myonspuren umfasst) wurde erneut eine Fehlerverteilung berechnet und ein Fit durchgeführt. Dieser Vorgang wurde 19 Mal wiederholt, anschließend über die 20 Einzelergebnisse gemittelt und deren Standardabweichung ermittelt. Da der gesamte Datensatz doppelt so viele Ereignisse umfasst wie jeder Teildatensatz, liefert die Division dieser Standardabweichung durch $\sqrt{2}$ den gesuchten statistischen Fehler, der im Weiteren als $\Delta\sigma$ bzw. Δw bezeichnet wird.

Da das Rohr mit der Nummer 9 als Referenz für die Ausrichtung der Halbleiterdetektoren diente (vgl. Kap. 4.6) und somit am besten parallel zu diesen steht, ist es plausibel, dass gerade für dieses die beste Ortsauflösung resultiert. Allerdings fällt auf, dass gerade für die Rohre Nummer 9 und 21, die im Gegensatz zu den übrigen drei nicht vollständig von den Halbleiterdetektoren überdeckt sind, bessere Auflösungen ermittelt wurden als für die anderen. Da für Rohre, die sich am Rand des sensitiven Bereichs der Halbleiterdetektoren befinden, der geometrisch mögliche Winkelbereich für Myonspuren stark eingeschränkt ist, kommt auch die Möglichkeit in Betracht, dass es sich um einen Effekt verringerter Winkelakzeptanz handelt, infolge derer beispielsweise ein nach unten durchhängender Anodendraht weniger ins Gewicht fällt.

Berechnet man die Ortsauflösung von Rohr Nummer 3 als Funktion des Driftradius in Intervallen von je 1 mm Breite, so ergibt sich die obere Kurve in Abbildung 6.1. Ein Vergleich

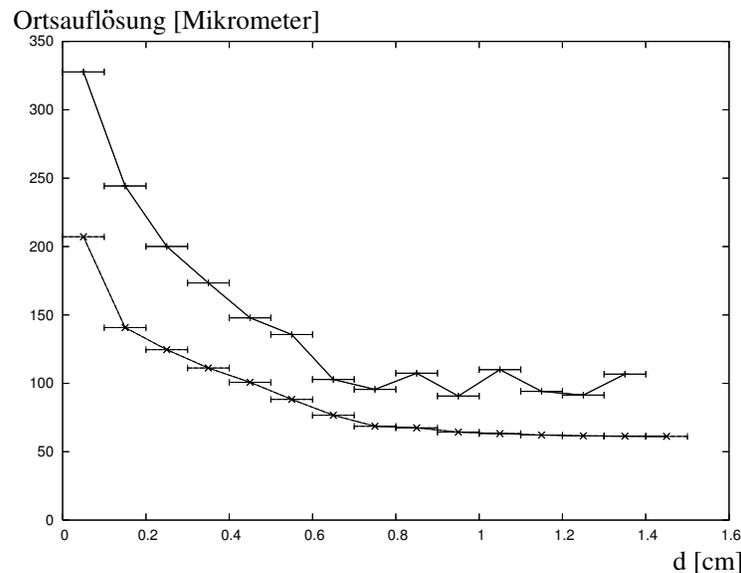


Abbildung 6.1: Ortsauflösung eines Driftrohres in Abhängigkeit vom Abstand d zwischen Myonspur und Draht (in Schritten von 0,1 cm, wobei der horizontale Balken anzeigt, auf welches Intervall sich der Messpunkt bezieht). Obere Kurve: Ergebnis der Langzeitmessung für Rohr Nummer 3 (der statistische Fehler liegt bei etwa $\pm 10 \mu\text{m}$). Untere Kurve: Aus [4] entnommene Auflösungskurve (Experiment mit Beschleuniger-generierten Myonen).

dieser Ergebnisse mit den in [4] beschriebenen Messungen zeigt qualitative Übereinstimmung: Die Ortsauflösung ist für kleine Driftradien am schlechtesten und verbessert sich bis hin zu Radien von etwa 7 mm kontinuierlich, um dann in ein Plateau überzugehen. Quantitativ besteht jedoch ein deutlicher Unterschied, die Auflösungskurve in [4] beginnt etwas oberhalb von 200 μm , das Plateau liegt bei etwa 60 μm . Die hier vorgestellte Langzeitmessung dagegen liefert eine Auflösungskurve, die bei etwa 330 μm beginnt und ein Plateau bei etwa 100 μm aufweist. Infolge der relativ kleinen Zahl von Ereignissen je Radiusintervall treten statistische Schwankungen auf, die im Plateaubereich sichtbar werden. Als Ursache für diese schlechtere Auflösung kommen zunächst alle Parameter in Frage, in

denen sich beide Messungen unterschieden haben. Die in [4] beschriebenen Versuche wurden mit einer großen MDT-Kammer durchgeführt, unter Verwendung von Myonen, die mit Hilfe eines Beschleunigers generiert wurden und eine sehr schmale Energieverteilung um etwa 100 GeV aufwiesen. Ein Vergleich mit den Daten des Höhenstrahlungsmessstandes in Garching, der mit großen MDT-Kammern arbeitet, jedoch auf kosmische Myonen zurückgreift, liefert ein bemerkenswertes Ergebnis: Auch dort ist die Ortsauflösung nicht besser als beim hier beschriebenen Aufbau. Offenkundig ist also die Verwendung kosmischer Myonen ausschlaggebend für die schlechtere Ortsauflösung. Kosmische Myonen weisen eine breite Energieverteilung auf, der in Kapitel 4.5 beschriebene Bleiabsorber unterdrückt lediglich Myonen mit Energien unterhalb von etwa 100 MeV. Wie in Anhang A.5 abgeschätzt wird, leistet Vielfach- bzw. Coulombstreuung der Myonen in den Rohrwänden bei diesen Energien einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zur gemessenen Ortsauflösung, während derartige Effekte bei Energien von 100 GeV keinen nennenswerten Einfluss mehr haben.

Eine Berechnung der Ortsauflösung mit Hilfe von Dreifachsummen liefert folgende Ergebnisse:

verwendete Rohre	Ortsauflösung ($\sigma_{\text{Gauß}} \cdot \sqrt{2/3}$) in μm	N
3, 9 und 19	$135,7 \pm 0,7$	33.197
3, 11 und 19	$133,3 \pm 0,6$	34.109

Dass die Dreifachsumme unter Verwendung von Rohr Nummer 9 die schlechtere Auflösung liefert, obwohl für dieses zuvor eine bessere Auflösung als für Rohr Nummer 11 berechnet wurde, ist ein Zeichen dafür, dass dieses von seiner besseren Parallelität zu den Halbleiterdetektoren profitiert hat, ohne wirklich eine signifikant bessere Auflösung zu bieten. Insgesamt gibt es jedoch eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Verfahren zur Bestimmung der Ortsauflösung. Das Ergebnis für eine Dreifachsumme liegt stets in der Nähe der schlechtesten der drei eingehenden Einzelrohrauflösungen (Vergleichsgröße hierfür ist $\sigma_{\text{Gauß}}$).

Stünden die Halbleiterdetektoren nicht parallel zu einer sehr präzise verklebten Kammer, so würde man mit Hilfe der Halbleiterdetektoren eine weit schlechtere Auflösung bestimmen als über die Dreifachsummen. Umgekehrt verhielte sich die Situation, wenn ein Rohr parallel zu den Halbleiterdetektoren stünde und die übrigen, inneren Rohre schief zu diesem. Die Forderung, dass beide Streifendetektoren getroffen sind, lässt nur Spuren im Bereich der etwas über 6 cm breiten Halbleiterbauelemente zu und schränkt zusätzlich die Winkelakzeptanz ein. In die Dreifachsumme gehen dagegen alle Spuren über die gesamte Rohrlänge ein, mit allen Winkeln, die es erlauben, einen Trigger auszulösen. Entsprechend würde mangelnde Parallelität der Rohre zueinander die Dreifachsumme stärker beeinflussen.

Das Ergebnis spricht dafür, dass die Streifendetektoren gegenüber den inneren Rohren der Kammer zumindest nicht stärker schief stehen als die inneren Rohre zueinander.

6.2 Kurzzeitmessung ohne Neutronenuntergrund

Eine kurze Messung ohne Neutronenuntergrund wurde im Rahmen der Strahlzeit am Maier-Leibnitz-Laboratorium durchgeführt. Wegen anderer Umgebungstemperaturen und einer abgeänderten Triggerelektronik muss für die Messungen an diesem Standort eine neue Orts-Driftzeit-Relation bestimmt werden. Die primäre Frage, die diese Messung beantworten soll, zielt dahin, inwieweit sich die Ergebnisse der Langzeitmessung mit deutlich kürzerer Messzeit reproduzieren lassen. Es ergeben sich folgende Ortsauflösungen der einzelnen Rohre:

Rohrnummer	$\sigma_{\text{Gauß}}$ in μm	w in μm	N
3	$135,2 \pm 8,8$	$97,9 \pm 6,6$	351
9	$114,0 \pm 10,5$	$79,6 \pm 9,6$	149
11	$127,2 \pm 7,2$	$93,8 \pm 6,3$	363
19	$127,6 \pm 8,0$	$88,2 \pm 9,4$	362
21	$126,6 \pm 14,9$	$87,3 \pm 11,3$	143

Obwohl die Zahl N der in das Ergebnis eingehenden Myonspuren etwa um einen Faktor 20 geringer ist als bei der Langzeitmessung, stimmen die Ergebnisse mit denen der Langzeitmessung innerhalb des statistischen Fehlers überein. Der Auflösungsparameter w differiert bei Rohr Nummer 3 um etwas mehr als eine Standardabweichung, alle anderen Ergebnisse weichen um weniger als $\Delta\sigma$ bzw. Δw voneinander ab. Für das Rohr mit der Nummer 9 ergibt sich wieder die beste Auflösung.

Die Ortsauflösung getrennt für unterschiedliche Radiusintervalle zu bestimmen, ist in Anbetracht des kleinen Datensatzes nicht aussichtsreich. Die Zahl der pro Radiusintervall verfügbaren Spuren würde dabei so klein, dass die statistische Fluktuation des Ergebnisses sämtliche Effekte überdeckte.

Die Bildung von Dreifachsummen liefert folgende Ergebnisse:

verwendete Rohre	Ortsauflösung ($\sigma_{\text{Gauß}} \cdot \sqrt{2/3}$) in μm	N
3, 9 und 19	$116,9 \pm 5,2$	944
3, 11 und 19	$125,1 \pm 3,2$	951

Die Abweichung von den Resultaten der Langzeitmessung liegt bei bis zu $18,8 \mu\text{m}$, was durch den statistischen Fehler nicht zu erklären ist. Vermutlich sind systematische Effekte hierfür verantwortlich. In Betracht kommt der Umstand, dass die Langzeitmessung an einem anderen Ort durchgeführt wurde und die Szintillatoren für den Transport entfernt werden mussten. Über ihre ursprüngliche Position wurden keine Aufzeichnungen geführt, daher ist davon auszugehen, dass sie sich nach dem Transport an einer anderen Stelle befanden. Da deren Position den Winkelakzeptanzbereich vorgibt, kann dies Auswirkungen auf das Ergebnis der Dreifachsummen haben. Bei den Messungen mit Halbleiterdetektoren dagegen geben diese mit ihrer relativ kleinen, sensitiven Fläche den Akzeptanzbereich vor, so dass eine Verschiebung der deutlich größeren Szintillatoren keinen Effekt erwarten lässt.

Aus diesem Grunde können die über Dreifachsummen gewonnenen Ergebnisse der im

folgenden Kapitel beschriebenen Messung mit Neutronenuntergrund nur mit den Daten dieser Kurzmessung verglichen werden. Zwischen diesen beiden Messungen wurden die Szintillatorpositionen nicht verändert.

6.3 Messung mit Neutronenuntergrund

Die Datenaufnahme bei Neutronenuntergrund erfolgte in mehreren Teilabschnitten, die über einige Tage verteilt waren. Der Strahlstrom, den der Beschleuniger lieferte, unterlag dabei einigen Schwankungen. Ursächlich dafür ist das Verhalten der Ionenquelle, die die Tendenz zeigt, im Laufe der Zeit immer weniger Bor-Ionen zu liefern. Ist der Strahlstrom zu weit abgefallen, so müssen Wartungsarbeiten an der Ionenquelle durchgeführt werden. Nach solchen Arbeiten steigt der Strahlstrom dann typischer Weise über einige Stunden hinweg an, um schließlich sein Maximum zu erreichen und danach wieder langsam zurückzugehen. Die Strahlströme, die das Gastarget erreichten, lagen im Bereich zwischen etwa 50 und 125 nA. Entsprechend variierte der Neutronenfluss, dem die Kammer ausgesetzt war. Ursprünglich war vorgesehen, auf diese Weise die Auswirkungen verschiedener Bestrahlungsstärken auf die Ortsauflösung zu untersuchen. Im Nachhinein stellte sich allerdings heraus, dass der Umfang der in einem Messdurchlauf gesammelten Daten nicht ausreichend ist, um statistisch signifikante Aussagen über die Ortsauflösung zu treffen. Daher wurden letztlich alle Einzelmessungen zu einem einzigen Datensatz zusammengefügt.

6.3.1 Berechnung der Neutronenflussdichte

Die Bestimmung der Neutronenflussdichte, die am Ort der Kammer herrschte, erfolgt auf zwei verschiedene Arten:

Neutronenflussdichte unter einem Winkel von 7 Grad

Der bereits in Kapitel 4.1.2 vorgestellte, mit dem Zählgas Bortrifluorid (BF_3) arbeitende Neutronenzähler befand sich über die gesamte Messzeit hinweg 2,61 Meter hinter dem Target, sein Zentrum schloss dabei mit der Strahlrohrachse einen Winkel von etwa 7° ein¹. Die minimale Neutronenflussdichte am Ort des BF_3 -Zählers lag bei $36,3 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$, die maximale bei $90,0 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$. Die mittlere Neutronenflussdichte über alle Messungen (die sich über insgesamt 37 Stunden und 55 Minuten erstreckten) lag bei $57,3 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$. Für diese drei Berechnungen wurde angenommen, dass die effektive sensitive Fläche des Neutronenzählers bei $0,34 \text{ cm}^2$ liegt [6]. Dieser Wert ist mit einem Fehler von etwa $\pm 0,02 \text{ cm}^2$ behaftet [6]. Längs der Verbindungslinie zwischen Target und BF_3 -Zähler nimmt die Neutronenflussdichte mit dem Quadrat des Abstandes zum Target ab. An der dem Target zugewandten Seite von Rohr Nummer 9 herrschten demnach Flussdichten zwischen $6,4 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}} = 6,4 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$ und

¹Eine Positionierung unter 0° war nicht möglich, da unter diesem Winkel bereits ein Flüssigszintillationszähler aufgestellt war, der für die in [6] beschriebenen Messungen benötigt wurde.

$15,8 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$, an der targetabgewandten Seite von Rohr Nummer 13 dagegen $3,0 - 7,4 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$ (vgl. Abbildung 6.2). Damit ist die Neutronenflussdichte unter einem Winkel von 7° zur Strahl-

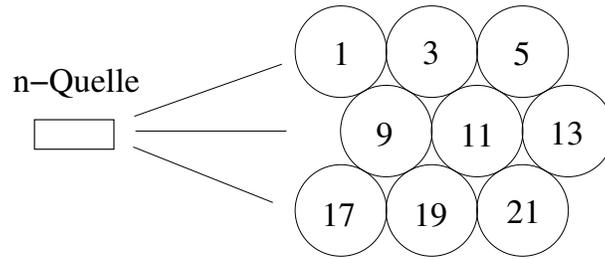


Abbildung 6.2: Relativpositionen der einzelnen Rohre zur Neutronenquelle.

rohrachse bestimmt. Da die Rohre jedoch aus Sicht des Targets einen breiten Winkelbereich abdecken und die Neutronen nicht isotrop emittiert werden, variiert die Flussdichte längs des Rohres.

Gemittelte Neutronenflussdichte über die gesamte Rohrlänge

In [6] wurde die Winkelverteilung der Neutronen durch Messungen sowie Simulationsstudien untersucht. Durch Integration über den gesamten Winkelbereich, den das jeweilige Rohr abdeckt, war es so möglich, eine über die gesamte Rohrlänge gemittelte Neutronenflussdichte zu ermitteln. Unter Verwendung der Daten aus [6] gelangt man zu den in der folgenden Tabelle aufgelisteten Flussdichten. Angegeben ist dabei je ein Wert für den minimalen Strahlstrom von 50 nA sowie den maximalen von 125 nA. Alle Angaben beziehen sich auf das Rohrzentrum. Obwohl Rohr Nummer 13 nicht zu Auflösungsstudien verwendet werden kann, ist es zu Vergleichszwecken dennoch aufgeführt.

Rohrnummer	Φ_{min}	Φ_{max}
3	$5,4 \text{ kHz/cm}^2$	$13,6 \text{ kHz/cm}^2$
9	$6,4 \text{ kHz/cm}^2$	$16,0 \text{ kHz/cm}^2$
11	$5,2 \text{ kHz/cm}^2$	$13,1 \text{ kHz/cm}^2$
13	$4,3 \text{ kHz/cm}^2$	$10,8 \text{ kHz/cm}^2$
19	$5,3 \text{ kHz/cm}^2$	$13,3 \text{ kHz/cm}^2$
21	$4,4 \text{ kHz/cm}^2$	$11,0 \text{ kHz/cm}^2$

Von allen Rohren, die zur Bestimmung der Ortsauflösung herangezogen werden können, war demnach das mit der Nummer 9 der höchsten Flussdichte ausgesetzt, das mit der Nummer 21 der niedrigsten. Insgesamt liegen die Neutronenflussdichten in der Größenordnung, wie sie in der Mitte des Endkappenbereichs des ATLAS-Detektors erwartet werden (vgl. Kapitel 2.2).

Aus [6] ist bekannt, dass die Driftrohre unter diesen Bedingungen größenordnungsmäßig etwa 10^{-4} Treffer pro Trigger aufweisen, d.h. man muss ein Rohr im statistischen Mittel 10^4 mal zu einem zufällig gewählten Zeitpunkt auslesen, um einmal einen Neutronentreffer

zu registrieren. Da während der Messungen mit Neutronenuntergrund insgesamt nur etwa 33.000 Trigger ausgelöst wurden, spielen direkte Neutronentreffer, wie sie in Kapitel 3.2 in Unterpunkt a) beschrieben sind, bei den Auflösungsstudien keine Rolle. Die Neutronen können sich allenfalls durch die in Unterpunkt b) beschriebenen Raumladungseffekte bemerkbar machen. Die Stromaufnahme der Driftrohrkammer lag ohne Bestrahlung bei etwa 7 nA, bei Neutronenbeschuss stieg sie auf bis zu 30 nA an. In dieser Form machen sich die Ionisationsereignisse bemerkbar, die von den Neutronen im Zählgas ausgelöst werden. Die positiven Ionen, die dabei zurückbleiben, sind wegen ihrer geringen Mobilität potentiell auch noch beim Durchgang eines nachfolgenden Myons vorhanden und können sich bei den Drifteigenschaften des Gases und somit bei der Ortsauflösung bemerkbar machen.

6.3.2 Ortsauflösung bei Neutronenuntergrund

Um die Auswirkungen des Neutronenbeschusses auf die Ortsauflösung mit Hilfe der Halbleiterdetektoren zu bestimmen, ist der Parameter w die geeignete Vergleichsgröße, der durch Anpassen der durch Gleichung (5.4) gegebenen Funktion $f(x)$ an die Fehlerverteilung gewonnen wurde, da diese deren Verlauf besser beschreibt als eine Gauß-Funktion. Für den Vergleich werden die Ergebnisse der Langzeitmessung herangezogen, da diese im Vergleich zur Kurzzeitmessung infolge der größeren Zahl an Spuren mit dem niedrigeren statistischen Fehler behaftet sind. Bei der Verwendung von Dreifachsummen hingegen muss die Kurzzeitmessung für den Vergleich herangezogen werden, da die Langzeitmessung aufgrund der in Kapitel 6.2 beschriebenen Effekte nicht in Betracht kommt. Die Ergebnisse für die Ortsauflösung bei Neutronenuntergrund lauten wie folgt:

Rohrnummer	$\sigma_{\text{Gauß}}$ in μm	w in μm	N
3	$137,3 \pm 5,0$	$98,6 \pm 3,8$	577
9	$117,6 \pm 6,3$	$85,6 \pm 5,4$	268
11	$135,2 \pm 7,3$	$95,8 \pm 5,2$	548
19	$148,8 \pm 6,1$	$106,2 \pm 3,6$	595
21	$134,8 \pm 7,9$	$101,8 \pm 7,1$	221

Unter Verwendung von Dreifachsummen gelangt man zu den folgenden Auflösungen:

verwendete Rohre	Ortsauflösung ($\sigma_{\text{Gauß}} \cdot \sqrt{2/3}$) in μm	N
3, 9 und 19	$125,4 \pm 2,7$	1591
3, 11 und 19	$136,4 \pm 4,0$	1658

Sowohl die Messung mit Neutronenuntergrund, als auch die jeweilige Vergleichsmessung sind mit einem statistischen Fehler behaftet. Der beim Vergleich zu berücksichtigende Gesamtfehler ergibt sich durch quadratisches Addieren:

$$\Delta_{\text{gesamt}} = \sqrt{\Delta_{\text{mit } n}^2 + \Delta_{\text{ohne } n}^2}$$

Die folgende Tabelle fasst die Auflösungen mit und ohne Neutronenuntergrund sowie die statistischen Gesamtfehler zusammen, die sich unter Verwendung der Daten der Halbleiterdetektoren ergeben:

Rohrnummer	$w_{mit\ n}$ in μm	$w_{ohne\ n}$ in μm (aus Langzeitmessung)	Δ_{gesamt} in μm
3	98,6	90,5	4,1
9	85,6	82,3	5,7
11	95,8	89,9	5,4
19	106,2	94,1	3,8
21	101,8	82,9	7,5

Der Vergleich zeigt, dass alle Rohre bei der Messung mit Neutronenuntergrund eine verschlechterte Auflösung aufweisen. Bei Rohr Nummer 9 ist der Unterschied kleiner als eine Standardabweichung Δ_{gesamt} , bei Nummer 11 beträgt er etwas mehr als eine Standardabweichung. Bei Rohr 3 ist der Unterschied mit knapp $2\Delta_{gesamt}$ statistisch signifikant, bei den Rohren 21 und 19 liegt er bei $2,5$ bzw. $3,2\Delta_{gesamt}$, womit für diese eine Verschlechterung der Auflösung auf einem Signifikanzniveau von knapp bzw. deutlich über 99% erwiesen ist.

Diese Ergebnisse deuten auf ein uneinheitliches Verhalten der Driftrohre hin. Es soll daher nun anhand eines Hypothesentests überprüft werden, inwieweit die Annahme, alle Rohre verhielten sich gleich, mit diesen Ergebnissen innerhalb des statistischen Fehlers verträglich ist. Als Hypothese werde angenommen, der Neutronenuntergrund bewirke bei allen Rohren einen gleichen zusätzlichen Beitrag w_n zur Ortsauflösung der Driftrohre, welcher sich quadratisch zur Auflösung ohne Neutronenbeschuss addiere:

$$w_{i,mit\ n}^2 = w_{i,ohne\ n}^2 + w_n^2 \quad \forall i = 3, 9, 11, 19, 21$$

Die Auflösungen $w_{i,ohne\ n}$ werde für alle 5 Rohre als exakt angenommen (der Index i gibt dabei die Rohrnummer an), $w_{i,mit\ n}$ dagegen sei mit einem Gauß-verteilter Fehler der Standardabweichung $\Delta_{i,gesamt}$ gemessen worden. Nun wird die Wahrscheinlichkeit $P(w_n)$ dafür gesucht, dass die Messung von $w_{i,mit\ n}$ für alle 5 Rohre ein Ergebnis liefert, das von dem durch die Hypothese vorgegebenen Wert mindestens so weit abweicht wie der in der Tabelle aufgeführte Messwert. Anschaulich gesprochen gibt $P(w_n)$ also an, wie wahrscheinlich das tatsächlich erhaltene Messergebnis unter der Annahme ist, die Hypothese sei zutreffend. Es gilt

$$P(w_n) = \prod_{i=3,9,11,19,21} \frac{2}{\sqrt{2\pi}\Delta_{i,gesamt}} \int_{|w_{i,mit\ n} - \sqrt{w_{i,ohne\ n}^2 + w_n^2}|}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\Delta_{i,gesamt}}\right)^2} dx \quad (6.1)$$

Abbildung 6.3 zeigt $P(w_n)$ im Bereich $0 \leq w_n \leq 100\ \mu\text{m}$. Die Annahme eines konstanten Beitrags der Neutronen zur Ortsauflösung ist demnach für $w_n = 39,2\ \mu\text{m}$ am besten mit den Messwerten verträglich, jedoch liegt selbst dann die absolute Wahrscheinlichkeit, bei der Messung derart unterschiedliche Ergebnisse für die 5 betrachteten Rohre zu erhalten, bei nur 1,03%. Die zugrunde liegende Hypothese, alle Rohre verhielten sich gleich, muss daher auf einem Signifikanzniveau von knapp 99% abgelehnt werden.

Für das unterschiedliche Verhalten der Driftrohre kommen mehrere Erklärungen in Betracht:

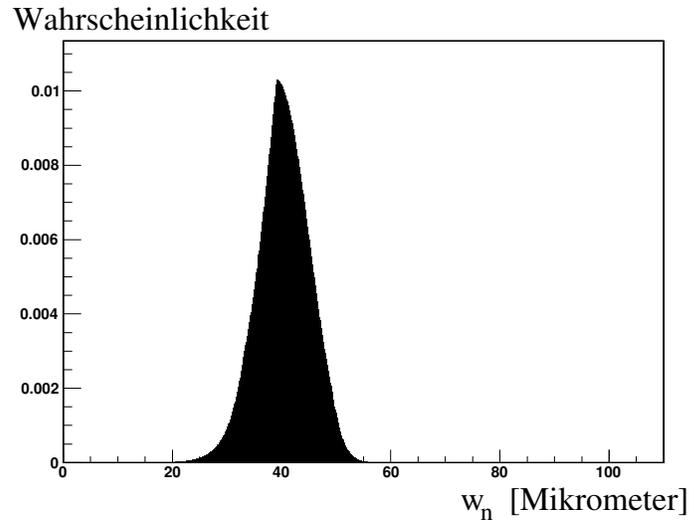


Abbildung 6.3: Graph der Funktion aus Gleichung (6.1) unter Verwendung der gewonnenen Messwerte. Nach rechts ist die hypothetische Auflösungsver schlechterung w_n aufgetragen, nach oben die absolute Wahrscheinlichkeit.

- Die Energieverteilung der Neutronen hängt vom Winkel ab [6]. Näher am Target befindliche Rohre überdecken einen größeren Winkelbereich und sind entsprechend einer anderen Neutronen-Energieverteilung ausgesetzt als weiter entfernte Rohre.
- Im Bereich der Rohrenden gibt es Isolierstücke aus Kunststoff. Dort eintreffende Neutronen können Protonen aus den wasserstoffhaltigen Polymeren herausstoßen. Aufgrund vergleichbarer Neutron- und Protonmasse erlaubt die Kinematik dieses Stoßes eine Emission der Rückstoßprotonen nur in den targetabgewandten Halbraum hinter dem Rohr, womit nur weiter hinten liegende Rohre von diesen getroffen werden können. Dass gerade bei targetfernen Rohren die größte Auflösungsver schlechterung beobachtet wird, könnte auf eine erhöhte Protonenkomponente in der Strahlung zurückzuführen sein, der diese Rohre ausgesetzt sind.
- Wie stark die Auflösung eines Rohres unter dem Neutronenuntergrund leidet, kann von den Eigenschaften des zugehörigen ASD-Chips abhängen, die von Bauteil zu Bauteil einer gewissen Streuung unterliegen. Zu jeder Rohrlage der Driftrohrkammer gehört ein anderer ASD-Chip, d.h. die Rohre Nummer 19 und 21 mit der stärksten Auflösungsver schlechterung werden über den gleichen ASD-Chip ausgelesen, die übrigen 3 Rohre über zwei andere Chips.
- In [6] wurde bei Messungen mit derselben Driftrohrkammer festgestellt, dass das Rohr mit der Nummer 21 mehr Neutronentreffer registriert als die übrigen 8 Rohre. Es wird dort die Vermutung geäußert, dass die große räumliche Nähe dieses Rohres zur Hochspannungseinspeisung in die Kammer zu einem erhöhten elektronischen Rauschen führt, das letztlich für die ungewöhnlich hohe Trefferrate verantwortlich ist. Aufgrund dieses Umstandes muss auch bei Studien zur Ortsauflösung mit einem

abweichenden Verhalten dieses Rohres gerechnet werden.

Durch Bildung von Dreifachsummen ergeben sich folgende Auflösungen mit und ohne Neutronenuntergrund:

verwendete Rohre	Auflösung bei Neutronenuntergrund in μm	Auflösung ohne Neutronen in μm (aus Kurzmessung)	Δ_{gesamt} in μm
3, 9 und 19	116,9	125,4	5,9
3, 11 und 19	125,1	136,4	5,1

Hier ist eine Veränderung um 1,4 bzw. 2,2 Standardabweichungen zu beobachten. Da in beide Dreifachsummen das Rohr Nummer 19 eingeht, das nach den bisherigen Erkenntnissen die signifikanteste Auflösungsverschlechterung zeigt, ist dieses Ergebnis mit den vorhergehenden Beobachtungen konsistent und bestätigt unabhängig von den Daten der Halbleiterdetektoren eine Veränderung der Driftrohrauflösung. Die Bildung einer Dreifachsumme, in die weder Rohr Nummer 19 noch Nummer 21 eingeht, ist nicht möglich, da stets aus jeder Rohrlage ein Rohr benötigt wird und Rohr Nummer 17 mangels Kenntnis der exakten Drahtposition nicht in Frage kommt. Auf die Bildung einer Dreifachsumme unter Verwendung von Rohr Nummer 21 wurde wegen dessen eben beschriebener Nähe zur Hochspannungseinspeisung verzichtet.

Im Hinblick auf systematische Fehler muss bedacht werden, dass zwar die Langzeitmessung in einem klimatisierten Raum durchgeführt wurde, bei der Messung mit Neutronenuntergrund jedoch die Raumtemperatur weder stabilisiert war noch überwacht wurde, so dass Temperaturschwankungen von einigen Grad nicht auszuschließen sind. Solche führen zu einer zeitlichen Fluktuation der Driftgeschwindigkeit in den Rohren, die ermittelte Orts-Driftzeit-Relation repräsentiert in diesem Fall nur einen zeitlichen Mittelwert. Entsprechend ist zu erwarten, dass eine Messung in Gegenwart von Temperaturschwankungen eine schlechtere Ortsauflösung liefert.

Die bei manchen Rohren (vor allem Nummer 19) beobachtete Auflösungsverschlechterung bei einer Messung mit Neutronenuntergrund in einem nicht klimatisierten Raum im Vergleich zu einer ohne Neutronen unter konstanten Temperaturbedingungen stellt somit keinen Beweis für eine Verschlechterung der Auflösung infolge des Neutronenbeschusses dar, da auch thermische Effekte dafür ursächlich sein können.

Ein Nachweis dafür, dass Neutronenbeschuss die Ortsauflösung der Driftrohre bei sonst gleichen Umgebungsbedingungen beeinträchtigt, kann daher im Rahmen dieser Arbeit nicht erbracht werden. Jedoch kann eine Aussage getroffen werden, die im Hinblick auf das ATLAS-Experiment von großer Bedeutung ist: Anhand der Annahme, die beobachtete Verschlechterung der Auflösung gehe allein auf die Wirkung der Neutronen zurück, kann eine obere Schranke für den Einfluss der Neutronen auf die Ortsauflösung der Driftrohre angegeben werden.

Es werde wieder davon ausgegangen, dass der Neutronenuntergrund eine Auflösungsverschlechterung w_n liefert, die sich quadratisch zur Auflösung ohne Untergrund addiert. Eine obere Schranke für w_n ist nun so zu bestimmen, dass die Wahrscheinlichkeit dafür

kleiner als 5% bzw. 1% ist, dass eine Messung der Auflösung anstatt des wahren Wertes den hier gemessenen Wert oder einen noch niedrigeren liefert. Bestimmt man diese obere Schranke für alle 5 Rohre und wählt die größte davon, so kann ein w_n oberhalb dieser Grenze dann aufgrund der Daten jedes Rohres auf 95%igem bzw. 99%igem Signifikanzniveau ausgeschlossen werden. Die Wahrscheinlichkeit, bei Rohr Nummer i mit tatsächlicher Auflösung $\sqrt{w_{i,ohne n}^2 + w_n^2}$ eine Auflösung zu messen, die kleiner oder gleich dem hier gemessenen $w_{i,mit n}$ ist, ist gegeben durch

$$p_i(w_n) = \int_{-\infty}^{w_{i,mit n} - \sqrt{w_{i,ohne n}^2 + w_n^2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta_{ges}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\Delta_{ges}}\right)^2} dx. \quad (6.2)$$

Abbildung 6.4 gibt die resultierenden Wahrscheinlichkeiten für alle 5 Rohre wieder. Würde

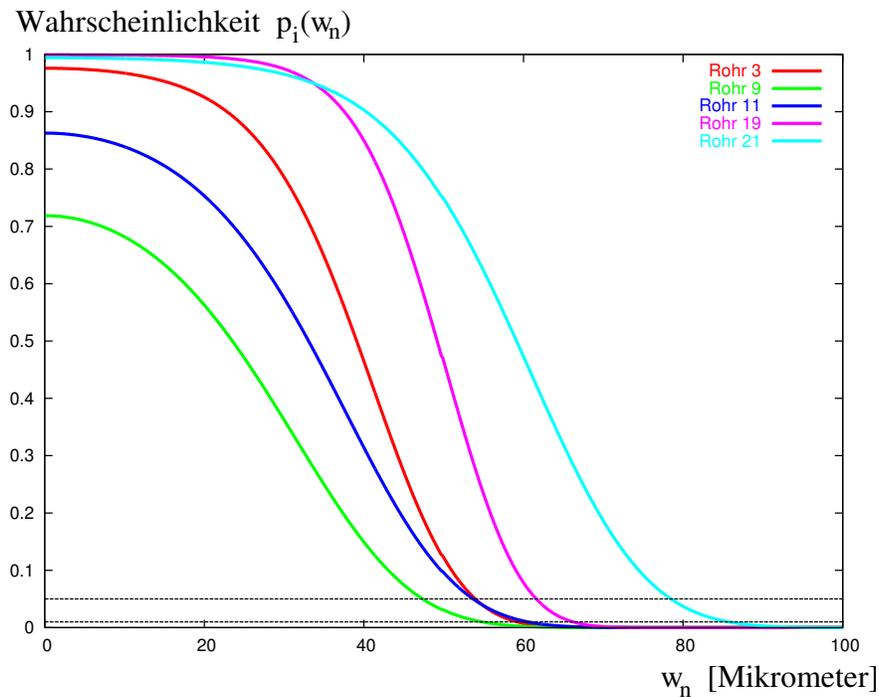


Abbildung 6.4: Ergebnisse für die Wahrscheinlichkeiten $p_i(w_n)$ in Gleichung (6.2) für alle 5 Rohre. Die schwarzen Linien geben die Wahrscheinlichkeiten 5% und 1% an.

w_n beispielsweise $50 \mu\text{m}$ betragen, so hätte Rohr Nummer 3 bei Neutronenuntergrund eine Auflösung von $\sqrt{50^2 + 90,5^2} \approx 103,4$ Mikrometern anstatt von $90,5 \mu\text{m}$ ohne Neutronen. Die Wahrscheinlichkeit, dann bei einer Messung eine Auflösung von weniger als $98,6 \mu\text{m}$ zu erhalten, liegt bei $12,2\%$.

Von Rohr 21 ist anzunehmen, dass es wegen seiner Nähe zur Hochspannungseinspeisung nicht repräsentativ für das Verhalten der Rohre in großen MDT-Kammern ist.

Unter Außerachtlassung dieses Rohres gibt Rohr Nummer 19 die Grenzen vor. Eine Verschlechterung w_n der Ortsauflösung eines Driftrohres von mehr als $54,0 \mu\text{m}$ kann auf

95%igem und eine von mehr als 59,3 μm auf 99%igem Signifikanzniveau ausgeschlossen werden. Unter Einbeziehung des Rohres 21 lauteten die Grenzen 78,5 bzw. 85,7 μm .

7 Zusammenfassung

Neutronen werden zusammen mit Photonen einen erheblichen Beitrag von Untergrundstrahlung bei den Messungen im ATLAS-Myonspektrometer bilden. Da bisherige Studien auf Simulationen gestützt waren, wurde im Rahmen dieser Arbeit konkret die Messgenauigkeit von MDT-Kammern mit und ohne Neutronenuntergrund experimentell untersucht. Mit Driftrohren des gleichen Typs, wie sie in den MDT-Kammern des ATLAS-Myonspektrometers zum Einsatz kommen, und unter Verwendung der originalen ATLAS-Ausleseelektronik, wurden die Spuren kosmischer Myonen vermessen. Durch einen Bleiabsorber wurde die Myonkomponente mit Energien unterhalb von etwa 100 MeV unterdrückt. Zwei Halbleiter-Streifendetektoren, die in definiertem Abstand parallel zu den Driftrohren angebracht wurden, dienten als Referenz für den Verlauf der Myonspuren. Anhand der gewonnenen Spurdaten wurden Orts-Driftzeit-Relationen, die Positionen der Anodendrähte in den Driftrohren sowie die Ortsauflösung der Driftrohre bestimmt. Letztere wurde zusätzlich auch noch durch die Bildung von Dreifachsummen berechnet, einem Verfahren, das auf die Spurdaten der Halbleiterdetektoren verzichtet und somit nicht von deren eigener Ortsauflösung beeinflusst wird.

Die Messung wurde auch bei gleichzeitiger Bestrahlung der Driftrohre mit Neutronen durchgeführt. Die Hauptkomponente der Neutronenstrahlung wies eine Energie um 11 MeV auf, eine zweite, nur etwa halb so stark ausgeprägte Komponente lag im Bereich um 4 MeV. Die über die Rohrlänge gemittelten Neutronenflussdichten bewegten sich zwischen 4,4 und 16,0 kHz/cm² und entsprachen damit den Werten, die für das ATLAS-Experiment vom Fassbereich bis hin zur Mitte des Endkappenbereiches erwartet werden. Lediglich für die inneren Regionen der Endkappen werden Flussdichten vorhergesagt, die etwa um den Faktor 2 über dem größten, hier erzielten Wert liegen.

Die insgesamt 5 Driftrohre, deren Auflösung mit und ohne Neutronenuntergrund gemessen wurde, zeigten unterschiedliches Verhalten. Teilweise wurde kein signifikanter Anstieg beobachtet, teilweise überstieg er 3 Standardabweichungen des statistischen Fehlers. Auch wenn thermische Einflüsse als Ursache für die Verschlechterung der Ortsauflösung möglich sind, konnte jedoch auf einem Signifikanzniveau von 95% ausgeschlossen werden, dass der vorliegende Neutronenuntergrund einen (quadratisch zu addierenden) Beitrag zur Ortsauflösung liefert, der größer ist als 54,0 μm . Letzteres bedeutet, dass beispielsweise ein Driftrohr mit einer ursprünglichen Ortsauflösung von 100 μm in Gegenwart der hier betrachteten Neutronenflussdichten keine schlechtere Auflösung als 113,6 μm aufweisen wird.

Die für die Zukunft geplante Ausbaustufe SLHC des Beschleunigers soll eine Erhöhung der Luminosität um einen Faktor 10 erreichen. In gleichem Maße wird dabei auch der

Strahlungsuntergrund im Bereich des Detektors ansteigen. Die MDT-Kammern im Bereich des Zylindermantels des ATLAS-Detektors werden dadurch Neutronenflussdichten ausgesetzt sein, die höchstens doppelt so groß sind wie die im Rahmen dieser Arbeit erzielten. Lediglich für die Kammern im Endkappenbereich ergeben sich teilweise deutlich höhere Flussdichten, deren Auswirkungen im Rahmen vorbereitender Detektorstudien für SLHC experimentell weiter untersucht werden sollten.

A Anhang

A.1 Auswirkung der Driftzeitmessung in diskreten Schritten

Die Ausleseelektronik misst die Driftzeit in diskreten Schritten der Länge $\tau = \frac{25}{32}$ ns. Alle Ereignisse, bei denen die Driftzeit im Intervall $]t - \tau, t]$ liegt, liefern demnach das selbe Ergebnis t bei der Driftzeitmessung. Umgerechnet in Driftradien entsprechen die beiden Intervallgrenzen zwei Radien, die sich gerade um die Strecke $\rho = \tau \cdot v_{drift}$ unterscheiden, wobei v_{drift} die (vom Ort abhängige) Driftgeschwindigkeit ist. Bestimmt man den Mittelwert r dieser beiden Radien, so kann man den gemessenen Driftradius als $r \pm \frac{\rho}{2}$ angeben, d.h. der maximale Fehler der Radiusmessung beträgt $\frac{\rho}{2} = \frac{\tau \cdot v_{drift}}{2}$.

Bei einer Messung mit kosmischen Myonen werden die Rohre homogen ausgeleuchtet, d.h. jeder Driftradius innerhalb der Intervalle der Breite ρ ist gleich wahrscheinlich. Folglich tritt jeder mögliche Fehler zwischen $-\frac{\rho}{2}$ und $\frac{\rho}{2}$ im statistischen Mittel gleich häufig auf. Der Fehler der Driftradiusmessung, der durch die diskrete Zeitmessung entsteht, folgt daher einer Rechteckverteilung der in Abbildung A.1 dargestellten Form. Die mittlere quadratische Abweichung dieser Rechteckfunktion von ihrem Mittelwert 0 ist gegeben durch

$$\frac{1}{\rho} \int_{-\rho/2}^{\rho/2} (r - 0)^2 dr = \frac{\rho^2}{12},$$

ihre Standardabweichung durch $\frac{\rho}{\sqrt{12}}$. Der Fehler, mit dem die Driftradiusmessung bei beliebig genauer Zeitmessung behaftet wäre, ist in guter Näherung Gauß-förmig. Die letztlich resultierende Fehlerverteilung ist demnach eine Faltung einer Gauß- mit einer Rechteckfunktion. Deren exakte Beschreibung ist mathematisch aufwändig, daher wird an dieser Stelle eine vereinfachte Abschätzung getroffen. Die (auf die Fläche 1 normierte) Rechteckfunktion kann durch eine Gauß-Funktion approximiert werden. Eine auf 1 normierte Gauß-Funktion mit Mittelwert 0 ist stets von der Form

$$y = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2}.$$

Man betrachte nun diejenige Funktion, die an der Stelle $x = 0$ den Wert $\frac{1}{\rho}$ annimmt (s. Abbildung A.1). Die schräg schraffierten Flächen sind infolge der Normierung zusammen genauso groß wie die senkrecht schraffierten. Die zugehörigen Ereignisse, die sich ursprünglich innerhalb des Rechtecks befanden, werden also vollständig nach außen, d.h. hin zu

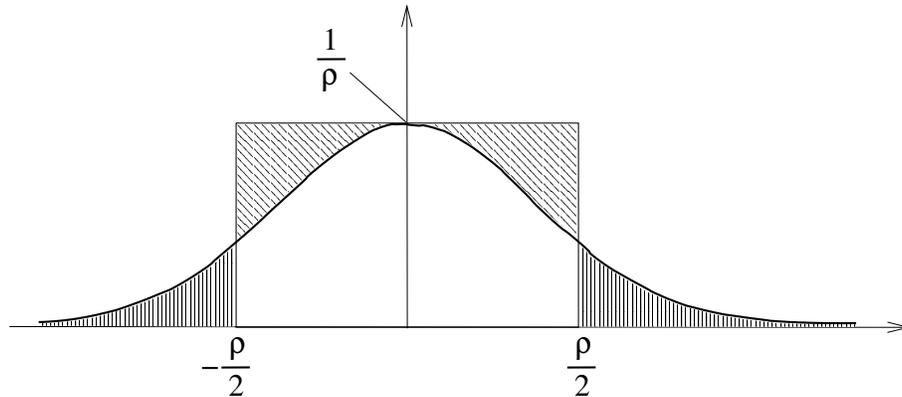


Abbildung A.1: Fehlerabschätzung nach oben durch das Ersetzen einer Rechteckverteilung durch eine Gauß-Verteilung. Die unterschiedlich schraffierten Flächen sind gleich groß.

größeren Fehlern, verschoben. Ersetzt man die Rechteck- durch diese Gauß-Verteilung, so wird der Einfluss der diskreten Zeitmessung also in jedem Falle überschätzt. Für die gesuchte Gauß-Funktion gilt

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot e^0 \quad \Rightarrow \quad \sigma = \frac{\rho}{\sqrt{2\pi}}.$$

Man kann den Fehler also leicht nach oben abschätzen, indem man eine Gauß-förmige Fehlerverteilung dieser Breite annimmt.

Die Faltung zweier Gauß-Funktionen liefert eine neue Gauß-Funktion der Breite $\sigma_{gesamt} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$.

In der Nähe des Zählrahtes herrschen die höchsten Driftgeschwindigkeiten, sie liegen in der Größenordnung von $5 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Nimmt man an, dass dort die Ortsauflösung mit dem Effekt der diskreten Zeitmessung bei etwa $200 \mu\text{m}$ liegt (dies ist gemäß [4] realistisch), so könnte man bei beliebig genauer Zeitmessung eine Auflösung σ_{id} erreichen, die gegeben ist durch

$$\sigma_{id} = \sqrt{(200 \mu\text{m})^2 - \left(\frac{\tau v_{drift}}{\sqrt{2\pi}}\right)^2} \approx 199,4 \mu\text{m}.$$

Damit liefert unter den vorliegenden Versuchsbedingungen die Zeitauflösung der Ausleselektronik keinen nennenswerten Beitrag zur Ortsauflösung der Driftrohre.

A.2 Rekonstruktion der Kernreaktionen im Gastarget mittels Gammaspektroskopie

Wie in Kapitel 4.1.2 dargelegt wird, erzeugte das bei ersten Versuchen verwendete Gastarget auch in evakuiertem Zustand bei Beschuss mit Bor-Ionen Neutronen, obwohl der für die an sich beabsichtigte Reaktion



benötigte Reaktionspartner Wasserstoff nicht zur Verfügung stand. Die beobachteten Neutronen müssen ihren Ursprung daher in Kernreaktionen mit anderen Targetmaterialien haben. Da das Target nach Beendigung der Strahlzeit aktiviert war und das Abklingen deutlich langsamer vonstatten ging als es die Halbwertszeit des Nuklides ${}^{11}C$ zu erklären vermag, wurden etwa 30 Stunden nach dem Abschalten des Strahls die in Kapitel 4.1.2 abgebildeten Gammaspektren aufgenommen. Das Target wurde hierzu nicht zerlegt, sondern als Ganzes einmal so vor einen Germaniumdetektor gelegt, dass der Gold-Strahlstopper dem Detektor zuweist, und einmal so, dass das Eintrittsfenster dies tut. Die Gammalinien können den beiden Targetkomponenten zugeordnet werden, indem man vergleicht, in welchem der beiden Spektren die fragliche Linie intensiver ausgeprägt ist.

Zur Neutronenproduktion in Eintrittsfenster und Strahlstopper tragen vor allem Compoundkernreaktionen mit anschließender Neutronenevaporation bei. Das Simulationsprogramm PACE4[16] beschreibt gerade solche Vorgänge.

A.2.1 Identifikation der Nuklide im Strahlstopper

Die Ergebnisse im Hinblick auf den Strahlstopper finden sich bereits in Kapitel 4.1.2, dort wurde primär das Wismut-Isotop ${}^{204}Bi$ nachgewiesen. Damit wird eine PACE4-Simulation qualitativ bestätigt, die als dominanten Prozess die Reaktion



vorhersagt. ${}^{204}_{84}Po$ zerfällt mit einer Halbwertszeit von 3,5 Stunden zu ${}^{204}Bi$ ($T_{1/2} = 11,22$ h), das anhand seiner charakteristischen Gammalinien nachgewiesen wurde. Diese Untersuchung gilt es für das Eintrittsfenster zu wiederholen.

A.2.2 Identifikation der Nuklide im Eintrittsfenster

Zunächst wird auch hier eine Vorhersage von Kernreaktionen mit Hilfe von PACE4 getroffen, um im Gammaspektrum gezielt nach den γ -Linien der vorausgesagten Reaktionsprodukte suchen zu können. Die Simulation von Kernreaktionen im Molybdän-Eintrittsfenster wird dadurch verkompliziert, dass Molybdän sechs stabile Isotope aufweist, sowie ein weiteres, quasi-stabiles (${}^{100}Mo$) mit einer Halbwertszeit von mehr als 10^{19} Jahren. Natürliches Molybdän ist ein Gemisch aus diesen sieben Isotopen. Aus diesem Grunde müssen ebenso

viele Simulationsrechnungen durchgeführt werden, um alle in Frage kommenden Kernreaktionen in der Folie zu erfassen. Die nachfolgende Tabelle gibt - aufgegliedert nach den 7 Isotopen - einen Überblick über die vorhergesagten Prozesse mit den jeweils höchsten Wirkungsquerschnitten:

Mo-Isotop (Anteil)	Reaktions- produkt	Wirkungsquer- schnitt (mbarn)	Halbwertszeit ()=Meta-Zust.	Tochterkern
⁹² Mo (14,84%)	⁹⁹ Pd	358	21,4 min	$T_{\frac{1}{2}}=16\text{d}$ (4,7h)
	⁹⁶ Ru	218	stabil	-
	⁹⁹ Rh	127	16d (4,7h)	stabil
	⁹⁹ Ag	125	2,1 min (10,5s)	$T_{\frac{1}{2}}=21,4$ min
	⁹⁶ Rh	103	9,9 min (1,5min)	stabil
	⁹⁷ Rh	66,4	31 min (44 min)	$T_{\frac{1}{2}}=2,9$ d
	¹⁰⁰ Pd	60,5	3,63 d	$T_{\frac{1}{2}}=20,8$ h (4,7 min)
...
⁹⁴ Mo (9,25%)	¹⁰¹ Pd	373	8,47 h	$T_{\frac{1}{2}}=3,3$ a (4,4 d)
	¹⁰¹ Ag	347	11,1 min (3,1 s)	$T_{\frac{1}{2}}=8,47$ h
	⁹⁸ Rh	208	8,7 min (3,5 min)	stabil
	⁹⁸ Ru	70,7	stabil	-
	¹⁰⁰ Pd	59,8	3,63 d	$T_{\frac{1}{2}}=20,8$ h (4,7 min)
	¹⁰¹ Rh	39,7	3,3 a (4,4 d)	stabil
	¹⁰² Ag	37,5	13 min (8 min)	stabil
...
⁹⁵ Mo (15,92%)	¹⁰² Ag	461	13 min (8 min)	stabil
	¹⁰² Pd	271	stabil	-
	⁹⁹ Rh	196	16 d (4,7 h)	stabil
	¹⁰¹ Ag	88,4	11,1 min (3,1 s)	$T_{\frac{1}{2}}=8,47$ h
	¹⁰¹ Pd	87	8,47 h	$T_{\frac{1}{2}}=3,3$ a (4,4 d)
	⁹⁹ Ru	41,3	stabil	-
	¹⁰² Rh	23,5	207 d (2,9a)	stabil
...
⁹⁶ Mo (16,68%)	¹⁰³ Ag	483	1,1 h (5,7 s)	$T_{\frac{1}{2}}=16,96$ d
	¹⁰³ Pd	236	16,96 d	stabil
	¹⁰² Ag	211	13 min (8 min)	stabil
	¹⁰⁰ Rh	179	20,8 h (4,7 min)	stabil
	¹⁰² Pd	65,5	stabil	-
	¹⁰⁰ Ru	23	stabil	-
	⁹⁹ Rh	20,8	16 d (4,7 h)	stabil
...

<i>Mo</i> -Isotop (Anteil)	Reaktions- produkt	Wirkungsquer- schnitt (mbarn)	Halbwertszeit ()=Meta-Zust.	Tochterkern
⁹⁷ <i>Mo</i> (9,55%)	¹⁰³ <i>Ag</i>	408	1,1 h (5,7 s)	$T_{\frac{1}{2}} = 16,96$ d
	¹⁰⁴ <i>Ag</i>	404	69,2 min (33,5 min)	stabil
	¹⁰⁴ <i>Pd</i>	140	stabil	-
	¹⁰¹ <i>Rh</i>	137	3,3 a (4,4 d)	stabil
	¹⁰³ <i>Pd</i>	111	16,96 d	stabil
	¹⁰⁰ <i>Rh</i>	51,9	20,8 h (4,7 min)	stabil
	¹⁰¹ <i>Ru</i>	13,1	stabil	-

⁹⁸ <i>Mo</i> (24,13%)	¹⁰⁴ <i>Ag</i>	574	69,2 min (33,5 min)	stabil
	¹⁰⁵ <i>Ag</i>	372	41,29 d (7,2 min)	stabil
	¹⁰² <i>Rh</i>	103	207 d (2,9 a)	stabil
	¹⁰⁴ <i>Pd</i>	99,3	stabil	-
	¹⁰⁵ <i>Pd</i>	82,8	stabil	-
	¹⁰¹ <i>Rh</i>	50,8	3,3 a (4,4 d)	stabil
	¹⁰² <i>Ru</i>	7,08	stabil	-

¹⁰⁰ <i>Mo</i> (9,63%)	¹⁰⁶ <i>Ag</i>	892	24 min (8,3 d)	stabil
	¹⁰⁷ <i>Ag</i>	150	stabil	-
	¹⁰⁶ <i>Pd</i>	85,9	stabil	-
	¹⁰³ <i>Rh</i>	64,7	stabil	-
	¹⁰⁴ <i>Rh</i>	48,7	42 s (4,4 min)	stabil
	¹⁰⁵ <i>Ag</i>	42,6	41,29 d (7,2 min)	stabil
	¹⁰⁷ <i>Pd</i>	34,6	$6,5 \cdot 10^6$ a	stabil

Der Anteil am natürlichen Isotopengemisch ist für alle 7 Molybdänisotope angegeben. Die Halbwertszeiten der Reaktionsprodukte (sowie ggf. auch die der Tochternuklide) wurden mit aufgelistet, um einen leichteren Überblick zu vermitteln, welche Nuklide sich in Form ihrer charakteristischen Gammastrahlung bemerkbar machen sollten. Sofern die fraglichen Kerne auch metastabile Anregungszustände aufweisen, ist die zugehörige Halbwertszeit in Klammern angegeben.

Diese unübersichtliche Vielfalt an Nukliden reduziert sich sehr schnell, wenn man sich auf diejenigen beschränkt, welche sich im einem über 30 Stunden nach dem Abschalten des Strahls aufgenommenen Gammaskopogramm potentiell bemerkbar machen.

Betrachtet man beispielsweise die Isotope ⁹⁸*Mo* und ¹⁰⁰*Mo*, so scheiden die meisten Reaktionsprodukte aus, weil sie entweder stabil sind oder eine so lange Halbwertszeit aufweisen, dass sie nur einen minimalen Beitrag zur Aktivität des Targets leisten, oder aber weil ihre Halbwertszeit wesentlich kürzer ist als 30 Stunden und sie bis zum Zeitpunkt der Messung schon praktisch vollständig in stabile Kerne zerfallen sind. Es verbleiben hier letztlich nur die Nuklide ¹⁰¹*Rh*, ¹⁰⁶*Ag*, ¹⁰²*Rh* und ¹⁰⁵*Ag*, wobei die beiden Letztgenannten infolge ihrer vergleichsweise langen Halbwertszeit nur einen untergeordneten Beitrag liefern sollten.

Dehnt man solche Überlegungen nun nicht nur auf die beiden schwersten, sondern auf alle 7 Isotope des Molybdäns aus, so gelangt man zu den folgenden Radionukliden, die man im Gammaspektrum erwarten kann:

Nuklid	Halbwertszeit	E_γ (keV)				
^{97}Ru	2,9 d	215,7	324,49	(569,29)	(460,56)	
^{97}Tc	90,1 d	97				
^{99}Rh	16 d	528,24	353,05	89,76	322,45	618,13
	4,7 h	340,8	617,8	1261,2	936,6	276,6
^{100}Pd	3,63 d	84,00	74,78	126,15	42,08	32,66
^{100}Rh	20,8 h	539,6	2375,98	1553,35	1362,15	1929,81
	4,6 min	539,6	686,9	1827,5	1535,6	262,3
^{101}Pd	8,47 h	296,29	590,44	269,67	24,46	565,98
^{101}Rh	3,3 a	198,01	127,23	325,23		
	4,34 d	306,86	545,12			
^{102}Rh	2,9 a	475,06	631,29	697,49	766,84	1046,59
	207 d	475,06	628,05	468,58	1103,16	
^{103}Pd	16,99 d	39,75	357,45	497,08	294,98	62,41
^{103}Rh	56,1 min	39,76				
^{105}Ag	41,29 d	344,52	280,44	644,55	443,37	63,98
^{106}Ag	8,28 d	511,85	1045,83	717,34	450,98	616,17

Hierbei wurden kurzlebige metastabile Zustände nur dann aufgeführt, wenn das entsprechende Nuklid durch Zerfall eines anderen Reaktionsproduktes entstehen kann. Wäre er nur während der Bestrahlung entstanden und würde er nicht laufend durch den Zerfall anderer Kerne gebildet, wäre ein solcher Metazustand bis zum Zeitpunkt der Messung schließlich längst entvölkert worden. Die γ -Energien sind nach fallender Intensität sortiert. Sehr schwache Linien sind nicht angegeben, es sei denn, sie sind für die weitere Diskussion hilfreich. Dann stehen sie in Klammern.

Der Blick auf das aufgenommene Spektrum zeigt, dass es eine sehr intensive Linie bei 307 ± 1 keV gibt. Etwas weniger starke finden sich bei $74,5 \pm 1$, 84 ± 1 , $140,5 \pm 1$, 216 ± 1 , $511,5 \pm 1$ und $539,5 \pm 1$ keV. Darüber hinaus gibt es eine Vielzahl weiterer, schwächerer Linien, deren vollständige Auflistung hier zu weit führen würde.

Ein Vergleich mit der vorstehenden Tabelle zeigt, dass als Ursprung der dominanten Linie bei 307 keV nur das Rhodium-101 in Frage kommt. Um dies zu verifizieren, eignet sich der Nachweis der zweiten charakteristischen γ -Energie von 545 keV, wobei diese allerdings etwa um einen Faktor 20 seltener auftritt als die Erstgenannte. Wegen der hohen Intensität der primären Linie sollte sie dennoch im Spektrum sichtbar sein. Hier stellt sich das Problem, dass es eine sehr intensive Linie bei 539,5 keV gibt, die eine schwache bei 545 keV leicht zu überdecken vermag. Aus diesem Grunde ist ein Nachweis von ^{101}Rh mit den bisherigen Daten nicht möglich, die Herkunft der 307 keV-Linie konnte aber in einer

weiteren gammaspektroskopischen Messung geklärt werden, auf die im Weiteren noch eingegangen wird.

Die γ -Energien 74,5 , 84 und 126 keV sind auf ^{100}Pd zurückzuführen.

Ein Nuklid, das eine Linie bei 140,5 keV aufweist, wird von der Simulation nicht vorhergesagt, ist in der Probe aber enthalten. Die Suche nach einem Nuklid mit dieser γ -Energie führt im Bereich um $A = 100$ zu ^{99}Tc , welches eine Halbwertszeit von 6,01 Stunden besitzt. Alle weiteren γ -Linien dieses Nuklides weisen nur verschwindende Intensität auf und können somit nicht zu seiner Identifikation herangezogen werden. Das Vorhandensein von ^{99}Tc bleibt daher Spekulation.

Die Linie bei 216 keV ist auf ^{97}Ru zurückzuführen, die weiteren Linien dieses Nuklides bei 324,49 , 569,29 und 460,56 keV sind zwar schwach, heben sich im Spektrum aber dennoch vom Untergrund ab.

Die Linie bei $511,5 \pm 1$ keV gehört zu Silber-106 (die exakte Energie ist 511,85 keV), die vier weiteren, in der Tabelle aufgelisteten Linien dieses Nuklides sind ebenfalls zu erkennen.

Die intensive Linie bei 539,6 keV sowie weitere Linien bei 2375,98 , 1553,35 , 1362,15 und 1929,81 keV zeugen vom Vorhandensein des langlebigen Zustandes von Rhodium-100.

Damit sind die im Spektrum dominanten Linien zum großen Teil durch Nuklide erklärt, die von der Simulation vorhergesagt werden. Umgekehrt bleibt zu untersuchen, ob sich die verbleibenden Nuklide aus der Vorhersage in Form von schwach ausgeprägten Linien nachweisen lassen.

Bei ^{99}Rh (340,8 und 617,8 keV), ^{101}Pd (296,29 , 590,44 und 269,67 keV) und ^{105}Ag (344,52 , 280,44 und 644,55 keV) gelingt dies anhand der in den Klammern genannten Energien.

Vorhergesagt, aber nicht nachweisbar sind die Nuklide ^{97}Tc , ^{102}Rh , ^{103}Pd und ^{103}Rh . Bei den beiden zuerst genannten ist dies in Anbetracht der relativ langen Halbwertszeiten und der folglich nur geringen Aktivitäten plausibel, bei ^{103}Pd ebenso, da der Zerfall dieses Kerns nur in den seltensten Fällen von γ -Strahlung begleitet wird (pro Zerfallsakt werden im Mittel nur $9,82 \cdot 10^{-4}$ γ -Quanten emittiert). Die Energie des Isomerenüberganges im ^{103}Rh wiederum liegt in einem Bereich, in dem der Detektor erst beginnt, empfindlich zu werden. Ferner könnte der Zerfall zu ^{103}Rh vornehmlich in den Grundzustand erfolgen, wodurch ein Ausbleiben der 39,76 keV-Linie denkbar ist.

Das Ergebnis der qualitativen Gammaspektroskopie bestätigt soweit die Resultate der PACE4-Simulation in großen Teilen, lediglich zwei Punkte sind an dieser Stelle noch unbefriedigend: Einerseits ist der Nachweis des (vorhergesagten) Nuklides ^{101}Rh noch nicht gelungen, andererseits wird eine γ -Energie von $140,5 \pm 1$ keV beobachtet, die es der Simulation zufolge nicht geben sollte.

Aus diesem Grunde wurde etwa 9 Tage nach dem Abschalten des Strahls ein weiteres Gammaspektrum von beiden Seiten des Targets aufgenommen. Der Nachweis von ^{101}Rh anhand seiner 545 keV-Linie wurde bei der ersten Messung durch die viel intensivere, benachbarte 539,6 keV-Linie des ^{100}Rh unmöglich gemacht. Da das leichtere der beiden Isotope eine Halbwertszeit von unter einem Tag, das andere dagegen eine von über 4 Ta-

gen hat, sollte sich dieses Problem durch ausreichend langes Warten lösen lassen. In dem später aufgenommenen Spektrum ist die Linie bei 539,6 keV zwar noch immer vorhanden, da ^{100}Rh durch den Zerfall von ^{100}Pd laufend gebildet wird, doch ihre Intensität ist sehr viel geringer. In der Tat kommt nun die erwartete Linie des ^{101}Rh bei 545,12 keV zum Vorschein, womit auch der Nachweis für dieses Nuklid erbracht ist. Erstaunlich ist allerdings, dass die Linie bei $140,5 \pm 1$ keV noch deutlich stärker ist, als dies für ^{99}Tc mit einer Halbwertszeit von 6,01 Stunden zu erwarten wäre. Hieraus muss gefolgert werden, dass diese Linie entweder anderen Ursprungs ist als bislang angenommen, oder aber das Isotop ^{99}Tc durch den Zerfall anderer Kerne laufend produziert wird. Hierfür kommt ^{99}Mo im Frage, dessen wichtigste charakteristische Linie bei 739,5 keV jedoch nicht zu erkennen ist. Insofern bleibt die Herkunft der $140,5 \pm 1$ keV-Linie unklar.

A.2.3 Quantitative Studien zur Neutronenproduktion

Zur Optimierung des Gastargets gilt es herauszufinden, wie hoch die Neutronenerzeugungsrate in Eintrittsfolie und Strahlstopper während des Beschusses mit Bor-Ionen war, d.h. wie viele Neutronen pro Zeiteinheit durch die verschiedenen Kernreaktionen freigesetzt wurden. Diese Information soll aus der Aktivität des Targets, aufgegliedert nach den einzelnen γ -Linien, gewonnen werden. Hierfür werden zwei Kalibrationen benötigt, die Abhängigkeit der Sensitivität des Germaniumdetektors von der γ -Energie sowie eine absolute Effizienzmessung über ein Präparat bekannter Zerfallsstärke.

Zur Bestimmung der Energiesensitivität wurde eine ^{152}Eu -Quelle vor dem Germaniumdetektor platziert und über ein festes Zeitintervall hinweg ein Spektrum aufgenommen. Europium-152 weist sehr viele intensive γ -Linien auf und eignet sich damit gut, um die Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Germaniumdetektors zu ermitteln. Die Wahrscheinlichkeit η , dass ein in den Detektor eintretendes Gammaquant ein Signal hinterlässt, sinkt mit steigender γ -Energie E_γ . Der funktionale Zusammenhang $\eta(E_\gamma)$ entspricht einer Potenzfunktion. Deren Koeffizienten gilt es zu ermitteln.

Das Spektrum der ^{152}Eu -Quelle wird mit Hilfe des Programmes **GASPAN**[17] ausgewertet. Dieses unterteilt den gesamten Energiebereich in mehrere Teilintervalle und passt ein Polynom maximal vierten Grades an den Untergrund der Messung an. Nach Subtrahieren dieses Untergrundes werden Gaußkurven an die einzelnen Peaks angepasst und jeweils der Mittelwert E_{fit} sowie das Integral über die jeweilige Gaußverteilung ausgegeben. Letzteres wird im Folgenden mit A_{fit} bezeichnet.

Anhand der bekannten Intensitäten I_γ ¹ der einzelnen γ -Energien des Europium-152 kann nun in Form des Quotienten A_{fit}/I_γ ein Maß für die Empfindlichkeit des Germaniumdetektors berechnet werden. Die Ergebnisse sind der nachfolgenden Tabelle zu entnehmen:

¹ I_γ ist der Bruchteil aller Zerfälle des Kerns, bei denen ein Gammaquant mit der betreffenden Energie emittiert wird.

E_γ [keV]	E_{fit} [keV]	I_γ in %	A_{fit}	$\frac{A_{fit}}{I_\gamma}$
121,7817	122,175	28,37	89390	3150,86
244,6975	244,925	7,53	13940	1851,26
344,2785	344,794	26,57	34300	1290,93
778,9040	779,148	12,97	6780	522,74
964,079	964,107	14,63	6259	427,82
1085,869	1086,199	10,13	4392	433,56
1112,074	1112,090	13,54	4943	365,07
1408,066	1407,863	20,85	6057	290,50

Die γ -Energien konnten auf diese Weise bis auf einen Fehler von etwa einem halben Kiloelektronenvolt genau bestimmt werden.

Trägt man nun den natürlichen Logarithmus des Quotienten in der letzten Spalte gegen $\ln(E_\gamma)$ auf und legt man eine Ausgleichsgerade durch die Datenpunkte, so erhält man den Zusammenhang

$$\ln\left(\frac{A_{fit}}{I_\gamma}\right) = 12,89 - 0,99002 \cdot \ln(E_\gamma/\text{keV})$$

bzw. nach Exponieren der Gleichung über e :

$$\frac{A_{fit}}{I_\gamma} = \text{const.} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\text{keV}}\right)^{-0,99}$$

Im Wesentlichen verläuft also die Empfindlichkeit des Detektors wie $\frac{1}{E_\gamma}$.

Eine relative Linienintensität I_{fit} , normiert die auf die Empfindlichkeit des Detektors bei 100 keV, ergibt sich aus der Multiplikation der ermittelten Fläche A_{fit} eines Peaks mit dem Faktor $\left(\frac{E_\gamma}{100 \text{ keV}}\right)^{0,99}$.

Nun ist es von Interesse, den Zusammenhang zwischen der normierten Linienintensität I_{fit} und der Aktivität der Probe zu finden, um letztlich die Aktivität des Targets bestimmen zu können.

Die Aktivität der ^{152}Eu -Quelle hat zum Zeitpunkt der Messung 218,5 kBq betragen, d.h. pro Sekunde sind $218,5 \cdot 10^3$ Europium-Kerne zerfallen. Der Hersteller gibt hierfür einen relativen Fehler von 5% an. Die Summe der Linienintensitäten der acht in der vorstehenden Tabelle aufgelisteten γ -Linien beträgt 1,3459, d.h. die Quelle hat pro Sekunde etwa $294 \cdot 10^3$ Gammaquanten emittiert, die einer dieser acht Linien angehören. Addiert man die normierten Linienintensitäten I_{fit} der 8 Gamma-Linien, so kann man den Zusammenhang zwischen I_{fit} und der Gammaaktivität A_γ berechnen. Dieser lautet:

$$A_\gamma = 5,479 \frac{1}{t} \cdot I_{fit}$$

Dabei ist t die Dauer der Messung. Damit ist nun eine Beziehung bekannt, mit deren Hilfe die Aktivitäten der einzelnen γ -Linien des Targets berechnet werden können. Anhand des γ -Verzweigungsverhältnisses und der Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}$ eines Nuklides kann durch

$$N = \frac{T_{\frac{1}{2}} A_\gamma}{I_\gamma \ln 2}$$

berechnet werden, wie viele Kerne des betreffenden Nuklides zum Zeitpunkt der Messung vorhanden waren.

Für den Gold-Strahlstopper ist dies relativ einfach, das einzige in größerer Menge vorliegende Nuklid ist das Wismut-204. Für dessen drei intensivste Linien erhält man folgende Ergebnisse:

E_γ	A_γ	I_γ in %	N_{204Bi}
375 keV	2066 Bq	81,782	$1,47 \cdot 10^8$
899 keV	4335 Bq	98,456	$2,57 \cdot 10^8$
984 keV	2325 Bq	58,756	$2,31 \cdot 10^8$

Wie sich zeigt, weicht vor allem der anhand der energieärmsten Linie ermittelte Wert von den anderen ab. Eine Erklärung ist darin zu sehen, dass sich die Radionuklide wegen der geringen Eindringtiefe der Bor-Ionen in den *Au*-Strahlstopper (wenige Mikrometer) nur auf der strahlzugewandten Seite gebildet haben, so dass die von ihnen emittierte Gammastrahlung das Goldplättchen durchdringen muss, um zum Detektor zu gelangen. Da der Abschwächungskoeffizient in Gold für kleinere Energien höher ist, werden energiearme γ -Quanten zu einem größeren Anteil absorbiert oder gestreut als energiereiche.

Um diese Überlegung zu verifizieren, eignet sich ein Blick auf das von der anderen Seite aus aufgenommene Spektrum. In diesem Fall muss die Gammastrahlung von der Innenseite des Gold-Strahlstoppers nur die dünne Molybdänfolie durchdringen, um zum Detektor zu gelangen, der eben diskutierte Effekt sollte daher weniger stark auftreten. Allerdings befindet sich das Gold dabei einige Zentimeter vom Detektor entfernt, so dass hier keine absoluten Intensitäten bestimmt werden können.

E_γ	I_{fit}	I_γ in %	$\frac{I_{fit}}{I_\gamma}$
375 keV	41171	81,782	50342
899 keV	63556	98,456	64553
984 keV	33168	58,756	56450

In der Tat ist der Quotient aus gemessener Linienintensität und tatsächlichem Verzweigungsverhältnis für die 899 keV-Linie nun nur noch um 28% höher als der für die 375 keV-Linie, während es im zuvor betrachteten Fall 74% waren. Dass es noch immer eine Abweichung gibt, wird aus der Geometrie des Targets ersichtlich: Nur γ -Quanten, die unter einem sehr kleinen Winkel aus dem Strahlstopper austreten, können allein durch Durchquerung der dünnen *Mo*-Folie zum Detektor gelangen. Ist der Winkel größer, so muss eine gewisse Strecke durch den Edelstahl des Targetflansches bzw. der Targetzelle zurückgelegt werden. Dabei tritt der gleiche Effekt auf, der bereits für das Gold diskutiert wurde, er schlägt allerdings weniger stark zu Buche, da die Edelstahllegierung aus wesentlich leichteren Elementen als Gold besteht.

Die Abschwächung der Gammastrahlung im Gold-Strahlstopper kann anhand des Abschwächungskoeffizienten und der Dicke des Goldplättchens von 1,5 mm leicht korrigiert werden. Der Abschwächungskoeffizient ist in [29] für neun γ -Energien im Bereich von 0,1 bis 1 MeV tabelliert, lineare Interpolation liefert die in der nachfolgenden Tabelle aufgelisteten Werte. Die mit dem Faktor $e^{0,15\text{cm}\cdot\mu}$ korrigierten Größen $A_{\gamma\text{korrr}}$ und $N_{204Bi\text{korrr}}$ sind dort ebenfalls aufgeführt:

E_γ	μ	$A_{\gamma \text{ korr}}$	$N_{204 \text{ Bi korr}}$
375 keV	4,96 cm ⁻¹	4349 Bq	3,09·10 ⁸
899 keV	1,50 cm ⁻¹	5429 Bq	3,22·10 ⁸
984 keV	1,37 cm ⁻¹	2855 Bq	2,84·10 ⁸

Als Ergebnis für die Zahl der vorhandenen Wismutkerne wird der (mit I_{fit} gewichtete) Mittelwert herangezogen, dieser lautet $N_{204 \text{ Bi}} \approx 3,1 \cdot 10^8$.

Anhand dieser Zahl gilt es nun, Rückschlüsse auf die Produktionsraten $R_{204 \text{ Po}}$ und $R_{204 \text{ Bi}}$ im Strahlstopper während des Beschusses mit ^{11}B zu ziehen, also auf die Zahl der Kerne pro Zeiteinheit, die vom entsprechenden Nuklid gebildet wurden. Aus dieser kann letztlich die Neutronenerzeugungsrates im Strahlstopper bestimmt werden.

Für die Zahl der ^{204}Po -Kerne N_{Po} gilt während der Bestrahlung die Differentialgleichung

$$\frac{dN_{Po}}{dt} = -\lambda_{Po}N_{Po} + R_{204 \text{ Po}},$$

wobei $\lambda_{Po} = \frac{\ln 2}{T_{\frac{1}{2}, Po}}$ die zugehörige Zerfallskonstante ist.

Da das Nuklid ^{204}Bi sowohl durch den Zerfall von ^{204}Po entstehen kann, als auch direkt durch Kernreaktion zwischen ^{11}B und ^{197}Au , ergibt sich hier die gekoppelte Gleichung

$$\frac{dN_{Bi}}{dt} = -\lambda_{Bi}N_{Bi} + \lambda_{Po}N_{Po} + R_{204 \text{ Bi}}.$$

Nach dem Abschalten des Strahls fällt in beiden Gleichungen jeweils der letzte Term weg. Die erste Gleichung ist durch Variablenseparation leicht zu lösen, über

$$\frac{dN_{Po}}{-\lambda_{Po}N_{Po} + R_{204 \text{ Po}}} = dt$$

gelangt man zu der Lösung

$$N_{Po}(t) = \frac{R_{204 \text{ Po}}}{\lambda_{Po}} (1 - e^{-\lambda_{Po}t}), \quad (\text{A.1})$$

wobei als Anfangsbedingung $N_{Po}(0) = 0$ gefordert wurde.

Die andere Gleichung kann durch den Ansatz

$$N_{Bi}(t) = A e^{-\lambda_{Po}t} + B e^{-\lambda_{Bi}t} + C$$

gelöst werden. Setzt man diesen zusammen mit der obigen Lösung für $N_{Po}(t)$ in die Differentialgleichung ein, so führt dies zu den Bedingungen

$$A = \frac{R_{204 \text{ Po}}}{\lambda_{Bi} - \lambda_{Po}} \quad \text{und} \quad C = \frac{R_{204 \text{ Bi}} + R_{204 \text{ Po}}}{\lambda_{Bi}}.$$

Die Konstante B muss aus der Anfangsbedingung $N_{Bi}(0) = 0$ bestimmt werden. Nach kurzem Umformen lautet die Lösung dann:

$$N_{Bi}(t) = \frac{R_{204 \text{ Po}}}{\lambda_{Bi} - \lambda_{Po}} (e^{-\lambda_{Po}t} - e^{-\lambda_{Bi}t}) + \frac{R_{204 \text{ Bi}} + R_{204 \text{ Po}}}{\lambda_{Bi}} (1 - e^{-\lambda_{Bi}t})$$

Wird der Strahl zum Zeitpunkt $t = 0$ ein- und zum Zeitpunkt $t = t_1$ wieder ausgeschaltet, so stellen sich für die beiden betrachteten Nuklide die Populationen $N_{Po}(t_1)$ und $N_{Bi}(t_1)$ ein, die sich mit Hilfe der eben hergeleiteten Gleichungen berechnen lassen. Erfolgt zum Zeitpunkt t_2 ($t_2 > t_1$) eine Messung, so sind bis dahin einige Kerne wieder zerfallen. Um diese Abnahme zu quantifizieren, müssen die beiden Differentialgleichungen nun für Zeiten $t \geq t_1$ ohne die Ratenterme R_{204Po} und R_{204Bi} nochmals gelöst werden.

Für das Polonium hat man folglich die Gleichung

$$\frac{dN_{Po}}{dt} = -\lambda_{Po}N_{Po},$$

wobei an der Stelle $t = t_1$ der Anschluss zur Lösung für $t \leq t_1$ herzustellen ist. Es ergibt sich das Zerfallsgesetz

$$N_{Po}(t) = N_{Po}(t_1) \cdot e^{-\lambda_{Po}(t-t_1)} \quad \text{für } t \geq t_1. \quad (\text{A.2})$$

Für das Wismut hat man nun die Gleichung

$$\frac{dN_{Bi}}{dt} = -\lambda_{Bi}N_{Bi} + \lambda_{Po}N_{Po},$$

die sich durch den Ansatz

$$N_{Bi}(t) = A e^{-\lambda_{Po}t} + B e^{-\lambda_{Bi}t}$$

lösen lässt. Einsetzen liefert die eine Konstante

$$A = \frac{\lambda_{Po}}{\lambda_{Bi} - \lambda_{Po}} N_{Po}(t_1) e^{-\lambda_{Po}t_1},$$

und nach Bestimmung von B aus der Stetigkeitsbedingung bei $t = t_1$ lautet die Lösung für $t \geq t_1$ schließlich

$$N_{Bi}(t) = \frac{\lambda_{Po}}{\lambda_{Bi} - \lambda_{Po}} N_{Po}(t_1) e^{-\lambda_{Po}(t-t_1)} + \left[N_{Bi}(t_1) - \frac{\lambda_{Po}}{\lambda_{Bi} - \lambda_{Po}} N_{Po}(t_1) \right] e^{-\lambda_{Bi}(t-t_1)}.$$

Eine Schwierigkeit besteht nun darin, dass ^{204}Po mit einer Halbwertszeit von 3,53 Stunden zu kurzlebig ist, als dass es sich zum Zeitpunkt der Messung noch nachweisen ließe. Infolge dessen ist nur $N_{Bi}(t_2)$ bekannt, was nicht ausreicht, um zwei Unbekannte R_{204Po} und R_{204Bi} zu bestimmen. Aus diesem Grunde muss ein Ergebnis der Simulationsrechnung mit einbezogen werden, nämlich das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zur Produktion von ^{204}Po und ^{204}Bi , das $\frac{243}{8,4}$ beträgt und gleichzeitig auch das Verhältnis der Produktionsraten wiedergibt.

Der hier angenommene Fall, der Strahl sei einmalig für eine bestimmte Zeit eingeschaltet worden, stimmt nicht mit dem tatsächlichen zeitlichen Verlauf überein, in Wirklichkeit wurde der Strahl sehr oft für kurze Messungen ein- und ausgeschaltet, erst gegen Ende erfolgten zwei längere Messungen über etwa 11 Minuten beziehungsweise 8 Stunden und 12 Minuten, zwischen beiden vergingen nur wenige Minuten. Vereinfachend werde daher angenommen, der Strahl sei einmalig für 8 Stunden und 23 Minuten eingeschaltet gewesen,

somit ist $t_1 = 30180\text{ s}$. Vom Abschalten des Strahls bis zur Messung vergehen weitere 30h 7min, d.h. $t_2 = 108420\text{ s} + 30180\text{ s} = 138600\text{ s}$. Die Zerfallskonstanten errechnen sich aus den Halbwertszeiten von 3,53h bzw. 11,22h zu $\lambda_{Po} = 5,454 \cdot 10^{-5}\text{ s}^{-1}$ und $\lambda_{Bi} = 1,716 \cdot 10^{-5}\text{ s}^{-1}$. Eliminiert man R_{204Bi} mit der Beziehung

$$R_{204Bi} = \frac{8,4}{243} R_{204Po},$$

so erhält man aus den Gleichungen für $t \leq t_1$:

$$N_{Po}(t_1) = 14800\text{ s} \cdot R_{204Po} \quad \text{und} \quad N_{Bi}(t_1) = 35151\text{ s} \cdot R_{204Po}$$

In der Gleichung, die $N_{Bi}(t)$ für Zeiten $t \geq t_1$ bestimmt, kann man damit nun die beiden unbekanntenen Größen auf der rechten Seite durch R_{204Po} ausdrücken und erhält die Beziehung

$$N_{Bi}(t_2) = 8771,0\text{ s} \cdot R_{204Po}$$

Mit dem durch Gammaskopie ermittelten Wert $N_{Bi} = 3,1 \cdot 10^8$ erhält man daraus

$$R_{204Po} = 3,5 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{s}}.$$

Daraus berechnet man über das oben angegebene Verhältnis der Produktionsraten ferner $R_{204Bi} = 1,2 \cdot 10^3\text{ s}^{-1}$. Da der Compoundkern aus ^{11}B und ^{197}Au ^{208}Po wäre, setzt die Produktion von ^{204}Po vier Neutronen und die zum ^{204}Bi drei Neutronen und ein Proton frei. Entsprechend erwartet man allein aufgrund dieser beiden Reaktionen eine Neutronenerzeugungsrate von $1,4 \cdot 10^5\text{ s}^{-1}$. Um all die anderen Kernreaktionen, die in dem Goldscheibchen stattfinden, ebenfalls zu berücksichtigen, ist es hilfreich, erneut die Vorhersagen durch das Programm PACE4 zu Rate zu ziehen. Auf 10^5 Kernreaktionen, von denen 74398 einen ^{204}Po -Kern erzeugen, kommen demnach 355190 Neutronen. Damit lässt sich die komplette Neutronenerzeugungsrate im Strahlstopper aus R_{204Po} berechnen, das Ergebnis lautet

$$R_n = 1,7 \cdot 10^5\text{ s}^{-1}.$$

Analoge Betrachtungen können nun für das Eintrittsfenster aus Molybdän durchgeführt werden, wobei sich die Rekonstruktion dort infolge der vielen Isotope erheblich schwieriger gestaltet. Ein Blick auf die Liste der vorhergesagten Nuklide zeigt ein weiteres Problem auf: In den meisten Fällen gibt es einen angeregten, metastabilen Zustand des Kerns, der eine völlig andere Halbwertszeit aufweist als der Grundzustand. Dem müsste dadurch Rechnung getragen werden, dass die Populationen von Grund- und Metazustand als zwei unabhängige Größen behandelt werden, was die Komplexität des zugehörigen Gleichungssystems sehr erhöht. Da die Simulation ferner keine Antwort auf die Frage gibt, welcher Anteil der erzeugten Kerne im angeregten Zustand vorliegt, wäre das Gleichungssystem zudem zwangsweise unterbestimmt, sobald man einen der beiden Zustände infolge zu langer oder zu kurzer Halbwertszeit nicht nachweisen kann. Immer dann benötigt man nämlich das Verhältnis der Produktionsraten für Grund- und Anregungszustand, um weiterrechnen zu können. Dies ist im vorangehenden Abschnitt ersichtlich, dort konnte N_{204Po}

nicht gemessen werden, aber das bekannte Produktionsratenverhältnis machte die Gleichungen lösbar.

Daher ist es zweckmäßig, sich auf solche Nuklide zu beschränken, die keinen langlebigen Metazustand aufweisen. Hier kommen nur ^{100}Pd , ^{101}Pd und ^{97}Ru in Frage. Die beiden erstgenannten Nuklide können sowohl direkt produziert werden, als auch durch den Zerfall der Silberisotope ^{100}Ag bzw. ^{101}Ag . Letztere haben Halbwertszeiten von einigen Minuten, insofern kann in guter Näherung angenommen werden, dass diese praktisch instantan in Palladium zerfallen. Folglich macht man keinen großen Fehler, wenn man die Produktionsquerschnitte der beiden Palladiumisotope um die der zugehörigen Silberisotope erhöht. Die folgende Tabelle gibt die von PACE4 vorhergesagten Querschnitte, aufgeschlüsselt nach den Molybdänisotopen, wieder. Auch die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von ^{97}Rh und ^{97}Ru sind dort aufgeführt:

<i>Mo</i> -Isotop (Anteil)	$\sigma_{^{100}\text{Pd}}$ (mbarn)	$\sigma_{^{100}\text{Ag}}$ (mbarn)	$\sigma_{^{101}\text{Pd}}$ (mbarn)	$\sigma_{^{101}\text{Ag}}$ (mbarn)	$\sigma_{^{97}\text{Rh}}$ (mbarn)	$\sigma_{^{97}\text{Ru}}$ (mbarn)
^{92}Mo (14,84%)	60,5	36,3	0,0995	0,137	66,4	24,8
^{94}Mo (9,25%)	59,8	20,9	373	347	5,77	2,43
^{95}Mo (15,92%)	0,0128	0	87	88,4	0	0

Die vier übrigen Molybdän-Isotope tragen nicht zur Produktion der aufgelisteten Nuklide bei.

Das Nuklid ^{97}Rh besitzt zwar einen vergleichsweise langlebigen Metazustand, allerdings unterscheidet sich dessen Halbwertszeit mit 44 Minuten nur wenig von der des Grundzustandes (31 min). Ferner sind beide Zeiten kurz im Vergleich zur Einschaltdauer des Strahls. Daher ist auch hier die Vereinfachung gerechtfertigt, entstehendes ^{97}Rh zerfalle instantan in ^{97}Ru .

Multipliziert man die Wirkungsquerschnitte mit der Häufigkeit des jeweiligen *Mo*-Isotops und summiert man über alle Isotope, so erhält man folgende Gesamtquerschnitte $\bar{\sigma}$, die zur Produktion des jeweiligen Nuklides beitragen sollten:

Nuklid	$\bar{\sigma}$
^{97}Ru	14,29 mbarn
^{100}Pd	21,83 mbarn
^{101}Pd	94,64 mbarn

Die Zahl N der zum Zeitpunkt der Messung vorhandenen Kerne lässt sich für alle drei betrachteten Nuklide aus dem Gammaspektrum bestimmen, das 30h 37min nach dem Abschalten des Strahls aufgenommen wurde:

Nuklid	$T_{\frac{1}{2}}$	E_{γ} (keV)	A_{γ}	I_{γ}	N
^{97}Ru	2,9 d	215,7	1667 Bq	85,6%	$7,0 \cdot 10^8$
		324,49	147 Bq	10,8%	$4,9 \cdot 10^8$
^{100}Pd	3,63 d	84,00	439 Bq	52%	$3,8 \cdot 10^8$
		74,78	505 Bq	47,8%	$4,8 \cdot 10^8$
		126,15	146 Bq	7,8%	$8,5 \cdot 10^8$
^{101}Pd	8,47 h	296,29	581 Bq	19,2%	$1,3 \cdot 10^8$
		590,44	447 Bq	12,1%	$1,6 \cdot 10^8$
		269,67	116 Bq	6,4%	$0,8 \cdot 10^8$

Aus dem zweiten Spektrum, das über eine Woche später aufgenommen wurde, kann man analoge Informationen über ^{97}Ru und ^{100}Pd gewinnen, lediglich das dritte Nuklid ist wegen seiner kürzeren Halbwertszeit schon weitgehend zerfallen. Die Ergebnisse lauten:

Nuklid	$T_{\frac{1}{2}}$	E_{γ} (keV)	A_{γ}	I_{γ}	N
^{97}Ru	2,9 d	215,7	282 Bq	85,6%	$1,2 \cdot 10^8$
		324,49	21 Bq	10,8%	$0,7 \cdot 10^8$
^{100}Pd	3,63 d	84,00	124 Bq	52%	$1,1 \cdot 10^8$
		74,78	101 Bq	47,8%	$1,0 \cdot 10^8$
		126,15	58 Bq	7,8%	$3,4 \cdot 10^8$

Nach dem Zerfallsgesetz sollte die ^{97}Ru -Population von der ersten Messung bis zur zweiten um den Faktor 0,147 abgefallen sein, die ^{100}Pd -Population hingegen um den Faktor 0,217, was im Rahmen der Messgenauigkeit mit den Ergebnissen verträglich ist.

Man erkennt, dass vor allem wenig intensive Linien meist stark abweichende Resultate liefern. Dies dürfte seine Ursache darin haben, dass bei schwachen Linien der Untergrund besonders ins Gewicht fällt und man entsprechend bei den Ergebnissen, die GASPAN hier liefert, mit einem hohen prozentualen Fehler rechnen muss. Um eine Größe für die weitere Rechnung zu haben, wird für die drei Nuklide jeweils der mit I_{fit} gewichtete Mittelwert \bar{N} von N bestimmt. Man muss sich im Klaren darüber sein, dass dieser nur die Größenordnung richtig wiedergeben kann, aber keineswegs ein exakter Messwert ist.

Mit Hilfe der Gleichungen

$$N(t_1) = N(t_2) \cdot e^{\lambda(t_2 - t_1)} \quad \text{und} \quad R = \frac{N(t_1) \cdot \lambda}{1 - e^{-\lambda t_1}},$$

die den bereits an früherer Stelle verwendeten Gleichungen (A.2) bzw. (A.1) entsprechen, können nun die Produktionsraten der drei Nuklide berechnet werden:

Nuklid	$\bar{N}(t_2)$	R
^{97}Ru	$6,8 \cdot 10^8$	$3,2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$
^{100}Pd	$4,9 \cdot 10^8$	$2,1 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$
^{101}Pd	$1,4 \cdot 10^8$	$7,4 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$

Aufgrund der vorhergesagten Wirkungsquerschnitte $\bar{\sigma}$ würde man bei einem Strahlstrom von 100 nA bzw. $1,25 \cdot 10^{11}$ einlaufenden B^{5+} -Ionen pro Sekunde und einer Foliendicke von 5 μm , die einer Flächendichte der Molybdänatome von $3,23 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ entspricht, folgende Produktionsraten erwarten:

Nuklid	$\bar{\sigma}$	R_{th}
^{97}Ru	14,29 mbarn	$5,8 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$
^{100}Pd	21,83 mbarn	$8,8 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$
^{101}Pd	94,64 mbarn	$3,8 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$

Der Vergleich der aus der Gammaspektroskopie gewonnenen Raten R mit den aus dem Wirkungsquerschnitt berechneten Raten R_{th} zeigt, dass die anhand des Gammaspektrums berechneten Produktionsraten die richtige Größenordnung wiedergeben. Da der Strahlstrom von 100 nA bei den ersten Testmessungen wegen eines Defektes nicht direkt am Target, sondern nur in größerer Entfernung gemessen werden konnte, ist davon auszugehen, dass der am Target tatsächlich ankommende Strahlstrom geringer war. Daher ist es plausibel, dass stets $R < R_{th}$ ist. Auch mögliche zeitliche Schwankungen des Strahlstromes wurden nicht berücksichtigt. Allerdings fällt auf, dass das Verhältnis der mittels Gammaspektroskopie ermittelten Produktionsraten nicht exakt dem der vorhergesagten Wirkungsquerschnitte folgt. Die Tendenz, dass ^{101}Pd mit Abstand am häufigsten vertreten ist, spiegelt sich zwar klar wieder, doch vor allem das Verhältnis der beiden anderen Nuklide zueinander ist nicht mit der Simulation konsistent.

Dies ist zusammen mit dem Umstand, dass die Simulation keine Erklärung für die beobachtete $140,5 \pm 1 \text{ keV}$ -Linie zu geben vermag, ein weiteres Indiz dafür, dass PACE4 die Kernreaktionen in der Molybdänfolie nicht uneingeschränkt richtig wiedergibt.

Um die Neutronenproduktionsrate in der *Mo*-Folie abzuschätzen, muss man sich dennoch auf die Ergebnisse der Simulation stützen, da man v.A. Kernreaktionen hin zu stabilen Nukliden nicht anders erfassen kann.

Mittelt man die Vorhersagen von PACE4 für die einzelnen *Mo*-Isotope entsprechend deren Anteil am natürlichen Isotopenverhältnis, so erhält man eine Ausbeute von 3,70 Neutronen pro Kernreaktion und einen Wirkungsquerschnitt von 1288,8 mbarn für das Ablaufen einer beliebigen Kernreaktion zwischen Bor und Molybdän. Erhöht man die für ^{101}Pd ermittelte Reaktionsrate entsprechend dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von $\frac{1288,8}{94,64}$, so erhält man die Zahl der Kernreaktionen, die der Borstrahl innerhalb einer Sekunde in der Folie hervorruft. Multipliziert man diese mit der mittleren Neutronenausbeute pro Kernreaktion, so ergibt sich folgende Neutronenproduktionsrate:

$$R_n = 3,7 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

Wiederholt man dies für die beiden Nuklide ^{100}Pd und ^{97}Ru , so erhält man die Ergebnisse $4,6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ bzw. $10,7 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Dies zeigt, dass die Neutronenproduktionsrate im Eintrittsfenster grob eine Größenordnung über der im Strahlstopper ($1,7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$) liegt um man sich bei Anstrengungen zur Reduzierung des Neutronenuntergrundes primär auf das Eintrittsfenster konzentrieren sollte.

A.3 Simulationsstudien zur Neutronenproduktion in verschiedenen Targetmaterialien

Durch Auswahl anderer Targetmaterialien soll der Neutronenuntergrund, der durch die Wechselwirkung mit dem Bor-Strahl entsteht, verringert werden. Da das Durchprobieren vieler Folien und Strahlstopper sehr zu Lasten der ohnehin knappen Strahlzeit geht, werden für die verschiedenen in Frage kommenden Materialien anhand von Simulationsrechnungen mit PACE4 Vorhersagen über die Neutronenerzeugungsrate im Strahl erstellt. Dies erlaubt es, sich während der Strahlzeit auf die aussichtsreichsten Kandidaten zu beschränken.

A.3.1 Eintrittsfenster

Zunächst wird für alle stabilen Isotope der in Frage kommenden Elemente die Reaktion mit ^{11}B simuliert und der gesamte Wirkungsquerschnitt für Kernreaktionen sowie die mittlere Anzahl \bar{N}_n der pro Kernreaktion freiwerdenden Neutronen bestimmt. Das Programm PACE4 gibt ferner eine Winkelverteilung der entstehenden Neutronen aus. Da die Neutronen aus der Reaktion zwischen Bor und Wasserstoff nur unter Winkeln $\lesssim 40^\circ$ austreten und sämtliche Experimente somit auf diesen Winkelbereich beschränkt sind, ist ferner $\bar{N}_{n,40^\circ}$ von Interesse, die Zahl der unter einem Winkel von weniger als 40 Grad emittierten Neutronen. Isotope mit weniger als einem Prozent Anteil am natürlichen Isotopengemisch werden dabei vernachlässigt, über die verbleibenden wird entsprechend ihrer Häufigkeit gemittelt. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle aufgelistet, zu Vergleichszwecken ist auch Gold, das Material des Strahlstoppers, aufgeführt, obwohl dieses aufgrund seiner mechanischen Eigenschaften als Eintrittsfenster nicht in Betracht kommt.

Nuklid	Anteil	σ in mbarn	\bar{N}_n	$\bar{N}_{n,40^\circ}$
^{197}Au	100%	611	3,73	0,53
^{198}Pt	7,2%	660	4,73	0,68
^{196}Pt	25,3%	648	4,47	0,65
^{195}Pt	33,8%	642	4,44	0,64
^{194}Pt	32,9%	635	4,12	0,59
<i>Pt</i> - Mittelwert		643	4,36	0,63
^{181}Ta	99,988%	766	4,35	0,64
^{92}Mo	14,84%	1244	2,53	0,43
^{94}Mo	9,25%	1266	3,18	0,54
^{95}Mo	15,92%	1277	3,47	0,59
^{96}Mo	16,68%	1288	3,71	0,62
^{97}Mo	9,55%	1299	4,04	0,67
^{98}Mo	24,13%	1310	4,26	0,71
^{100}Mo	9,63%	1331	4,66	0,76
<i>Mo</i> - Mittelwert		1288	3,70	0,62

Nuklid	Anteil	σ in mbarn	\bar{N}_n	$\bar{N}_{n,40^\circ}$
^{46}Ti	8,25%	1202	1,99	0,40
^{47}Ti	7,44%	1223	2,39	0,47
^{48}Ti	73,72%	1237	2,74	0,54
^{49}Ti	5,41%	1257	3,20	0,62
^{50}Ti	5,18%	1278	3,54	0,69
Ti - Mittelwert		1236	2,72	0,54
^{27}Al	100%	1037	1,72	0,38
^{16}O	99,762%	862	1,11	0,30
^{14}N	99,634%	823	1,15	0,31
^{12}C	98,89%	784	0,99	0,29
^{13}C	1,11%	813	1,52	0,43
C - Mittelwert		784	1,00	0,29

Anhand der Dichte der einzelnen Stoffe und der Atommassen kann die Anzahldichte der Atome $\rho_{Atom} = \frac{N_{Atom}}{V} = \frac{N_{Atom}}{A \cdot d}$ berechnet werden. Bei Kunststoffen ist hierfür zusätzlich die Kenntnis der Summenformel erforderlich (vgl. Abbildung A.2). Multipliziert man die

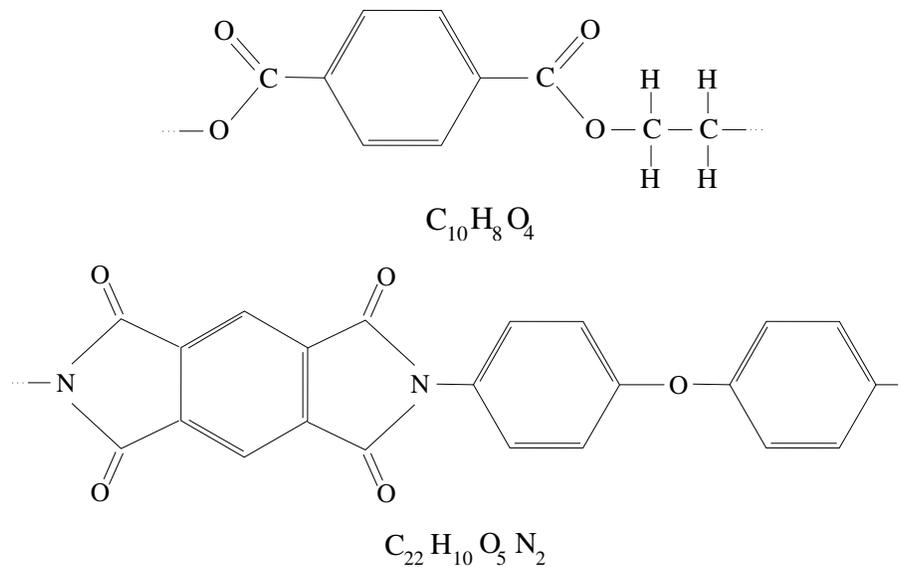


Abbildung A.2: Strukturformel einer Reptiereinheit und Summenformel der Kunststoffe Polyethylterephthalat (PET, oben) und Polyimid (unten).

se Anzahldichte mit dem jeweiligen Wirkungsquerschnitt sowie mit \bar{N}_n , so erhält man die Neutronen-Produktionswahrscheinlichkeit pro Schichtdicke für einen durchlaufenden Bor-Kern. Nach Multiplikation mit der gewünschten Foliendicke d hat man damit eine Vergleichsgröße, welchen Neutronenuntergrund die jeweilige Folie liefert. Bei Kunststofffolien ist der Beitrag des Wasserstoffs nicht berücksichtigt, da dieser keinen Untergrund liefert, sondern gerade die erwünschten, monoenergetischen Neutronen. Die Flächendichte des gasförmigen Wasserstoffs muss daher um die Wasserstoff-Flächendichte in der Folie erhöht werden.

Material	Dichte in $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	Element	ρ_{Atom} in $\frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m}}$	$\rho_{Atom} \cdot \sigma \cdot \bar{N}_n$ in $\frac{1}{\mu\text{m}}$
Gold	19,32	Au	$5,91 \cdot 10^{18}$	$1,35 \cdot 10^{-5}$
Platin	21,45	Pt	$6,62 \cdot 10^{18}$	$1,86 \cdot 10^{-5}$
Tantal	16,65	Ta	$5,54 \cdot 10^{18}$	$1,85 \cdot 10^{-5}$
Molybdän	10,22	Mo	$6,42 \cdot 10^{18}$	$3,06 \cdot 10^{-5}$
Titan	4,54	Ti	$5,71 \cdot 10^{18}$	$1,92 \cdot 10^{-5}$
Aluminium	2,70	Al	$6,02 \cdot 10^{18}$	$1,07 \cdot 10^{-5}$
PET	1,40	C	$4,39 \cdot 10^{18}$	$3,44 \cdot 10^{-6}$
		O	$1,75 \cdot 10^{18}$	$1,67 \cdot 10^{-6}$
		H	$3,51 \cdot 10^{18}$	
		C	$4,92 \cdot 10^{18}$	$3,86 \cdot 10^{-6}$
		O	$1,12 \cdot 10^{18}$	$1,07 \cdot 10^{-6}$
Polyimid	1,42	N	$0,45 \cdot 10^{18}$	$0,43 \cdot 10^{-6}$
		H	$2,24 \cdot 10^{18}$	

Anschaulich bedeutet dieses Ergebnis, dass z.B. ein ^{11}B -Kern mit einer kinetischen Energie von 60 MeV, der eine 1 μm dicke Tantalfolie durchquert, dabei im Mittel $1,85 \cdot 10^{-5}$ Neutronen erzeugt.

Soweit scheinen die aus leichten Elementen bestehenden Kunststoffe viele Vorteile zu bieten, die Wirkungsquerschnitte für Kernreaktionen sind gering und die Zahl der pro Reaktion freigesetzten Neutronen ist niedriger als bei den Metallen.

Berücksichtigt man jedoch die Winkelverteilung der Neutronen, so zeigen leichte Elemente einen Nachteil. Da hier beide Stoßpartner in etwa gleich schwer sind, weist der Schwerpunkt eine deutlich höhere Geschwindigkeit auf, als wenn ein Bor-Kern auf einen wesentlich schwereren, ruhenden Kern trifft. Entsprechend wird die Winkelverteilung der Neutronen im Laborsystem hin zu kleinen Winkeln um die Strahlachse verschoben und ein größerer Anteil der insgesamt entstehenden Neutronen findet sich in einem 40°-Kegel um die Strahlachse wieder.

Beschränkt man sich auf die Neutronen in diesem Winkelbereich, so ergibt sich Folgendes:

Material	Element	$\rho_{Atom} \cdot \sigma \cdot N_{n,40^\circ}$ in $\frac{1}{\mu\text{m}}$
Gold	Au	$1,91 \cdot 10^{-6}$
Platin	Pt	$2,68 \cdot 10^{-6}$
Tantal	Ta	$2,72 \cdot 10^{-6}$
Molybdän	Mo	$5,13 \cdot 10^{-6}$
Titan	Ti	$3,81 \cdot 10^{-6}$
Aluminium	Al	$2,37 \cdot 10^{-6}$
PET	C	$1,00 \cdot 10^{-6}$
	O	$0,45 \cdot 10^{-6}$
Polyimid	Summe	$1,45 \cdot 10^{-6}$
	C	$1,12 \cdot 10^{-6}$
	O	$0,29 \cdot 10^{-6}$
	N	$0,11 \cdot 10^{-6}$
	Summe	$1,52 \cdot 10^{-6}$

Die Abstände zwischen den einzelnen Materialien haben sich teils verschoben, die Kunststoffe erzeugen aber auch unter Berücksichtigung der Winkelverteilung noch immer den geringsten Neutronenuntergrund pro μm Foliendicke.

A.3.2 Strahlstopper

Der Strahlstopper ist den Ergebnissen der Gammaspektroskopie zufolge nur für einen kleinen Anteil des Neutronenuntergrundes verantwortlich, größenordnungsmäßig für etwa 10%. Die Optimierung des Strahlstoppers ist insofern nur von untergeordneter Bedeutung. Allerdings ist der technologische Aufwand zur Herstellung eines massiven Strahlstoppers wesentlich geringer als der zur Produktion einer nur wenige Mikrometer dicken Folie, daher ist das Durchprobieren verschiedener Elemente hier relativ schnell und einfach zu realisieren.

Auch hier wird der Neutronenuntergrund für einige Elemente mit Hilfe von PACE4-Simulationen vorhergesagt. Wie bereits in Kapitel 4.1.3 dargelegt wurde, haben schwere Elemente hier große Vorteile, da sie den einlaufenden Bor-Ionen einerseits einen höheren differentiellen Energieverlust zufügen und andererseits eine hohe Coulombbarriere aufweisen. Neben dem während der ersten Strahlzeit verwendeten Gold wird im weiteren Blei betrachtet, sowie Wismut. Alle schwereren Elemente sind instabil (im Grunde ist bereits Wismut nicht mehr stabil, in Anbetracht seiner Halbwertszeit von $2 \cdot 10^{19}$ Jahren fällt dies jedoch nicht ins Gewicht), exemplarisch wird im Weiteren nur noch das Nuklid ^{238}U betrachtet, das mit einer Halbwertszeit von etwa $4,5 \cdot 10^9$ Jahren das langlebigste Nuklid oberhalb von Wismut ist.

Sowohl der differentielle Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ von ^{11}B -Ionen als auch der Wirkungsquerschnitt für Kernreaktionen mit dem Bor sind energieabhängig. Nach dem Energieverlust in Eintrittsfenster und Wasserstoffgas liegt die kinetische Energie der Bor-Ionen in etwa bei 55 MeV. Es wird daher, beginnend bei 55 MeV, in Schritten von je einem MeV eine Simulation mit SRIM (zum Energieverlust) bzw. PACE4 (zum Neutronen-Produktionsquerschnitt) für diese Größen durchgeführt:

Element	Dichte	Energie	$\frac{dE}{dx}$ [$\frac{\text{MeV}}{\mu\text{m}}$]	σ [mbarn]	\bar{N}_n	$\bar{N}_{n,40^\circ}$
Gold	$19,32 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	55 MeV	1,31	327	3,55	0,50
		54 MeV	1,32	262	3,52	0,49
		53 MeV	1,34	195	3,48	0,49
		52 MeV	1,35	125	3,40	0,48
		51 MeV	1,37	52	3,41	0,47
		50 MeV		0		
Blei	$11,35 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	55 MeV	0,769	245	3,11	0,45
		54 MeV	0,779	178	3,00	0,43
		53 MeV	0,789	107	2,95	0,43
		52 MeV	0,798	32,5	2,92	0,42
		51 MeV		0		

Element	Dichte	Energie	$\frac{dE}{dx}$ [$\frac{\text{MeV}}{\mu\text{m}}$]	σ [mbarn]	\bar{N}_n	$\bar{N}_{n,40^\circ}$
Wismut	$9,75 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	55 MeV	0,654	203	2,77	0,39
		54 MeV	0,662	134	2,70	0,38
		53 MeV	0,670	61,7	2,65	0,37
		52 MeV		0		
Uran	$18,95 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	55 MeV	1,25	0		

Bei Blei und Uran wurden für die Simulation mit PACE4 die Isotope ^{208}Pb bzw. ^{238}U herangezogen.

Nun gilt es, eine Vorhersage zu treffen, wie viele Neutronen ein mit einer Energie von 55 MeV einlaufender ^{11}B -Kern im Mittel hervorruft. Die Energie des Kerns nimmt mit zunehmender Eindringtiefe kontinuierlich ab, entsprechend verringert sich der Wirkungsquerschnitt für Kernreaktionen immer weiter, bis schließlich die Coulombbarriere Kernreaktionen unmöglich macht. Dieser Vorgang kann in diskreten Energieschritten von 1 MeV approximativ beschrieben werden. Das Programm PACE4 erlaubt Simulationen nur für ganzzahlige Energien (in MeV), insofern ist dies die feinste, verfügbare Abstufung. Sind entsprechende Simulationsrechnungen durchgeführt, so berechnet man nun jeweils die Strecke, nach der der Bor-Kern ein weiteres MeV an Energie verloren hat. Bestimmt man (anhand von Dichte und Atommasse) danach die Flächendichte der Absorberatome innerhalb dieser Strecke und multipliziert diese mit dem Wirkungsquerschnitt und der Zahl \bar{N}_n der pro Kernreaktion im Mittel frei werdenden Neutronen, so erhält man die gesuchte Größe:

Material	Energiebereich [MeV]	n je ^{11}B -Kern	n in 40° -Kegel je ^{11}B -Kern
Gold	55-54	$5,2 \cdot 10^{-6}$	$7,4 \cdot 10^{-7}$
	54-53	$4,1 \cdot 10^{-6}$	$5,7 \cdot 10^{-7}$
	53-52	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$4,2 \cdot 10^{-7}$
	52-51	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-7}$
	51-50	$0,8 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$
Summe		$15,0 \cdot 10^{-6}$	$21,0 \cdot 10^{-7}$
Blei	55-54	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-7}$
	54-53	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-7}$
	53-52	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$
	52-51	$0,4 \cdot 10^{-6}$	$0,6 \cdot 10^{-7}$
Summe		$7,3 \cdot 10^{-6}$	$10,4 \cdot 10^{-7}$
Wismut	55-54	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-7}$
	54-53	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$
	53-52	$0,7 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$
Summe		$4,6 \cdot 10^{-6}$	$6,6 \cdot 10^{-7}$
Uran	55-54	0	0
Summe		0	0

Der Simulation in Abschnitt A.3.1 zufolge erzeugt ein durch eine $5 \mu\text{m}$ dicke Molybdänfolie dringender ^{11}B -Kern mit einer Anfangsenergie von 60 MeV im Mittel näherungsweise $2,6 \cdot$

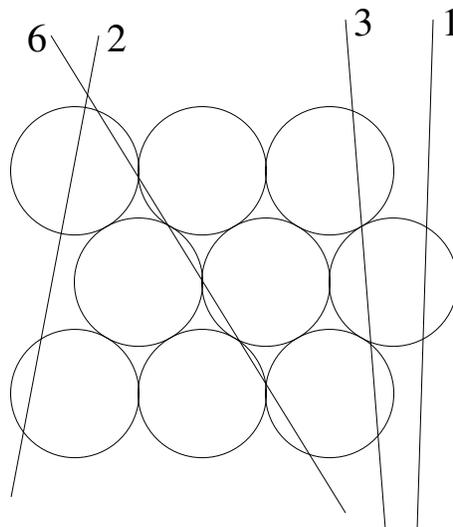
10^{-5} Neutronen, die in einen 40° -Kegel um die Strahlachse emittiert werden, tritt er dagegen mit einer verbleibenden Energie von etwa 55 MeV in einen Strahlstopper aus Gold ein, so entstehen dieser Simulation zufolge nur weitere $2,1 \cdot 10^{-6}$ Neutronen. Zwischen beiden Zahlen liegt also in guter Näherung eine Größenordnung, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Gammaskopie.

A.4 Spurrekonstruktion in MDT-Myonkammern mit 3 Rohrlagen

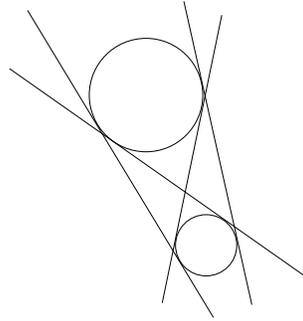
Für große, aus zwei Multilagen bestehende MDT-Kammern, wie sie im ATLAS-Experiment eingesetzt werden, stehen Spurrekonstruktionsalgorithmen zur Verfügung. Hier stellt sich dagegen das Problem, mit Hilfe einer kleinen, aus nur drei Rohrlagen bestehenden Kammer Myonspuren zu rekonstruieren. Der zu diesem Zweck erstellte Algorithmus soll im Weiteren vorgestellt werden.

Bei einer Kammer mit drei Lagen aus je drei Rohren ist der Regelfall der, dass ein durchlaufendes Myon drei Rohre durchquert und in diesen ein Signal hinterlässt. Trifft ein Myon den Rand der Kammer, oder verläuft seine Spur exakt mittig zwischen zwei benachbarten Rohren, so dass es nur die Rohrwandungen durchquert, aber nicht das empfindliche Gasvolumen, kann es vorkommen, dass nur ein oder zwei Rohre ansprechen.

Andererseits kann es bei Spuren, die hinreichend stark gegen das Lot auf die Rohrebenen geneigt sind, auch vorkommen, dass 4, 5 oder gar 6 Rohre getroffen werden. Die nachfolgende Skizze zeigt einige der eben diskutierten Möglichkeiten auf, die Zahl der getroffenen Rohre ist neben jeder Spur vermerkt.

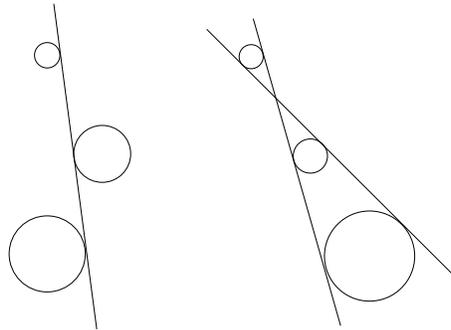


Ein Ereignis mit nur einem Treffer erlaubt keine Rekonstruktion einer Spur, bei zwei getroffenen Rohren hingegen ist eine Rekonstruktion anhand der Bedingung, dass die Spur Tangente an die beiden Driftkreise ist, möglich, allerdings ist die Lösung nicht eindeutig:



Es gibt stets vier Geraden, die gemeinsame Tangenten beider Kreise sind, sofern die Summe der Radien der beiden Kreise kleiner ist als der Abstand ihrer Mittelpunkte. Letztere Bedingung ist selbst für die Driftkreise benachbarter Rohre aufgrund ihrer nicht-verschwindenden Wandstärke stets erfüllt. Ereignisse mit nur zwei Treffern lassen daher keine eindeutige Spurrekonstruktion zu.

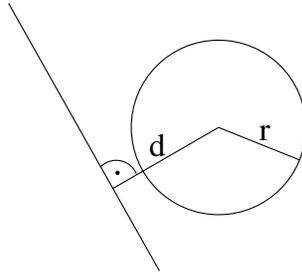
Erst wenn 3 Rohre getroffen wurden, ist die Spurrekonstruktion eindeutig, es sei denn, die Mittelpunkte der drei Driftkreise liegen auf einer Geraden. Dann ist die Geometrie vollkommen symmetrisch zur Verbindungsgeraden der drei Kreismittelpunkte, was im Folgenden als achsensymmetrischer Fall bezeichnet wird. Man erhält dann zwei mögliche Spuren (Der Fall, dass alle drei Driftradien gleich Null sind, sei hier vernachlässigt). Die beiden möglichen Fälle seien kurz skizziert:



Ließen sich alle 3 Driftradien ohne Fehler bestimmen, so wäre die Myonspur im nicht symmetrischen Fall sehr einfach zu finden: Man bräuchte nur zwei der drei Kreise herauszugreifen und alle vier gemeinsame Tangenten zu bestimmen. Der dritte Driftkreis wäre dann Tangente an genau eine der vier Geraden und lieferte somit ein eindeutiges Kriterium, welche der vier Geraden der gesuchten Spur entspricht.

In der Praxis ist jedoch jede Bestimmung eines Driftradius mit einem statistischen Fehler behaftet, so dass es nur in einer verschwindend kleinen Zahl von Fällen eine exakte Tangente an alle drei Kreise geben wird. In allen anderen Fällen gilt es, anhand der drei fehlerbehafteten Messwerte für den Driftradius eine Gerade zu finden, deren Verlauf der realen Myonspur möglichst nahe kommt.

Hierzu bedient man sich der χ^2 -Minimierung. Es sei im allgemeinen Fall mit N getroffenen Rohren ($N \geq 3$) r_i der Radius des i -ten Driftkreises und d_i der absolute Abstand des Kreismittelpunktes von der betrachteten Geraden.

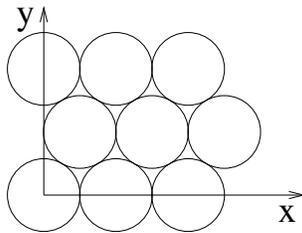


Dann definiert man

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (d_i - r_i)^2. \quad (\text{A.3})$$

Ziel ist es nun, einen Algorithmus zu finden, der die Gerade mit minimalem χ^2 bestimmt. Da einerseits eine Spurrekonstruktion für Ereignisse mit weniger als 3 getroffenen Röhren niemals eindeutig sein wird, andererseits aber Ereignisse mit 4 oder mehr Treffern nur selten auftreten, wird im Weiteren der Fall $N = 3$ betrachtet. Für die Berechnung von Dreifachsummen ist ohnehin dieser der einzig relevante.

In der zuvor definierten x-y-Ebene werde ein Koordinatensystem so orientiert, dass die Abszisse innerhalb einer Rohrlage von einem Draht zum nächsten weist und die Ordinate in Richtung der darüberliegenden Rohrlage zeigt:

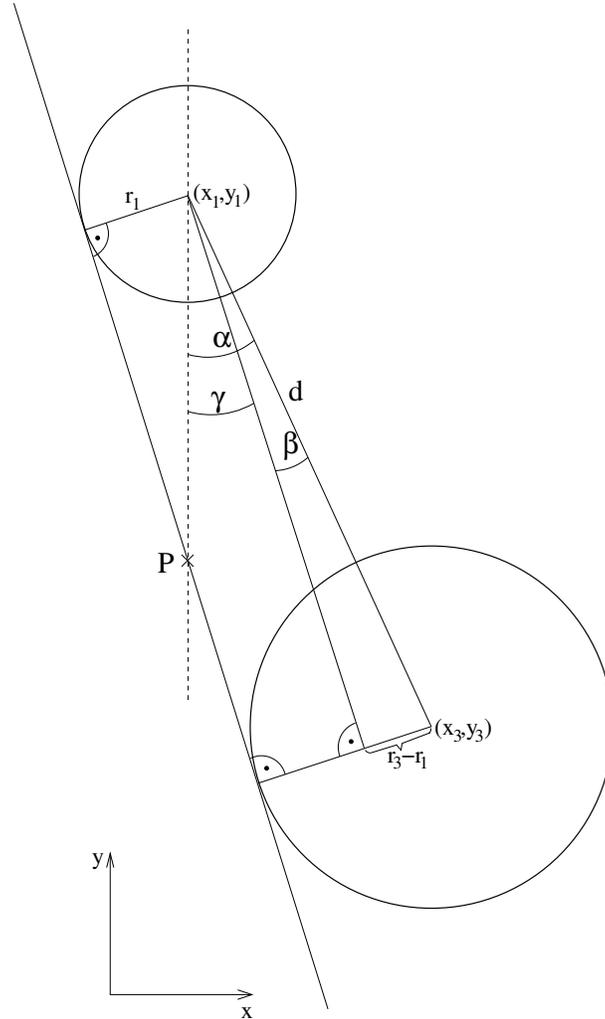


Für die Gerade wird die Parametrisierung $x = a \cdot y + b$ gewählt. Vertikal verlaufende Geraden haben so die Steigung $a = 0$, horizontal verlaufende Geraden dagegen, die man damit nicht beschreiben kann, sind nicht zu erwarten, da aufgrund der Triggergeometrie keine horizontalen Myonspuren auftreten können.

In dem zweidimensionalen Parameterraum (a, b) gilt es nun das Wertepaar zu finden, das die Gerade mit minimalem χ^2 beschreibt. Dieses Problem kann, wie sich im Weiteren zeigen wird, nicht analytisch gelöst werden. Man muss sich daher numerischer Methoden bedienen, d.h. einen Algorithmus finden, der sich iterativ der gesuchten Lösung nähert. Ein iteratives Verfahren jedoch ist stets auf einen geeigneten Startwert angewiesen. Weist die Funktion $\chi^2(a, b)$ beispielsweise mehrere lokale Minima im \mathbb{R}^2 auf, so muss man sicherstellen, dass der Algorithmus gegen das globale Minimum konvergiert. Wählte man einen Startwert in der Nähe eines lokalen Minimums, das nicht das globale ist, so liefe man Gefahr, dass die Iteration gegen dieses konvergiert.

Der erste Schritt nach dem Ermitteln der Driftradien und der Driftkreismittelpunkte

(x_i, y_i) , $i = 1, 2, 3$ besteht darin, dass zunächst nur die zwei Driftkreise in der oberen und der unteren Rohrlage betrachtet werden. An diese können nun vier Tangenten angelegt werden, deren Geradengleichungen es zu berechnen gilt. Die folgende Skizze gibt alle dazu benötigten Streckenlängen und Winkel wieder:



Die gestrichelte Linie ist eine Parallele zur y-Achse durch den Mittelpunkt des oberen Kreises. Es gilt $\sin \beta = \frac{r_1 - r_3}{d}$, wobei $d = \sqrt{(x_1 - x_3)^2 + (y_1 - y_3)^2}$ der Abstand der beiden Kreismittelpunkte ist². Ferner folgt aus elementargeometrischen Überlegungen, dass $\tan \alpha = \frac{x_3 - x_1}{y_3 - y_1}$ gilt³. Einerseits ist $\gamma = \alpha - \beta$, andererseits ist $a = \tan \gamma$ die gesuchte Steigung in der Geradengleichung $x = a \cdot y + b$. Also gilt:

$$a = \tan \left(\arctan \frac{x_3 - x_1}{y_3 - y_1} - \arcsin \frac{r_1 - r_3}{d} \right)$$

²In der Skizze ist β gemäß dieser Wahl des Vorzeichens negativ.

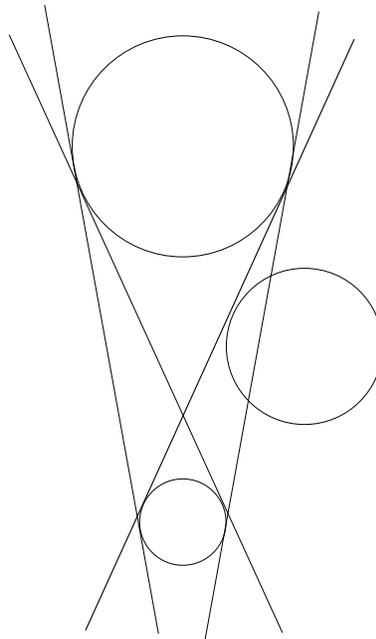
³Dies wird schnell ersichtlich, wenn man vom Punkt (x_3, y_3) aus das Lot auf die gestrichelte Linie fällt, was aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht skizziert wurde. Die Vorzeichen sind so gewählt, dass α und γ in der Skizze negativ sind.

Die insgesamt vier Tangentengleichungen erhält man, indem man die Radien r_1 und r_3 in allen vier möglichen Permutationen jeweils mit positivem und negativem Vorzeichen einsetzt.

Um auch noch den Achsenabschnitt b in der Geradengleichung zu ermitteln, bietet es sich an, die Koordinaten des Punktes P zu berechnen, diese lauten $(x_1, y_1 + \frac{r_1}{\sin \gamma})$ (Man beachte, dass in der Skizze γ nach obiger Festlegung negatives Vorzeichen trägt.). Setzt man diesen Punkt in die Geradengleichung ein und löst nach b auf, so erhält man

$$b = x_1 - a \cdot \left(y_1 + \frac{r_1}{\sin \gamma} \right) = x_1 - a \cdot y_1 - \frac{r_1}{\cos \gamma}.$$

Durch Variation der Vorzeichen von r_1 und r_3 kann man nun alle vier gemeinsame Tangenten an die beiden betrachteten Kreise berechnen. Ermittelt man dann jeweils den Abstand zwischen der Tangente und dem Mittelpunkt des dritten Driftkreises und vergleicht diesen mit dem gemessenen Driftradius, so herrscht im Idealfall in genau einem Fall Gleichheit, während die drei anderen Tangenten den dritten Kreis weit verfehlen oder stark schneiden:



In dem Fall kann eindeutig entschieden werden, welche der vier Geraden (bis auf Fehler der Driftradiusmessung) der Myonspur entspricht. Die entsprechende Gerade dient dann als Startwert für die folgende, iterative χ^2 -Minimierung.

Es kann auch der Fall auftreten, dass alle vier Geraden weit davon entfernt sind, den mittleren Driftkreis gerade zu berühren, z.B. dann, wenn infolge eines δ -Elektrons ein gemessener Driftradius viel zu klein ist. Bei Ereignissen wiederum, die achsensymmetrisch sind, haben je zwei Geraden immer genau den gleichen Abstand vom Mittelpunkt des mittleren Kreises. In solchen Fällen ist eine (eindeutige) Spurrekonstruktion nicht möglich, je nach Anwendung kann das entsprechende Ereignis bereits an dieser Stelle verworfen

werden. Bei der Berechnung von Dreifachsummen hingegen ist zumindest der achsensymmetrische Fall unkritisch, denn dort gilt es primär zu entscheiden, ob die Myonspur "links" oder "rechts" vom i -ten Draht verlaufen ist. Die beiden symmetrischen Lösungen verhalten sich diesbezüglich genau komplementär, d.h. für alle drei Drähte erhält man je die andere Seite. Somit kann nach Belieben eine der beiden Lösungen gewählt werden - auf den Betrag der Dreifachsumme hat dies keinen Einfluss.

Um einen Algorithmus zur χ^2 -Minimierung erstellen zu können, muss zunächst χ^2 bei bekannten Driftkreismittelpunkten (x_i, y_i) und Driftradien r_i als Funktion der Geradenparameter a und b ausgedrückt werden. Für den absoluten Abstand d_i der Gerade $x = ay + b$ vom Punkt (x_i, y_i) gilt nach Gleichung (5.1) aus Kapitel 5.2.6:

$$d_i = \frac{1}{\sqrt{a^2 + 1}} |a \cdot y_i + b - x_i|$$

Setzt man dieses Ergebnis in Gleichung (A.3) ein, so ergibt sich

$$\chi^2(a, b) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{\sqrt{a^2 + 1}} \cdot |ay_i + b - x_i| - r_i \right)^2$$

Dieser Term enthält einen Betrag, der eine globale Differentiation (d.h. im ganzen \mathbb{R}^2) unmöglich macht. Man muss daher den Definitionsbereich von $\chi^2(a, b)$ in Teilbereiche unterteilen, innerhalb derer der Ausdruck $ay_i + b - x_i$ sein Vorzeichen nicht ändert. Dort kann man via

$$S_i := \text{sign}(ay_i + b - x_i) \quad \forall i = 1, \dots, N$$

und

$$\chi^2(a, b) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{\sqrt{a^2 + 1}} \cdot S_i \cdot (ay_i + b - x_i) - r_i \right)^2$$

den Betrag eliminieren, indem man das Signum seines Arguments als zusätzliche Konstante einfließen lässt. Anschaulich gibt S_i dabei an, ob die Gerade "rechts" oder "links" vom Mittelpunkt des i -ten Kreises verläuft.

Die Analysis der Funktionen mehrerer Veränderlicher lehrt, dass das Verschwinden des Gradienten eine notwendige Bedingung für das Vorliegen lokaler Extrema ist. Die primäre Aufgabe bei der Minimierung von $\chi^2(a, b)$ besteht aus diesem Grunde im Auffinden gemeinsamer Nullstellen der partiellen Ableitungen von χ^2 nach a und b .

Die Ableitungen lauten

$$\frac{\partial \chi^2(a, b)}{\partial a} = 2 \cdot \sum_{i=1}^N \left[\frac{-a}{(a^2 + 1)^2} (ay_i + b - x_i)^2 + \left(\frac{y_i}{a^2 + 1} + \frac{a r_i S_i}{(a^2 + 1)^{3/2}} \right) \cdot (ay_i + b - x_i) - \frac{r_i S_i y_i}{\sqrt{a^2 + 1}} \right]$$

und

$$\frac{\partial \chi^2(a, b)}{\partial b} = \frac{6b}{a^2 + 1} + \frac{2}{\sqrt{a^2 + 1}} \cdot \sum_{i=1}^N \left[\frac{a y_i - x_i}{\sqrt{a^2 + 1}} - r_i S_i \right].$$

Setzt man die Ableitung nach b gleich Null und löst nach b auf, so ergibt sich

$$b = \frac{1}{3} \cdot \sum_{i=1}^N \left[x_i - ay_i + \sqrt{a^2 + 1} r_i S_i \right]$$

Führt man nun noch die drei Konstanten

$$B := \frac{1}{3} \cdot \sum_{i=1}^N x_i, \quad \Gamma := \frac{1}{3} \cdot \sum_{i=1}^N y_i \quad \text{und} \quad \Delta := \frac{1}{3} \cdot \sum_{i=1}^N r_i S_i$$

ein, so lässt sich die vorhergehende Gleichung sehr kurz schreiben:

$$b = B - a \cdot \Gamma + \sqrt{a^2 + 1} \cdot \Delta$$

Diese Beziehung $b(a)$ kann man nun als implizite Funktion in die partielle Ableitung von χ^2 nach a einsetzen, die Nullstellen der sich so ergebenden Funktion (sie sei im Folgenden mit $f(a)$ bezeichnet) sind die gesuchten Steigungen a . Um den Ausdruck nicht zu unübersichtlich werden zu lassen, seien vorher die Funktionen

$$g_i(a) := S_i \cdot \left(ay_i + B - a\Gamma + \sqrt{a^2 + 1}\Delta - x_i \right) \quad \forall i = 1, \dots, N$$

definiert. Damit erhält man

$$f(a) = \frac{\partial \chi^2(a, b)}{\partial a} \Bigg|_{b=B-a\Gamma+\sqrt{a^2+1}\Delta} = 2 \cdot \sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{g_i(a)}{\sqrt{a^2 + 1}} - r_i \right) \cdot \left(\frac{-a g_i(a)}{(a^2 + 1)^{3/2}} + \frac{S_i y_i}{\sqrt{a^2 + 1}} \right) \right]$$

Das Problem ist damit auf die Nullstellenbestimmung der Funktion $f(a)$ zurückgeführt. Allerdings ist diese Funktion so kompliziert, dass eine explizite Berechnung der Nullstellen nicht möglich ist. Man muss daher numerische Verfahren anwenden, wie das Nullstellen-Iterationsverfahren nach NEWTON. Für dieses lautet die Iterationsvorschrift

$$a_{k+1} = a_k - \frac{f(a_k)}{f'(a_k)}.$$

Die erste Ableitung von $f(a)$ kann explizit berechnet werden:

$$f'(a) = 2 \cdot \sum_{i=1}^N \left[\left(g'_i(a) - \frac{a g_i(a)}{a^2 + 1} \right) \cdot \left(\frac{-a g_i(a)}{a^2 + 1} + S_i y_i \right) + \left(\frac{g_i(a)}{\sqrt{a^2 + 1}} - r_i \right) \cdot \left(\frac{-g_i(a) - a g'_i(a) - a S_i y_i}{\sqrt{a^2 + 1}} + \frac{3 a^2 g_i(a)}{(a^2 + 1)^{3/2}} \right) \right]$$

Man setzt nun für a_1 den vorher berechneten Startwert ein. Für diesen berechnet man anschließend $g_i(a)$ und $g'_i(a)$ und daraus schließlich $f(a)$ und $f'(a)$. Einsetzen in die Iterationsvorschrift liefert dann a_2 . Hat man dieses Verfahren hinreichend oft wiederholt, so ändert sich a von Schritt zu Schritt im Bereich der relevanten Dezimalstellen nicht mehr. In der Praxis hat sich gezeigt, dass diese Konvergenz bereits nach 5 Iterationsschritten

erreicht ist. Da die Programmlaufzeit für die verwendeten Datensatzgrößen im Bereich von Sekunden liegt und bei der Zahl der Iterationsschritte somit nicht gespart werden muss, wurden dennoch bei jeder Spurrekonstruktion 10 Schritte durchgeführt.

Der Achsenabschnitt b wird für die Iteration an sich nicht benötigt, es reicht daher aus, diesen einmal am Schluss zu berechnen.

Die Abbildungen A.3 und A.4 zeigen Beispiele für Myonspuren, die mit diesem Verfahren rekonstruiert wurden.

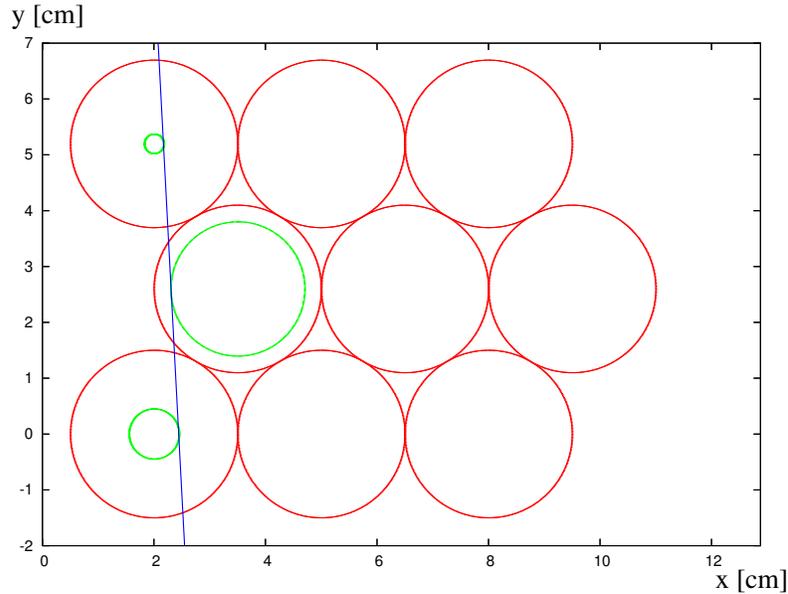


Abbildung A.3: Mit Hilfe des beschriebenen Algorithmus rekonstruierte Myonspur. Dargestellt ist ein Querschnitt durch die Kammer, für die drei getroffenen Rohre wurde der Driftkreis eingezeichnet. Achsenskalierung in cm. Das minimierte χ^2 beträgt $1,79 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$

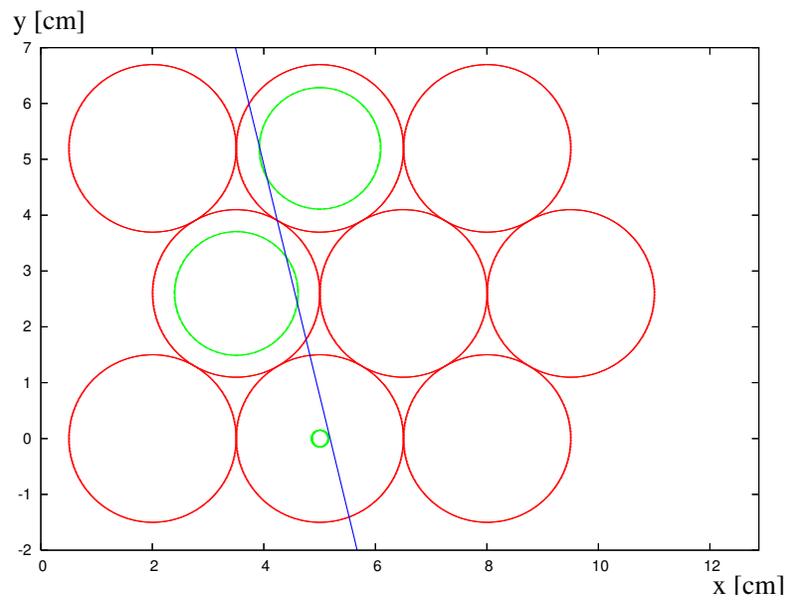


Abbildung A.4: Wie zuvor, jedoch liegt das minimierte χ^2 bei diesem Ereignis bei $9,34 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$. Der untere Driftkreis wird nicht ganz berührt, die beiden anderen werden leicht geschnitten.

A.5 Kleinwinkelstreuung von Myonen verschiedener Energie

In Kapitel 6.1 wurde festgestellt, dass die Bestimmung der Ortsauflösung von MDT-Driftrohren zu einem größeren Ergebnis führt, wenn an Stelle von nahezu monoenergetischen Myonen mit 100 GeV kosmische Myonen mit einem breiten Energiespektrum verwendet werden, das durch einen Bleiabsorber bei etwa 100 MeV abgeschnitten wurde. Die folgende Abschätzung soll zeigen, dass Kleinwinkelstreuung innerhalb der Rohrwandungen zu einem derartigen Effekt führen kann.

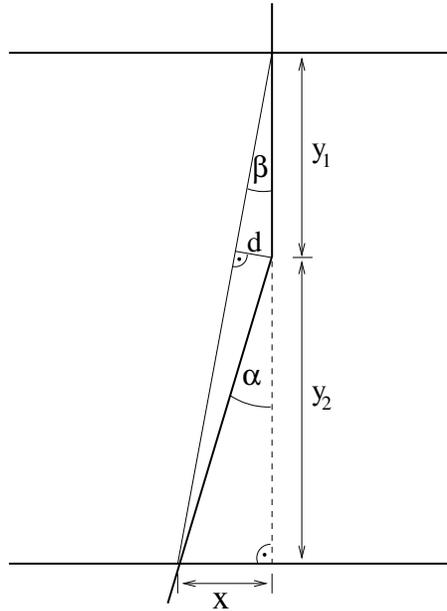
Ein durch Materie laufendes Myon erfährt viele kleine Ablenkungen infolge von Coulombkräften [24]. Die Verteilung der Winkel, um die geladene Teilchen nach Durchquerung einer Materieschicht der Dicke d gegenüber ihrer ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt werden, ist in etwa Gauß-förmig, die Standardabweichung dieser Gauß-Funktion für den in eine Ebene projizierten Ablenkwinkel ist laut [24] gegeben durch

$$\theta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{d}{X_0}} \left[1 + 0,038 \ln \frac{d}{X_0} \right]$$

Hierbei ist p der Impuls des Teilchens, βc seine Geschwindigkeit, z seine Ladung (in Einheiten der Elementarladung e) und X_0 die Strahlungslänge des Absorbermaterials. Diesen typischen Ablenkwinkel θ_0 gilt es nun für Myonen mit kinetischen Energien von 100 MeV und 100 GeV zu berechnen, die die Kammer durchqueren. Diese durchlaufen dabei näherungsweise 6 Rohrwandungen aus Aluminium ($X_0 = 89 \text{ mm}$) mit einer Dicke von je 0,4 mm, d.h. $d \approx 2,4 \text{ mm}$. Für ein Myon gilt $z = 1$ und seine Ruhemasse beträgt $105,7 \frac{\text{MeV}}{c^2}$, womit man folgende Ergebnisse erhält:

E_{kin}	p	β	θ_0
100 MeV	$176,5 \frac{\text{MeV}}{c}$	0,858	$1,272 \cdot 10^{-2}$
100 GeV	$100,1 \frac{\text{GeV}}{c}$	1,000	$1,925 \cdot 10^{-5}$

Anhand des Winkels θ_0 (der im Bogenmaß angegeben ist) gilt es nun, eine Abschätzung zu treffen, um welche Strecke die infolge von Streuung falsch rekonstruierte Spur von der tatsächlichen abweicht. Die folgende Skizze ist für die weitere Diskussion hilfreich:



Die Entfernung der Halbleiterdetektoren sei $y_1 + y_2$. Ein ursprünglich senkrecht einfallendes Myon werde nach der Strecke y_1 um den Winkel α gestreut. Dadurch erreicht es den unteren Halbleiterdetektor um eine Strecke x weiter links, als es der ursprünglichen Teilchenbahn entspricht. Als Spur rekonstruiert wird nun die Verbindungslinie beider Treffer in den Halbleiterdetektoren, diese ist gegenüber der anfänglichen Teilchenbahn um den Winkel β geneigt. Der maximale Abstand d zwischen der rekonstruierten und der tatsächlichen Myonspur stellt den größtmöglichen Fehler dar, der bei einer Driftradiusvorhersage auftreten kann.

Es gilt

$$\tan \alpha = \frac{x}{y_2} \quad \text{und} \quad \tan \beta = \frac{x}{y_1 + y_2}$$

sowie

$$\sin \beta = \frac{d}{y_1},$$

woraus letztlich folgt, dass

$$d = y_1 \sin \left[\arctan \left(\frac{y_2 \tan \alpha}{y_1 + y_2} \right) \right] \approx \alpha \frac{y_1 y_2}{y_1 + y_2}.$$

Der Abstand der beiden Halbleiterdetektoren liegt bei etwa 20 cm. Nimmt man an, dass die Streuung in der Mitte auftritt, d.h. $y_1 = y_2 = 10$ cm, und setzt man $\alpha = \theta_0$, so erhält man für die beiden genannten Myonenergien die folgenden Ergebnisse:

E_{kin}	d
100 MeV	636,0 μm
100 GeV	0,963 μm

Bei Myonenergien von 100 GeV kann ein messbarer Einfluss auf die Ortsauflösung ausgeschlossen werden. Bei 100 MeV hingegen ist der maximale Fehler der Driftradiusvorhersage, der aufgrund von Streuung gemäß dieser sehr vereinfachten Abschätzung auftreten kann, größer als die eigentliche Ortsauflösung des Rohres.

Literaturverzeichnis

- [1] CERN: <http://www.cern.ch>
- [2] Atlas Collaboration: *ATLAS - Detector and Physics Performance Technical Design Report*. CERN/LHCC/99-14, 1999.
- [3] Kleinknecht, Konrad: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1992.
- [4] Rauscher, Felix: *Untersuchung des Verhaltens von Driftrohren bei starker γ -Bestrahlung sowie Vermessung von Driftrohrkammern mit Hilfe von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung*. Dissertation, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2005.
- [5] Baranov, S. et al.: *Estimation of Radiation Background, Impact on Detectors, Activation and Shielding Optimization in ATLAS*. ATL-GEN-2005-001, 2005.
- [6] Müller, Thomas: *"Monitored Drift Tube"-Detektoren des ATLAS-Experiments im Neutronenuntergrund*. Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2006.
- [7] Alexopoulos, T. et al.: *Measurement of the Monitored Drift Tubes Response to Energetic Neutrons*. IEEE Transactions on Nuclear Science **51** (2004) 2448-2452.
- [8] Riegler, W. et al.: *Resolution Limits of Drift Tubes*. CERN-EP/99-99, 1999.
- [9] Deile, Mario: *Optimization and Calibration of the Drift-Tube Chambers for the ATLAS Muon Spectrometer*. Dissertation, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.
- [10] Ensslin, N.: *The Origin of Neutron Radiation*. Kapitel 11 in: *Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials* von Reilly, D. et al. (Eds.), NUREG/CR-5550 (LA-UR-90-732), U.S. Government Printing Office, Washington, DC, 1991.
- [11] Goldberg, M.D.: *Neutron Sources, Cross Sections, and Angular Distributions*. In: *Progress in Fast Neutron Physics* von Phillips, G.C. et al. (Eds.), The University of Chicago Press, Chicago, Illinois, USA, 1963.
- [12] Beckurts, K.H., Wirtz, K.: *Neutron Physics*. Karlsruhe, 1964.

- [13] Chiba, Satoshi *et al.*: *The $^1\text{H}(^{11}\text{B},n)^{11}\text{C}$ Reaction as a Practical Low Background Monoenergetic Neutron Source in the 10 MeV Region*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A281** (1989) 581-588.
- [14] Jagemann, Thomas: *Measurement of the Scintillation Light Quenching for Nuclear Recoils induced by Neutron Scattering in Detectors for Dark Matter Particles*. Dissertation, Fakultät für Physik der Technischen Universität München, 2004.
- [15] <http://www.studsvik.se/>
- [16] Tarasov, O.B., Bazin, D.: *Development of the program LISE: application to fusion-evaporation*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B204** (2003) 174-178.
- [17] Rieß, Friedrich: *GASPAN - A program to fit gamma and particle spectra*. URL: <http://www.cip.physik.uni-muenchen.de/~riess/>
- [18] Witsch, W., Willaschek, J.G.: *High-Pressure Gas Target for the Production of Intense Fast-Neutron Beams*. Nuclear Instruments and Methods **138** (1976) 13-17
- [19] Ziegler, James F.: *SRIM - 2003*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B219-220** (2004) 1027-1036.
- [20] <http://www.brooksinstrument.nl>
- [21] <http://www.mksinstruments.de>
- [22] Allkofer, O.C.: *Die Höhen- und Zenitwinkelabhängigkeit der Energiespektren von Ultrastrahlungsteilchen*. Fortschritte der Physik **15** (1967) 113-196.
- [23] Gaisser, T.K., Stanev, T.: *Cosmic Rays*. The European Physical Journal C, Volume 3, Number 1-4 (1998) 132-137.
- [24] Groom, D.E.: *Passage of Particles Through Matter*. The European Physical Journal C, Volume 3, Number 1-4 (1998) 144-151.
- [25] Dannheim, D. *et al.*: *Design and Test of the Silicon Sensors for the ZEUS Micro Vertex Detector*. DESY-02-215, 2002.
- [26] Integrated Detector & Electronics AS, <http://www.ideas.no>
- [27] Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari, <http://www.caen.it>
- [28] Kortner, Oliver: *Schauerproduktion durch hochenergetische Myonen und Aufbau eines Höhenstrahlungsprüfstandes für hochauflösende ATLAS-Myonkammern*. Dissertation, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2002.
- [29] Hubbell, J.H., Seltzer, S.M.: *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients* (version 1.4). National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2004.

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich für die großartige Unterstützung bedanken, die ich von so vielen Seiten erhalten habe und ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Mein ganz besonderer Dank gilt:

- Otmar Biebel für die hervorragende Betreuung und die Unterstützung im Labor zu jeder nur erdenklichen Tages- wie Nachtzeit.
- Walter Assmann für die Erstellung des Zweitgutachtens.
- Ralf Hertenberger für die großartige Betreuung im Labor, vor allem bei Fragen der Neutronenproduktion und des Beschleunigerbetriebs.
- Thomas Müller für die gute Zusammenarbeit.
- Felix Rauscher für die Hilfe bei allen Fragen im Zusammenhang mit der Auslesesoftware, und natürlich für die Unterstützung während der Strahlzeiten bis tief in die Nacht hinein.
- Frank Fiedler, der stets als Ansprechpartner bereitstand, wenn ich Fragen zu den Halbleiterdetektoren hatte.
- Dorothee Schaile nicht nur für die Möglichkeit, an ihrem Lehrstuhl meine Diplomarbeit zu schreiben, sondern auch dafür, dass sie mich auf die Idee brachte, Dreifachsummen auszurechnen.
- Günther Duckeck und Raimund Ströhmer für die Unterstützung bei programmierischen Problemen und numerischen Fragestellungen.
- Attila Varga, der immer zur Stelle war, wenn wieder einmal binnen Stunden Kabel hergestellt oder kleinere Schaltungen zusammengelötet werden mussten.
- Hartmut Steffens und Peter Hartung für die Umsetzung meiner diversen Ideen in technische Zeichnungen.
- Herrn Oehm sowie allen Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt für die Anfertigung der Versuchsaufbauten und diverser Kleinteile. Mein besonderer Dank gilt Herrn Griesgraber, der beim Ausstanzen der Eintrittsfolien stets eine ruhige Hand und viel Fingerspitzengefühl unter Beweis stellte.
- Den Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt, die sich stets Zeit nahmen, um mich mit Platinen und Bauteilen zu versorgen.
- Rainer Großmann und Ludwig Beck für ihren Rat in Fragen des Strahlenschutzes und die Bereitstellung von Strahlungsmessgeräten.

- Frau Frischke für die Herstellung des Wismut-Strahlstoppers sowie die Hilfe beim Ultraschallreinigen der Bauteile. Auch ein Dankeschön an Herrn Friebel für das gelegentliche Auswalzen von Metallfolien.
- Walter Carli und allen Operateuren des Beschleunigerlabors, ohne die die Versuche nicht durchführbar gewesen wären.
- Rainhardt Satzkowski für den Transport der Versuchsaufbauten und seine stets nette, aufmunternde Art.
- Wolfgang Rau und Chiara Coppi für die gute Zusammenarbeit bei Fragestellungen der Neutronenproduktion und das Ausleihen ihres Gas-Targets.
- Thomas Faestermann und Georg Rugel für die Möglichkeit, Gammaspektren aufzunehmen.
- Roman Gernhaeuser für die interessanten Informationen über Tritium-Targets.
- Peter Thirolf für die kleine Einführung in *PACE4*.
- Otto Schaile und Klaus Steinberger für ihre Hilfe, wenn die Computer-Hardware einmal nicht das tat, was sie sollte.
- Frau Franz für das geduldige Abwickeln meiner diversen Bestellungen von Metallfolien.
- Frau Dlaboha für das Stöbern im Bibliotheksarchiv — anders wäre ich niemals an die Quelle [22] herangekommen.
- Martina Reithmeier für die nette Zusammenarbeit am Teststand während ihrer Zeit als FII-Praktikantin.
- Raphael Mameghani und Martin Lamprecht für das Korrekturlesen meiner Arbeit — ohne Raphael wäre sie niemals DIN 1338-konform geworden.
- Und natürlich allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für das hervorragende Arbeitsklima.

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

München, den 14. Dezember 2006

(Alexander Mlynek)